

МНОГОФОНОННОЕ БРЭГГОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В МОНОКРИСТАЛЛЕ ПАРАТЕЛЛУРИТА

© 2005 г. **В. М. Котов**, доктор физ.-мат. наук; **Г. Н. Шкердин**, доктор физ.-мат. наук;
Д. Г. Шкердин; **Е. В. Котов**

Институт радиотехники и электроники РАН, г. Фрязино Московской обл.

E-mail.: vmk277@ire216.msk.su, vmk277@yahoo.com

Исследованы предельные параметры многофононной брэгговской дифракции в монокристалле TeO_2 . Экспериментально получены семь порядков дифракции. Показано, что для описания экспериментальных результатов необходимо учитывать как анизотропный, так и изотропный виды акустооптического взаимодействия в TeO_2 . Показана существенная зависимость появления высших порядков дифракции от длины акустооптического взаимодействия.

Коды OCIS: 290.1940.

Поступила в редакцию 27.10.2004.

Многофононное акустооптическое (АО) взаимодействие представляет интерес во многих практических областях: как метод исследования анизотропных свойств материалов [1–4], для визуализации акустических полей [5], создания оптических логических элементов [6], получения больших сдвигов частоты оптического излучения [1, 7, 8] и т. д. В [9, 10] такая дифракция используется для увеличения степени пространственной когерентности частично-когерентного оптического излучения. Показано, что наибольшей степенью когерентности обладает луч, дифрагировавший в наивысший порядок.

Целью настоящей работы является исследование предельных параметров брэгговской многофононной дифракции на примере АО взаимодействия в монокристалле TeO_2 , поиск режимов, при которых оптическое излучение максимально сконцентрировано в наивысшем порядке. Теоретический подход, описываемый в работе, применим к исследованию подобных процессов и в других АО материалах.

Исследования показывают [1, 6–10], что многофононные режимы в TeO_2 наиболее эффективным способом достигаются при дифракции на “медленной” звуковой волне, генерируемой вдоль направления [110]. В [1, 6–8] наблюдались 3 и даже 4 порядка брэгговской дифракции. Нам в экспериментах удалось получить 7 порядков: –1, 0, 1, 2, 3, 4 и 5-й. Оказалось, что для получения максимальной концентрации света в наивысшем порядке необходимо подбирать не только угол падения света, частоту и мощность звуковой волны, но и длину АО взаимодействия. Последний параметр оказывается достаточно критическим для получения наибольшей эффективности высшего порядка.

На рис. 1 представлена оптическая схема эксперимента. Оптическое излучение с $\lambda = 0,63 \times 10^{-4}$ см, генерируемое He–Ne-лазером 1 типа ЛГН-207А, пропускать через компенсатор Бабиня 2 для по-

лучения поляризации, оптимальной для АО дифракции, и направлялось на АО ячейку 3, выполненную из TeO_2 , под углом, близким к направлению его оптической оси [001]. После АО ячейки излучение пропускать через четвертьволновую пластинку 4 и поляризатор 5 для анализа поляризации света, а затем направлялось на экран 6 для визуального наблюдения порядков дифракции. Интенсивность полученных в результате дифракции лучей измерялась с помощью фотоприемника (на рисунке не показан). Звуковая волна распространялась в TeO_2 вдоль направления [110] кристалла, частота звука, при которой наблюдались 7 порядков дифракции, равнялась 29,4 МГц, при этом электрическое напряжение, прикладываемое к пьезопреобразователю, равнялось 3,85 В. При большем или меньшем напряжении число порядков уменьшалось. Длина АО взаимодействия, при которой наблюдались 7 порядков, была выбрана в соответствии с предсказаниями теории (см. ниже) и равнялась 6,5 мм. На рис. 2 представлены результаты эксперимента – интенсивности всех наблюдаемых порядков дифракции, измеренные посредством сканирования спектров вдоль плоскости дифракции в направлении, ортогональном к падающему излучению. Порядки дифракции обозначены соответствующими цифрами. Если интенсивность 0-го порядка принять за 100%,

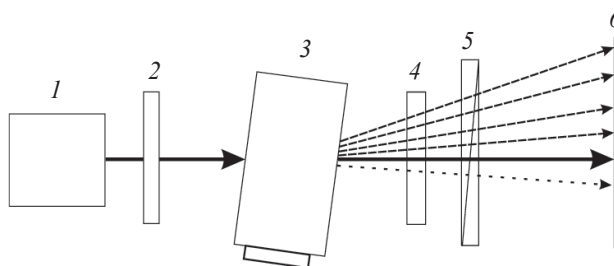


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента (пояснения в тексте).

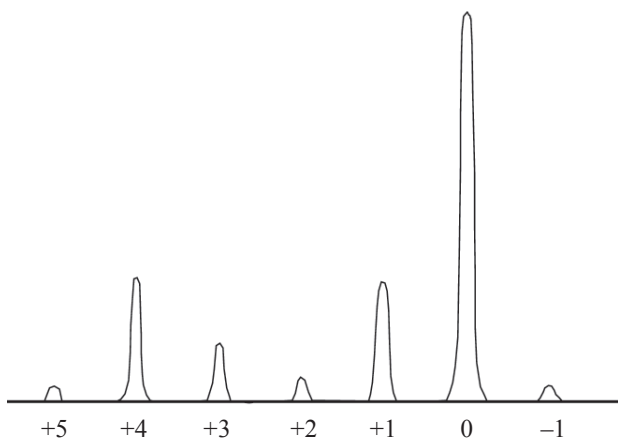


Рис. 2. Относительные интенсивности всех наблюдаемых порядков дифракции.

то интенсивности 1, 2, ... и 5-го порядков составляют 21, 3, 10, 22 и 1% соответственно. Интенсивность -1-го порядка ~1%. При иной частоте и мощности звука удавалось значительно увеличить интенсивности “промежуточных” порядков (например, 3-го порядка до 40%), однако при этом интенсивности высоких порядков падали или исчезали совсем.

В процессе эксперимента измерялись поляризации выходных лучей. Прежде всего было установлено, что поляризации всех лучей – эллиптические. Четвертьволновая пластинка преобразует все эти поляризации также в эллиптические, но с гораздо более “вытянутым” эллипсом, что позволяет достаточно просто определить ориентации полуосей эллипсов посредством поляризатора. Измерения показали, что ориентации эллипсов поляризации (ЭП) 0 и 1-го порядков развернуты относительно друг друга на ~90°, ЭП 2-го порядка повернут на ~10°–15° относительно ЭП 1-го порядка, ЭП 3-го порядка относительно ЭП 1-го развернут на ~50°, ориентация ЭП 4-го порядка практически совпадает с ориентацией ЭП 2-го порядка, ЭП 5-го порядка дифракции почти ортогонален ЭП 4-го порядка.

Такое сложное поведение поляризаций различных порядков можно объяснить наличием нескольких (как минимум, двух) путей формирования каждого порядка. В монокристалле TeO_2 , как было установлено в [11, 12], возможны как анизотропная, так и изотропная АО дифракции при взаимодействии оптического излучения с одной и той же сдвиговой акустической волной.

Отметим, что при дифракции на продольном звуке также возможны эти два вида взаимодействий [13]. Необходимо отметить, что в [6–8], где исследуется многофононная АО дифракция в TeO_2 , возможность существования двух видов дифракции во внимание не берется.

На векторной диаграмме (рис. 3) показано многофононное взаимодействие с учетом как анизот-

ропной, так и изотропной дифракций. Падающее излучение с волновым вектором $\mathbf{K}_0$ имеет поляризацию, соответствующую поляризации необыкновенного луча в TeO_2 (здесь обыкновенным и необыкновенным лучами будем называть лучи, соответствующие быстрой и медленной волнам в TeO_2 , характеризуемые показателями преломления n_1 и n_2 ($n_1 < n_2$)). Луч $\mathbf{K}_0$ дифрагирует в 4 соседних порядка: два плюс 1-х (необыкновенный и обыкновенный лучи $\mathbf{K}'_1$ и $\mathbf{K}''_1$) и два минус 1-х ($\mathbf{K}'_{-1}$ и $\mathbf{K}''_{-1}$). Каждый последующий луч также дифрагирует в 4 соседних порядка и т. д. В эксперименте лучи одного порядка практически сливаются между собой (т. е. $\mathbf{K}'_1$ сливается с $\mathbf{K}''_1$, $\mathbf{K}'_{-1}$ с $\mathbf{K}''_{-1}$ и т. д.), однако при математическом описании необходимо учитывать все порядки в отдельности. На основе методики, развитой в [1], нетрудно получить уравнения, описывающие формирование n -го порядка:

$$\frac{dC_{n,o}}{dz} = \frac{p_a}{2} [C_{n-1,e} \exp(i\eta_{n-1,e}z) - C_{n+1,e} \exp(-i\eta_{n,e}z)] + \frac{p_i}{2} [C_{n-1,o} \exp(i\eta_{n-1,o}z) - C_{n+1,o} \exp(-i\eta_{n,o}z)], \quad (1)$$

$$\frac{dC_{n,e}}{dz} = \frac{p_a}{2} [C_{n-1,o} \exp(i\eta_{n-1,o}z) - C_{n+1,o} \exp(-i\eta_{n,o}z)] + \frac{p_i}{2} [C_{n-1,e} \exp(i\eta_{n-1,e}z) - C_{n+1,e} \exp(-i\eta_{n,e}z)],$$

где $C_{n,o}$, $C_{n,e}$ – амплитуды n -х порядков дифракции обыкновенного (индекс o) и необыкновенного (e) лучей; индексы $n-1$ и $n+1$ описывают соответственно $(n-1)$ и $(n+1)$ -й порядки; p_a , p_i – параметры, характеризующие мощность акустической волны:

$$p_{a,i} = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{2M_{a,i}W_{ac}}, \quad (2)$$

где λ – длина волны света, $M_{a,i}$ – коэффициенты АО качества материала для анизотропной и изотропной дифракций, W_{ac} – плотность акустической мощности. Исследования, выполненные в [1], показали, что

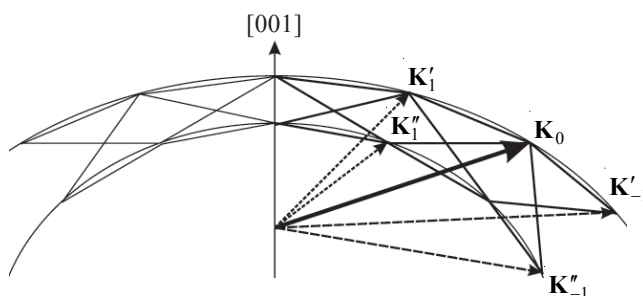


Рис. 3. Векторная диаграмма многофононной дифракции с учетом двух механизмов АО взаимодействия.

$p_a/p_i = 2$. Этому соотношению мы будем придерживаться и в настоящей работе. В (1) $\eta_{n,e}$, $\eta_{n,o}$ – величины расстройки брэгговского синхронизма, z – координата, вдоль которой развивается АО взаимодействие. В нашем случае z параллельна оптической оси [001].

Для описания процесса, охватывающего 7 порядков дифракции, необходимо решать систему из 14 дифференциальных уравнений, которая легко записывается на основании (1). Эта система решалась численно с использованием компьютерных средств. Граничные условия задавались в следующем виде: при $z = 0$ $C_{0,e} = 1$, остальные тринадцать коэффициентов $C_{n,o(e)}$ равны нулю. Акустическая мощность была ограничена величиной $W_{ac} \leq 2$ Вт/см², что приводило к $p_a \leq 30$. Величины $\eta_{n,e}$, $\eta_{n,o}$ находились численно на основании векторной диаграммы рис. 3. При этом полагалось, что показатели преломления описываются выражениями [14]

$$n_{1,2}^2 = \frac{1}{1 + \tan^2 \theta} \left(\frac{1}{n_o^2} + \frac{\tan^2 \theta}{2} \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\tan^4 \theta \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2} \right), \quad (3)$$

где θ – угол между оптической осью кристалла [001] и направлением распространения оптического луча; n_o , n_e – главные показатели преломления кристалла; G_{33} – компонента псевдотензора гирации. Для излучения с длиной волны $0,63 \times 10^{-4}$ см значения параметров были следующими: $n_o = 2,259$, $n_e = 2,41$, $G_{33} = 2,62 \times 10^{-5}$. Величина расстройки брэгговского синхронизма η_p между лучами $\mathbf{K}_p$ и $\mathbf{K}_{p+1}$ определялась как разность между проекциями лучей на оптическую ось [001]: $\eta_p = K_p \cos \theta_p - K_{p+1} \cos \theta_{p+1}$ (здесь θ_p , θ_{p+1} – углы между лучами $\mathbf{K}_p$, $\mathbf{K}_{p+1}$ и осью [001]). Расчеты показывают, что с ростом порядков дифракции η_p увеличивается и составляет ~ 80 см⁻¹ для наивысшего (в нашем случае 5-го) порядка. Более высокие порядки не наблюдаются. Значение $\eta_p \approx 80$ см⁻¹ можно считать пределом, вне которого эффективную брэгговскую дифракцию наблюдать невозможно. Отметим, что быстрое увеличение η_p связано с сильной анизотропией TeO₂. В других материалах, в которых анизотропия мала (в частности, наводится внешним статическим механическим воздействием [4]) удастся получать гораздо большее число дифракционных порядков с малым значением η_p .

На основе выражений (1)–(3) был проведен поиск геометрии АО дифракции, обеспечивающей эффективное формирование наиболее высокого порядка в TeO₂. Оказалось, что такой ситуации соответствует симметричная картина АО взаимодей-

ствия относительно оптической оси [001], отображенная на рис. 2. На рис. 4 приведены расчетные зависимости интенсивностей 1 (штриховая линия), 2 (штрихпунктирная), 3 (пунктирная) и 4-го (сплошная линия) порядков дифракции от длины АО взаимодействия. Кривая, отображающая поведение 5-го порядка дифракции, не приведена, поскольку она не превышает 2–3% во всем рассматриваемом нами диапазоне акустической мощности и длины АО взаимодействия. Отметим, что такая эффективность оказалась близкой к измеренному нами значению. Эффективность 4-го порядка может достигать 40%. Рисунки 3а–3в соответствуют различным значени-

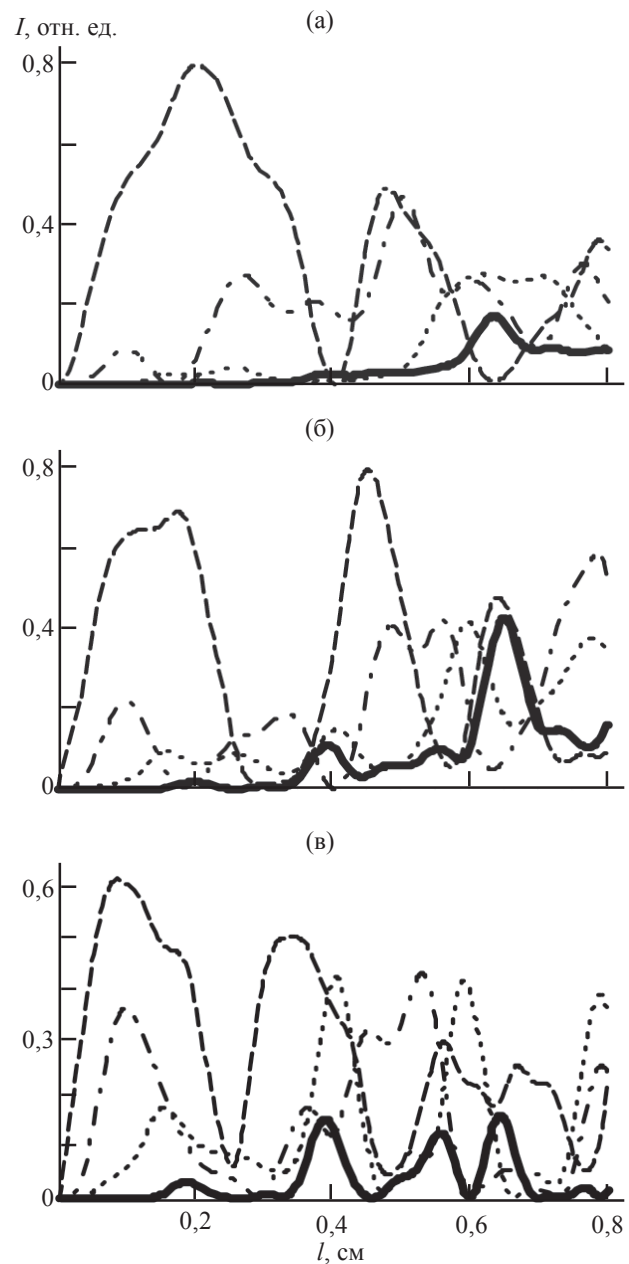


Рис. 4. Расчетные зависимости интенсивностей 1, 2, 3 и 4-го порядков дифракции как функции длины АО взаимодействия при значениях параметра $p_a = 17$ (а), 23 (б), 29 см⁻¹ (в).

ям параметра p_a (т. е. различным уровням мощности), равным 17, 23 и 29 см^{-1} . Видно, что максимальное значение интенсивности 4-го порядка (~40%) достигается при $p = 23 \text{ см}^{-1}$ и длине АО взаимодействия $l \approx 0,65 \text{ см}$. Экспериментально полученное значение, равное 22%, почти вдвое ниже теоретического. Это может быть обусловлено рядом причин: конечной расходимостью света и звука, неоднородностью оптических и акустических полей и т. д. Однако в целом получено хорошее согласие с экспериментом. В частности, наблюдалась достаточно сильная критичность появления 4-го порядка дифракции к длине АО взаимодействия. Например, при $l = 0,4 \text{ см}$ эффективную дифракцию 4-го порядка получить не удалось.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы:

экспериментально получено 7 порядков брэгговской АО дифракции в кристалле TeO_2 при взаимодействии света с “медленной” звуковой волной;

проведенные исследования поляризаций дифрагированных лучей указывают на существование нескольких (как минимум, двух) параллельно идущих процессов АО взаимодействия;

получена и численно решена система дифференциальных уравнений, описывающая АО взаимодействие 7 порядков дифракции с учетом как анизотропного, так и изотропного характеров взаимодействий;

условие формирования высоких ($n > 3$) порядков дифракции достаточно критично к длине АО взаимодействия;

теоретические выводы находятся в хорошем согласии с результатами эксперимента.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-01-00039 и грант “Научные школы” 1391.2003.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.

2. Xu J., Stroud R. Acousto-Optic Devices: Principles, Design and Applications. N.Y.: John Wiley & Sons, Inc., 1992. 652 p.
3. Волошинов В.Б., Парыгин В.Н. Раман-натовская дифракция света на ультразвуке в оптически анизотропных средах // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. В. 3. С. 145–148.
4. Балакиев В.И., Кулиш Т.Г. Высокие порядки дифракции света на ультразвуке в промежуточном режиме акустооптического взаимодействия // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. В. 4. С. 663–668.
5. Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 300 с.
6. Раковский В.Ю., Щербаков А.С. Многофононное брэгговское рассеяние света на упругих волнах // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 7. С. 107–114.
7. Петрунькин В.Ю., Водоватов И.А. Многочастотная дифракция света на ультразвуке // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. В. 3. С. 332–340.
8. Петрунькин В.Ю., Раковский В.Ю., Щербаков А.С. Четырехфононное брэгговское рассеяние света на упругих волнах в монокристалле TeO_2 // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 18. С. 1130–1134.
9. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г. Отражение оптического пучка, обладающего спекл-структурой, от “толстой” акустической решетки // Квант. электрон. 2003. Т. 33. В. 11. С. 1111–1112.
10. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г. Увеличение степени когерентности оптического поля посредством многофононной брэгговской дифракции // Радиотехн. и электрон. 2003. Т. 48. В. 8. С. 1020–1023.
11. Волошинов В.Б., Чернятин А.Ю. Изотропная акустооптическая дифракция Брэгга в парателлурите на медленной сдвиговой волне // Опт. и спектр. 2000. Т. 88. В. 6. С. 1000–1004.
12. Tchernyatin A., Blomme E., Voloshinov V. Mixed isotropic-anisotropic Bragg diffraction in crystals // J. Opt. A. 2002. V. 4. № 1. P. 16–22.
13. Акимов С.В., Горбенко В.М., Савченко В.В. Акустооптическое взаимодействие в монокристалле парателлурита на продольной волне с перебросом поляризации // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 51. В. 1. С. 22–24.
14. Котов В.М. Поляризационно-независимая модуляция многокомпонентного лазерного излучения // ФТТ. 1995. Т. 37. В. 1. С. 261–270.