

Модифицированный параметр Кляйна–Кука для анализа акустооптического взаимодействия в акустически анизотропной среде

А. В. Захаров,^{*} Н. В. Поликарпова,[†] В. Б. Волошинов[‡]
 Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
 физический факультет, кафедра физики колебаний
 Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

Предложен новый критерий для оценки режимов акустооптического взаимодействия в акустически анизотропной среде. В отличие от известного параметра Кляйна–Кука, зависящего от длин волн света и звука, а также длины области взаимодействия, модифицированный параметр учитывает снос акустической энергии.

PACS: 42.79.Jq, 43.38.Zr, 78.20.Nr. УДК: 534-16, 535.42.

Ключевые слова: акустооптическое взаимодействие, акустическая анизотропия, угол акустического сноса, параметры фазовой расстройки, параметр Кляйна–Кука, дифракция Брэгга, дифракция Рамана–Ната.

В современной акустооптике, как правило, применяются кристаллы, обладающие сильной оптической и акустической анизотропией [1]. В частности, в кристалле парателлурита TeO_2 угол между векторами фазовой и групповой скорости звуковой волны (угол акустического сноса) может достигать значения $\Psi = 74^\circ$. В последнее время наблюдается устойчивый интерес к изучению влияния акустической анизотропии на параметры акустооптического (АО) взаимодействия [2, 3]. В данном сообщении параметр Кляйна–Кука, традиционно применяемый для различения брэгговского, промежуточного и раман-натовского режимов АО взаимодействия в акустически изотропной среде, обобщается на случай акустически анизотропного материала. При этом оптическая анизотропия среды взаимодействия не учитывалась.

Как известно, при взаимодействии падающей плоской световой волны с волновым вектором \mathbf{k} и акустического поля в виде плоскопараллельного столба ширины l с волновым вектором \mathbf{K} комплексные амплитуды дифрагированных световых волн C_p могут быть найдены из системы уравнений связанных мод

$$\frac{dC_p}{dx} = \frac{q}{2l} [C_{p-1} \exp(j\Delta k_{p-1}x) - C_{p+1} \exp(-j\Delta k_p x)] \quad (1)$$

с граничными условиями $C_0(0) = 1$; $C_p(0) = 0$ для всех $p \neq 0$. В соотношении (1) x — направление, ортогональное границам акустического столба. Интенсивность p -го дифракционного максимума определяется произведением комплексно сопряженных амплитуд:

$$I_p = C_p(l)C_p^*(l).$$

Эффективность энергообмена между соседними дифракционными максимумами зависит от параметров

связи q и параметров фазовой расстройки Δk_p , зависящих в акустически анизотропной среде от величины угла акустического сноса Ψ [2]:

$$\Delta k_p = \sqrt{k^2 - [(p+1)K \cos \Psi + k \sin(\Psi + \Theta)]^2} - \sqrt{k^2 - [pK \cos \Psi + k \sin(\Psi + \Theta)]^2} + K \sin \Psi. \quad (2)$$

В соотношении (2) k и K — волновые числа света и ультразвука, θ_0 — угол падения света, отсчитываемый от волнового фронта ультразвуковой волны.

Известно, что в зависимости от соотношения между волновыми векторами света и звука и ширины звукового столба могут реализовываться два крайних режима акустооптического взаимодействия — режим дифракции Брэгга и режим дифракции Рамана–Ната, а также и промежуточный режим. Основные особенности этих режимов можно кратко представить в виде следующей таблицы (см. табл. 1).

Для различения этих режимов при взаимодействии в акустически изотропной среде обычно применяется параметр Кляйна–Кука $Q = K^2 l / k$ [4]. Так, режиму дифракции Рамана–Ната соответствует $Q \ll 1$, режиму дифракции Брэгга — $Q \gg 1$, а промежуточному режиму — $Q \sim 1$. Однако, как показывают расчеты [2], параметр в таком виде не может применяться для анализа АО взаимодействия в акустически анизотропной среде.

При обобщении параметра Кляйна–Кука для акустически анизотропной среды нами принимались во внимание следующие соображения. Как уже было замечено, эффективность обмена световой энергии между соседними дифракционными максимумами обусловлена, в значительной мере, параметрами фазовой расстройки. Из векторной диаграммы Рис. 1 видно, что в общем случае данные параметры тем больше, чем дальше от нулевого максимума расположены соответствующие порядки дифракции. Таким образом, для реализации режима дифракции Рамана–Ната необходимо, чтобы параметры расстройки не увеличивались с увеличением порядка дифракции, или, иначе говоря, чтобы максимальные значения произведений

^{*}E-mail: azakharov@physics.msu.ru

[†]E-mail: polikarp@phys.msu.ru

[‡]E-mail: volosh@phys.msu.ru

Таблица I: Режимы акустооптического взаимодействия

Режим дифракции	Угол падения света θ_0	Количество порядков дифракции
Раман–натовский	произвольный	$\rightarrow \infty$
Промежуточный	некоторый диапазон	несколько
Брэгговский	$ \sin \theta_0 = K/2k$	2 (включая нулевой)

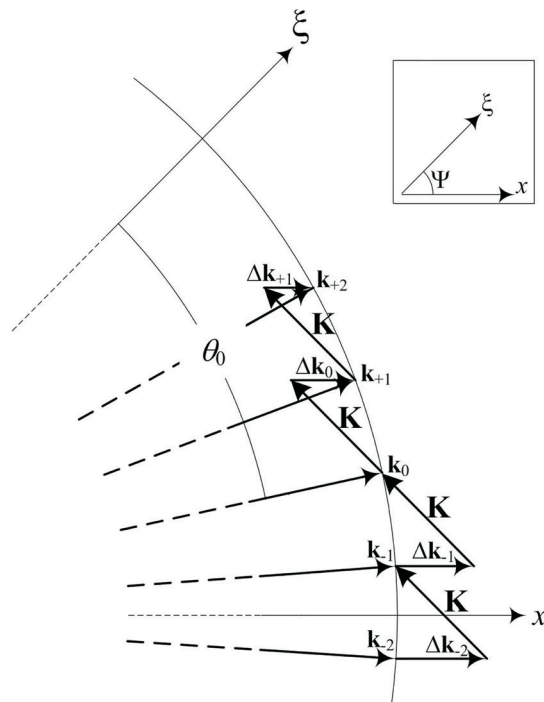


Рис. 1: Векторная диаграмма дифракции в акустически анизотропной среде

$\Delta k_p x = \Delta k_p l$ в экспонентах уравнений связанных мод (1) не зависели от номера дифракционного максимума p . Учитывая, что волновые числа света и звука, как правило, связаны соотношением $k \gg K$ и что углы дифракции малы, можно разложить выражение (2) в ряд Тейлора для $[pK \cos \Psi / k + \sin(\Psi + \theta_0)]^2$ и $[(p+1)K \cos \Psi / k + \sin(\Psi + \theta_0)]^2$. Пренебрегая членами ряда высших порядков, можно получить следующее приближенное выражение для параметров расстройки:

$$\Delta k_p = - \left(p + \frac{1}{2} \right) \frac{K^2 \cos^2 \Psi}{k \cos^3(\Psi + \theta_0)} - [\cos \Psi \operatorname{tg}(\Psi + \theta_0) - \sin \Psi]. \quad (3)$$

Очевидно из данного соотношения, что произведение $\Delta k_p l$ не зависит от p в случае, если

$$K^2 \cos^2 \Psi / k \cos^3(\Psi + \theta_0) \cdot l \ll l.$$

Данное условие соответствует режиму дифракции Рамана–Ната. Во всех других случаях параметры расстройки увеличиваются по мере увеличения номера

дифракционного максимума. Таким образом, мы получаем следующий критерий режима дифракции, который можно назвать модифицированным параметром Кляйна–Кука

$$Q_A = \frac{K^2 l \cos^2 \Psi}{k \cos^3(\Psi + \theta_0)} = Q \cdot \frac{\cos^2 \Psi}{\cos^3(\Psi + \theta_0)}. \quad (4)$$

Заметим, что полагая в последнем выражении угол сноса равным нулю, мы получаем более строгий критерий режима взаимодействия в изотропной среде, чем традиционный параметр Кляйна–Кука Q , который не учитывает величину угла падения света θ_0 .

Для проверки применимости полученного параметра были рассчитаны зависимости интенсивности света в дифракционных максимумах от угла падения света θ_0 и модифицированного параметра Кляйна–Кука Q_A при АО взаимодействии в плоскости (001) кристалла парателлурита. В данной плоскости максимальный угол акустического сноса составляет 74° для медленной сдвиговой акустической волны. При этом поляризация света остается неизменной.

На графике Рис. 2 представлены зависимости ин-

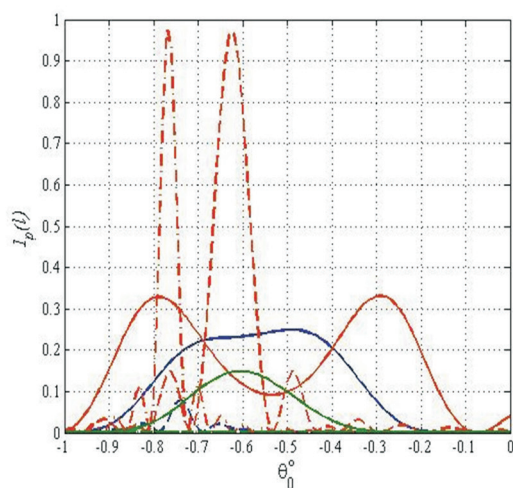


Рис. 2: Зависимости интенсивности света в дифракционных максимумах от угла падения света при различных значениях модифицированного параметра Кляйна–Кука

тенсивности света на выходе акустооптической ячейки от угла падения (в градусах) в +1-м (красные кривые), +2-м (синие кривые) и +3-м (зеленые кривые)

дифракционных максимумах при трех различных значениях модифицированного параметра Кляйна–Кука и значении коэффициента связи $q = \pi$. При $Q_A \approx 0,06$ (сплошные кривые) интенсивность света достигает существенных значений в диапазоне 15–35 %, что вполне типично для дифракции Рамана–Ната. При $Q_A \approx 1$ (штриховые кривые) становится очевидным доминирование +1-го порядка, достигающего при падении под углом Брэгга $-0,62^\circ$ эффективности дифракции 97 %. При этом и +2-й порядок, имея при том же угле эффективности около 1 %, все же достигает 8 % при угле падения $-0,74^\circ$. Это соответствует промежуточному режиму дифракции. Наконец, при $Q_A \approx 5$, из всех рассматриваемых дифракционных максимумов, остается только +1-й, изображенный на рис. 2. красной штрих-пунктирной кривой. Интенсивность этого максимума достигает 98 % при падении света под углом Брэгга, составляющим $-0,77^\circ$, что соответствует брэгговскому режиму дифракции.

Таким образом, предлагаемый модифицированный параметр Кляйна–Кука может служить удовлетворительным критерием режима АО дифракции в акустически анизотропной среде.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 12-02-01302а).

- [1] Балакий В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики (М.: Радио и связь, 1985).
 [2] Zakharov A.V., Voloshinov V.B., Blomme E. Ultrasonics **51**. P. 745-751. (2011).
 [3] Балакий В.И., Волошин А.С. Оптика и спектроскопия

110. С. 840. (2011).

- [4] Klein W.R., Cook B.D. IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics **14**, No.3, P. 123. (1967).

Modified Klein–Cook Parameter for the Analysis of Acousto–Optic Interaction in the Acoustically Anisotropic Medium

A. V. Zakharov^a, N. V. Polikarpova^b, V. B. Voloshinov^c

Department of Oscillations, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia
 E-mail: ^aazakharov@physics.msu.ru, ^bpolikarp@phys.msu.ru, ^colosh@phys.msu.ru

A new criterion for estimation of the acousto–optic interaction regimes in the acoustically anisotropic medium is offered in the report. In comparison with the conventional Klein–Cook parameter depending on the light and ultrasound wavelengths and on the interaction area length, the modified parameter also takes into consideration the acoustic energy walkoff.

PACS:42.79.Jq, 43.38.Zp, 78.20.Np.

Keywords: acousto–optic interaction, acoustic anisotropy, acoustic walkoff angle, phase mismatch parameters, Klein–Cook parameter, Bragg regime of diffraction, Raman–Nath regime of diffraction.

Сведения об авторах

- Захаров Алексей Владимирович — физик 1-й категории; тел. (495) 939-44-04, e-mail: azakharov@physics.msu.ru.
- Поликарпова Наталия Вячеславовна — канд. физ.-мат. наук, старший преподаватель; тел.: (495) 939-44-04, e-mail: polikarp@phys.msu.ru.
- Волошинов Виталий Борисович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел. (495) 939-44-04, e-mail: volosh@phys.msu.ru.