

ДВУМЕРНОЕ ОПИСАНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С УЧЕТОМ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА

Е.А. Дьяконов, Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов
Московский Государственный Университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет
ead1989@gmail.com

Кристаллические материалы, обладающие как упругой, так и диэлектрической анизотропией, имеют большое значение в акустооптике. Теория дифракции света на ультразвуке в таких средах основана на рассмотрении плоских световых волн. При этом ряд задач современной акустооптики не могут быть правильно решены в рамках существующей теории, поскольку требуют учитывать пространственное ограничение области взаимодействия по двум координатам [1-4]. Для решения подобных задач необходимо перейти от описания плоских волн к рассмотрению волновых пучков и заменить известные одномерные уравнения связанных мод на двумерные. Двумерные уравнения связанных мод, представленные в [1,3], выведены для случая оптически изотропной среды. Чтобы распространить эти уравнения на оптически анизотропные среды, в них необходимо учитывать поляризацию взаимодействующих световых пучков.

Пусть волновые векторы взаимодействующих волн лежат в плоскости Oxz , а ультразвуковое поле имеется в слое среды при $0 < x < l$, как показано на рис. 1. Тогда тензор диэлектрической проницаемости среды равен $\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}_n + \Delta\hat{\epsilon} \sin(\vec{K}\vec{r} - 2\pi ft)$, где $\hat{\epsilon}_n$ – тензор диэлектрической проницаемости невозмущенной среды, $\Delta\hat{\epsilon}$ – амплитуда его возмущения, \vec{K} – волновой вектор ультразвуковой волны, f – ее частота, $\vec{r} = \{x, y, z\}$ – радиус-вектор, t – переменная времени. Для нахождения электромагнитного поля световых волн необходимо решить волновое уравнение:

$$-\nabla \times [\nabla \times \vec{E}] = (1/c^2) \cdot \partial^2(\hat{\epsilon} \vec{E}) / \partial t^2, \quad (1)$$

где \vec{E} – напряженность электрического поля волны, c – скорость света, ∇ – производная по радиус-вектору. Решение уравнения (1) следует искать в виде суммы полей световых пучков дифракционных порядков с двумя взаимно-ортогональными поляризациями:

$$\vec{E} = E_A \sum_p \left((1/\sqrt{n^\perp}) \vec{e}^\perp C_p^\perp(x, z) \exp(\vec{k}_p^\perp \vec{r} - \omega_p t) + (1/\sqrt{n^\parallel \cos \beta_p}) \vec{e}^\parallel C_p^\parallel(x, z) \exp(\vec{k}_p^\parallel \vec{r} - \omega_p t) \right), \quad (2)$$

где E_A – постоянная величина с размерностью В/м, p – номер порядка дифракции, C_p – медленно меняющаяся комплексная амплитуда электромагнитной волны, \vec{k}_p и ω_p – ее волновой вектор и циклическая частота. Все величины с индексом \perp относятся к волнам, поляризованным перпендикулярно плоскости взаимодействия, а с индексом \parallel – к волнам, поляризованным в этой плоскости. Единичные векторы \vec{e}^\perp и \vec{e}_p^\parallel указывают направления

поляризации гармонических волн, распространяющихся в невозмущенной среде в направлениях, заданных соответствующими волновыми векторами, а n^\perp и n_p^\parallel - показатели преломления среды для этих волн. При этом можно записать $[\vec{e}_p^\parallel \times [\vec{m}_p^\parallel \times \vec{e}_p^\parallel]] = \vec{s}_p^\parallel \cos \beta_p$, где \vec{s}_p^\parallel – орт лучевого вектора волны, поляризованной в плоскости взаимодействия, \vec{m}_p^\parallel – орт ее волнового вектора, β_p – угол между ними. Кроме того, из условия стационарности решения следует, что $\omega_p = \omega_0 + 2\pi f p$.

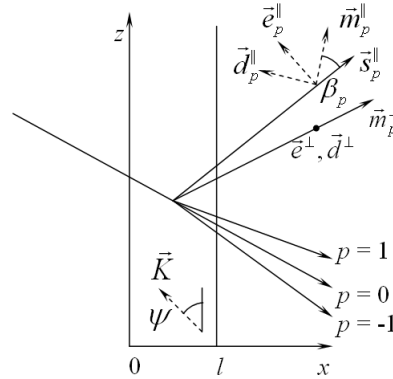


Рис. 1. Расположение и поляризация взаимодействующих волновых пучков.

Если длина волны света достаточно мала, то при выводе уравнения связанных мод можно перейти к приближению геометрической оптики и отбросить слагаемые, содержащие вторые производные от C_p по пространственным координатам. Окончательно получается следующая система двумерных уравнений связанных мод:

$$\begin{aligned} (\vec{m}_p^\perp \cdot \vec{\nabla}) C_p^\perp &= \frac{q^\perp}{2} (C_{p-1}^\perp \exp(-i\vec{\eta}_{p-1}^\perp \vec{r}) - C_{p+1}^\perp \exp(i\vec{\eta}_p^\perp \vec{r})) + \frac{q_{p-1}^A}{2} C_{p-1}^\parallel \exp(-i\vec{\eta}_{p-1}^\parallel \vec{r}) - \frac{q_{p+1}^A}{2} C_{p+1}^\parallel \exp(i\vec{\eta}_p^\parallel \vec{r}), \\ (\vec{s}_p^\parallel \cdot \vec{\nabla}) C_p^\parallel &= \frac{q_{p-1}^\parallel}{2} C_{p-1}^\parallel \exp(-i\vec{\eta}_{p-1}^\parallel \vec{r}) - \frac{q_p^\parallel}{2} C_{p+1}^\parallel \exp(i\vec{\eta}_p^\parallel \vec{r}) + \frac{q_p^A}{2} (C_{p-1}^\perp \exp(-i\vec{\eta}_{p-1}^\perp \vec{r}) - C_{p+1}^\perp \exp(i\vec{\eta}_p^\perp \vec{r})), \end{aligned} \quad (3)$$

где введены обозначения для параметров акустооптической связи q и расстройек η при переходах с сохранением плоскости поляризации:

$$\begin{aligned} q^\perp &= -(\pi/\lambda) \sqrt{2P/S} (\vec{d}^\perp \Delta \hat{B}_{\text{омн}} \vec{d}^\perp) \sqrt{n^{\perp 6} / \rho V^3}; & \vec{\eta}_p^\perp &= \vec{k}_{p+1}^\perp - \vec{k}_p^\perp - \vec{K}; \\ q_p^\parallel &= -(\pi/\lambda) \sqrt{2P/S} (\vec{d}_p^\parallel \Delta \hat{B}_{\text{омн}} \vec{d}_{p+1}^\parallel) \sqrt{(n_p^\parallel \cos \beta_p \cdot n_{p+1}^\parallel \cos \beta_{p+1})^3 / \rho V^3}; & \vec{\eta}_p^\parallel &= \vec{k}_{p+1}^\parallel - \vec{k}_p^\parallel - \vec{K}; \end{aligned} \quad (4)$$

и с изменением плоскости поляризации (анизотропная дифракция):

$$q_p^A = -(\pi/\lambda) \sqrt{2P/S} (\vec{d}^\perp \Delta \hat{B}_{\text{омн}} \vec{d}_p^\parallel) \sqrt{(n^\perp n_{p+1}^\parallel \cos \beta_p)^3 / \rho V^3}; \vec{\eta}_p^{\perp \parallel} = \vec{k}_{p+1}^\parallel - \vec{k}_p^\perp - \vec{K}; \vec{\eta}_p^{\parallel \perp} = \vec{k}_{p+1}^\perp - \vec{k}_p^\parallel - \vec{K}. \quad (5)$$

Здесь $\Delta \hat{B} = \Delta \hat{B}_{\text{омн}} \sqrt{2P/S \rho V^3}$ – амплитуда возмущения тензора диэлектрической непроницаемости среды $\hat{B} = \hat{\epsilon}^{-1}$ [5], P – мощность ультразвуковой волны, S – площадь ее фронта, ρ – плотность материала, V – фазовая скорость ультразвука, λ – длина волны падающего света в вакууме. Единичные векторы \vec{d}^\perp и \vec{d}_p^\parallel направлены вдоль поляризации

вектора электрической индукции соответствующих волн. Выражения вида $(\vec{d} \Delta \hat{B}_{\text{омн}} \vec{d})$ определяют эффективную фотоупругую постоянную соответствующего перехода. Граничные условия для системы уравнений (3) задаются аналогично случаю оптически изотропной среды [1].

Как известно, для оценки эффективности дифракции удобно ввести коэффициент акустооптического качества среды. В случае дифракции Брэгга из бесконечной системы (3) сохраняются только уравнения при $p = 0$ и $p = 1$. Выражение для акустооптического качества данного перехода в зависимости от его типа имеет вид

$$M^{\perp} = (\vec{d}^{\perp} \Delta \hat{B}_{\text{омн}} \vec{d}^{\perp})^2 n^{\perp 6} / \rho V^3; \quad M_p^{\parallel} = (\vec{d}_p^{\parallel} \Delta \hat{B}_{\text{омн}} \vec{d}_{p+1}^{\parallel})^2 (n_p^{\parallel} \cos \beta_p \cdot n_{p+1}^{\parallel} \cos \beta_{p+1})^3 / \rho V^3; \quad (6)$$

$$M_p^A = (\vec{d}^{\perp} \Delta \hat{B}_{\text{омн}} \vec{d}_p^{\parallel})^2 (n^{\perp} n_{p+1}^{\parallel} \cos \beta_p)^3 / \rho V^3.$$

Следует подчеркнуть, что при оценке эффективности дифракции по известной формуле $I = \sin^2[(\pi l_{\text{эКВ}} / \lambda) \sqrt{PM / 2S}]$ в качестве эквивалентного размера области взаимодействия $l_{\text{эКВ}}$ следует подставить размер области взаимодействия в направлении лучей света первого порядка дифракции.

Разработанный метод был использован для исследования режима акустооптического взаимодействия, в котором световой пучок +1 порядка дифракции направлен строго вдоль ультразвукового столба [2,3]. Этот режим обусловлен упругой анизотропией среды взаимодействия, поэтому для исследования был выбран кристалл парателлурита.

Для каждого направления волновой нормали ультразвуковой волны в кристалле подбирались такие направления падения и дифракции света, чтобы световой пучок +1 порядка дифракции был направлен вдоль ультразвукового столба. Из условия синхронизма вычислялось значение частоты, при которой реализуется данный режим взаимодействия. Также по формулам (6) вычислялось значение акустооптического качества среды. Все вычисления проводились для длины волны света $\lambda = 3,39$ мкм.

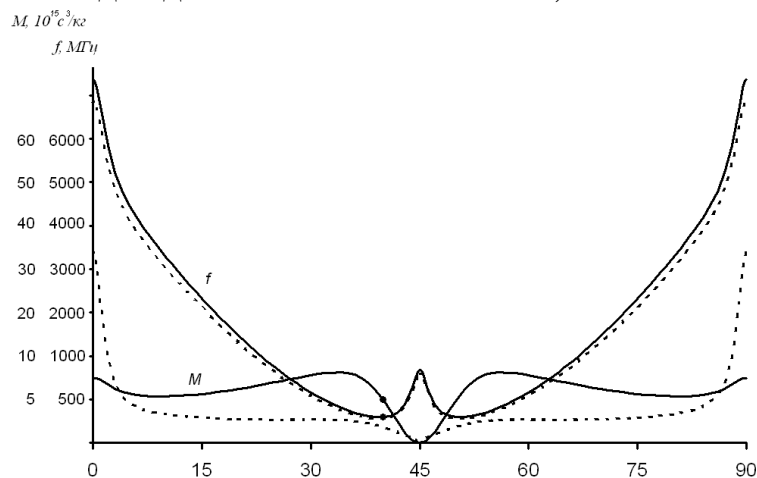


Рис. 2. Зависимость эффективности дифракции и частоты ультразвука от направления вектора \vec{K} в плоскости (001). Отсчет углов ведется от оси [100]. Сплошные линии — дифракция необыкновенной волны, штриховые линии — обыкновенной волны

В плоскости (001) максимальный угол сноса ультразвуковой волны достигает 74° , поэтому дифракция на медленной акустической моде наблюдается при сравнительно низких частотах ультразвука. Однако акустооптическое качество не превышает $10 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ в большинстве направлений. Соответствующие зависимости представлены на рис. 2. Анизотропная дифракция на данной акустической волне невозможна, то есть $M^A=0$ во всех направлениях. Жирной точкой на рисунке обозначены параметры проведенного эксперимента в акустооптической ячейке, описанной в [5]. При мощности, подведенной к пьезопреобразователю 0,16 Вт, апертуре светового пучка 2 мм и толщине ультразвукового столба $l = 0,18$ мм была получена эффективность дифракции $(6,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$ и ширина полосы частот взаимодействия $(0,60 \pm 0,04)$ МГц.

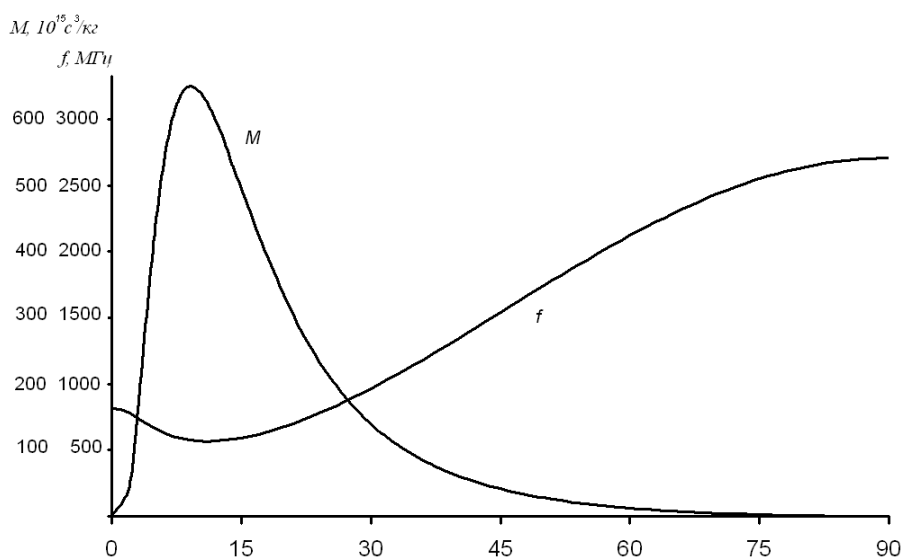


Рис. 3. Зависимость эффективности дифракции и частоты ультразвука от направления вектора \vec{K} в плоскости (110). Отсчет углов ведется от оси $[1\bar{1}0]$ к оси $[001]$

В плоскости (110) для медленной акустической моды максимальный угол сноса равен 57° . На этой моде в данной плоскости оказывается возможной лишь анизотропная дифракция. Вычисления были проведены для случая дифракции из обыкновенной волны в необыкновенную. Из рис. 3 видно, что в данном случае получаются существенно более высокие значения коэффициента качества, достигающие величины $700 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ при дифракции на ультразвуковой волне с частотой 600 МГц. Подобное взаимодействие, в принципе, осуществимо, однако оно сопряжено с техническими трудностями из-за высокого акустического затухания.

Работа поддержана грантами РФФИ 12-02-33122 мол-а-вед и 12-02-01302-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дьяконов Е.А. Труды конференции «Волны-2012», Звенигород, с.7-10.
2. Voloshinov V., Makarov O. Proceedings SPIE, 1998, v.3581, p.108-117.
3. Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б. Труды конференции «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия», Казань, 2011, с. 62-65.
4. Маслаков А.В., Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б. Труды конференции «Волны-2012», Звенигород, с. 11-14.
5. Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В. Акустический журнал, 2012, т. 58, № 1, с. 121-131