

05.2; 07; 08

© 1991

БРЭГГОВСКОЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ

В.М. К о т о в

Брэгговское поляризационное расщепление (БПР) уже нашло применение в лазерных доплеровских анемометрах [1]. Суть БПР - в одновременном выполнении условий брэгговского синхронизма двух собственных оптических мод кристалла с одной акустической волной.

В [1, 2] эта задача решена численным методом, определены параметры такого взаимодействия в TeO_2 при дифракции света, распространяющегося вблизи оптической оси OZ кристалла, на медленной акустической волне. Однако этот метод расчета неудобен при использовании в конкретных задачах прикладной акустооптики (АО).

В данной работе получены аналитические выражения параметров БПР для гиротропных одноосных кристаллов.

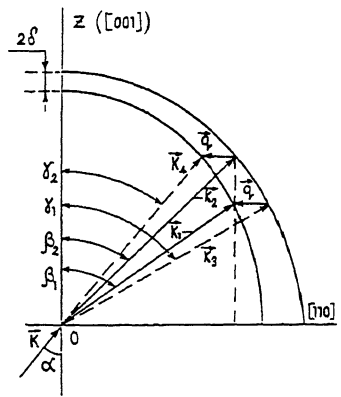
Пусть, как и в [1, 2], оптическое излучение с волновым вектором \vec{k} , имеющим произвольную поляризацию, падает на грань $\{001\}$ анизотропного гиротропного кристалла (см. рисунок) и расщепляется в нем на 2 собственные волны с волновыми векторами \vec{k}_1 („обыкновенный“ луч) и \vec{k}_2 („необыкновенный“). В результате дифракции на звуке, волновой вектор которого $\vec{q} \perp OZ$, \vec{k}_1 дифрагирует в „необыкновенный“ луч \vec{k}_3 , а \vec{k}_2 - в „обыкновенный“ \vec{k}_4 . Будем считать, что индикатрисы кристалла описываются так же, как и в [1, 2]:

$$\begin{cases} n_1 = n_o (1 - \delta), \\ n_2 = \frac{n_o (1 + \delta)}{\left\{ 1 - \sin^2 \beta_2 \left[1 - \frac{n_o^2}{n_e^2} (1 + \delta)^2 \right] \right\}^{1/2}}, \end{cases} \quad (1)$$

где n_1 и n_2 - показатели преломления „обыкновенной“ и „необыкновенной“ волн соответственно; n_o и n_e - главные показатели преломления; δ - параметр гиротропии: $\delta = \frac{\rho \lambda}{2\pi n_o}$, ρ - удельное оптическое вращение на длине волны λ .

На основании рисунка составим систему уравнений взаимодействующих волн:

Векторная диаграмма брэгговского поляризационного расщепления.



$$\begin{cases} K_1 \cdot \cos \beta_1 = K_3 \cdot \cos \gamma_1; & K_2 \cdot \cos \beta_2 = K_4 \cdot \cos \gamma_2; \\ K_3 \cdot \sin \gamma_1 - K_1 \cdot \sin \beta_1 = K_2 \cdot \sin \beta_2 - K_4 \cdot \sin \gamma_2 = q; \\ \sin \alpha = n_1 \cdot \sin \beta_1 = n_2 \cdot \sin \beta_2; & K_1 = K_4. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь K_1, K_2, K_3, K_4 и q — величины волновых векторов $\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3$ и \vec{k}_4 соответственно; углы показаны на рисунке.

(1) совместно с (2) — система 9 уравнений для 9 неизвестных: $K_1, K_2, K_3, q, \alpha, \beta_1, \beta_2, \gamma_1$ и γ_2 . Решая эту систему методом последовательных исключений неизвестных в приближении малости параметра δ (т.е. пренебрегая членами δ^2, δ^3 и т.д.), получили биквадратное уравнение относительно $\sin \beta_1$:

$$P \cdot \sin^4 \beta_1 - 2 \cdot Q \cdot \sin^2 \beta_1 + R = 0, \quad (3)$$

где

$$\begin{cases} P = \frac{1}{K_0^4} \left[4 - \left(\frac{n_e}{n_o} - \frac{n_o}{n_e} \right)^2 \right], \\ Q = 4\delta \left[\left(\frac{n_e}{n_o} \right)^2 - 1 \right], \\ R = \frac{16 \cdot \delta^2 K_0^4 \left[\left(\frac{n_e}{n_o} \right)^2 + 1 \right]^2}{\left(\frac{n_o}{n_e} \right)^2 \left[\left(\frac{n_e}{n_o} \right)^2 - 1 \right]^2} \end{cases} \quad (4)$$

Здесь $K_0 = K_1 = K_4 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_o (1 - \delta)$. Отметим, что в последнем выражении системы (4) нельзя полагать $R = 0$ из-за присутствия члена δ^2 , т.к. в числе множителей есть большая величина K_0^4 .

λ , нм	Тип лазера	α , град	f^* , МГц	f , МГц	$\frac{\Delta f}{f} \cdot 100\%$
440	He-Cd	8.82	30.1	30.5	1.3
488	Ar	7.81	23.4	23.4	0
514.5	Ar	7.4	21.1	20.9	0.9
633	He-Ne	5.96	13.4	13.2	1.5
1060	$Y_3Al_5O_{12} : Nd^{+3}$	4.02	5.5	5.3	3.6

Решая систему (3) и (4) и учитывая, что $\sin \alpha \approx n_o \cdot \sin \beta_1$, получим:

$$\sin \alpha \approx 2n_o \sqrt{\delta} \left\{ \frac{\left(\frac{n_e}{n_o}\right)^2 + 1}{2\frac{n_o}{n_e} \left[\left(\frac{n_e}{n_o}\right)^2 - 1\right]} \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

где α - угол падения излучения из вакуума на грань {001} (см. рисунок).

Из третьего уравнения системы (2) с учетом (5) получим:

$$q = k_o \left[\frac{\sin \alpha}{n_o} - \sqrt{\frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2} - 4\delta} \right]. \quad (6)$$

В таблице приведены значения длин волн оптического излучения, на которых реализуется БПР в TeO_2 ; типы лазеров, которые генерируют эти линии; значения α , вычисленные из (5); частоты акустических волн f^* (полученные численным методом в [1]) и f - из выражения (6), а также ошибка (в %), даваемая приведенными формулами по сравнению с точным расчетом. (При вычислении f предполагалось, что скорость звука в кристалле $v = 0.6 \cdot 10^5$ см/с). Видно, что ошибка не превышает нескольких процентов, т.е. полученные выражения хорошо описывают этот тип дифракции.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н., Тимофеев А.С. Акустооптические поляризационные расщепители для лазерных доплеровских анемометров. Препринт ИРЭ АН СССР. № 20(549). М., 1990.
- [2] Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. № 1. С. 168-173.

Институт
радиотехники
и электроники АН СССР,
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
26 февраля 1991 г.