

СРАВНЕНИЕ РЕЖИМОВ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ ДЛЯ ЗАДАЧ ЭФФЕКТИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ СТЕПЕНЬЮ КОГЕРЕНТНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

© 2004 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 области

Проведено сравнение двух основных режимов акустооптической (АО) брэгговской дифракции, которые могут быть реализованы в одноосном кристалле на базе одной и той же АО ячейки и на одной частоте звука, для задач наиболее эффективного управления степенью когерентности частично когерентного оптического излучения. Теоретически и экспериментально показано, что режим, характеризующийся большим углом падения света на фронт акустической волны, является наилучшим.

Коды OCIS: 230.0230, 230.1040.

Поступила в редакцию 12.05.2003.

Поиск методов эффективного контроля степени когерентности оптического поля, обладающего спекл-структурой (по сути, фазовой неоднородностью волнового фронта), является в настоящее время чрезвычайно важной задачей в свете все большего использования лазерного излучения в средствах передачи и обработки информации [1, 2]. Акустооптическое (АО) взаимодействие является, пожалуй, наиболее простым и эффективным методом изменения степени когерентности частично когерентного оптического излучения [3–6]. Наиболее перспективным считается брэгговский режим дифракции, поскольку отражение от “толстой” акустической решетки позволяет эффективно управлять фазовой структурой оптического поля [7, 8].

Как известно, анизотропная дифракция в одноосном кристалле позволяет реализовать два режима взаимодействия, происходящих на одной и той же частоте звука: I – когда падающий и дифрагировавший лучи распространяются вблизи оптической оси OZ , и II – вдали от OZ , когда свет падает под большим углом к акустической волне [9, 10].

Наши исследования показали, что влияние этих режимов на степень пространственной когерентности луча, обладающего спекл-структурой, сильно различается. Согласно нашим экспериментальным данным первый режим слабо влияет на степень когерентности дифрагировавшего луча, в то время как второй режим увеличивает степень когерентности в 5–7 раз. Отметим, что теоретически первый режим может обеспечить увеличение степени пространственной когерентности в ~ 2 раза [6]. Влияние второго режима насколько нам известно теоретически не исследовалось.

На рис. 1 приведены фотографии нулевого и –1-го порядков дифракции при I и II режимах.

Оптическое излучение с длиной волны $\lambda = 0,63 \times 10^{-4}$ см взаимодействовало в монокристалле TeO_2 с “медленной” акустической волной, скорость и частота которой были равны $0,617 \times 10^5$ см/с и 46,8 МГц соответственно. Длина АО взаимодействия 6 мм. Когерентное оптическое излучение пропускать предварительно через шероховатую стеклянную пластинку, после чего становилось ча-

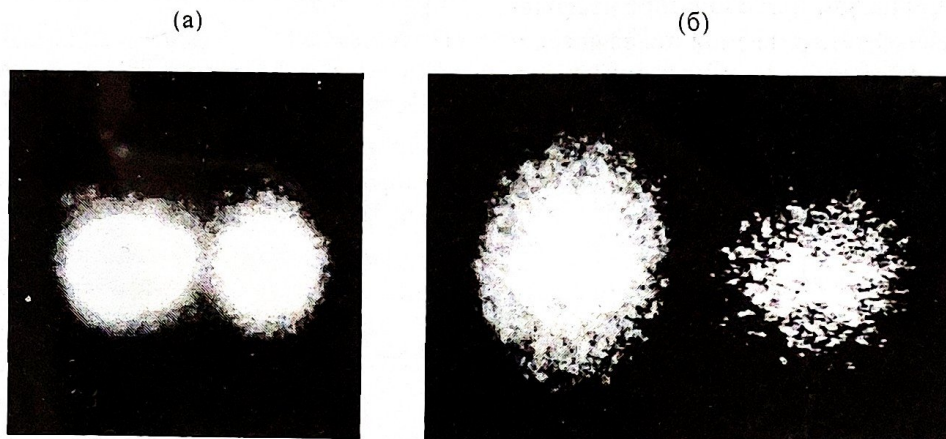


Рис. 1. Нулевой (слева) и минус 1-й (справа) порядки АО дифракции при I (а) и II (б) режимах, характеризующихся различными углами падения света на звук.

стично когерентным и направлялось затем на АО ячейку под малым и большим углами к оптической оси для получения вышеупомянутых режимов дифракции. Из сравнения рис. 1а и 1б отчетливо видно, что размеры "зерен" дифрагировавшего луча на рис. 1б значительно крупнее, спекл-структура более контрастна, уменьшен мелкозернистый фон. Исходя из средних размеров "зерен" спекл-структуры продифрагировавшего поля, можно сделать вывод о том, что степень пространственной когерентности этого луча в 5–7 раз выше, чем степень когерентности падающего излучения.

Такое сильное различие объясняется большей угловой селективностью второго режима дифракции. Дело в том, что в этом случае оптический луч проходит более "толстую" решетку. Поясним это с помощью рис. 2. Здесь приведена векторная диаграмма (рис. 2а) первого и второго брэгговских рассеяний, описываемых волновыми векторами $\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2, \mathbf{q}_1$ и $\mathbf{K}_3, \mathbf{K}_4, \mathbf{q}_2$ соответственно. Здесь $\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2, \mathbf{K}_3, \mathbf{K}_4$ – волновые векторы оптических лучей, \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 – векторы акустических волн. Будем рассматривать случай, когда \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 ортогональны оптической оси OZ , причем $q_1 = q_2$. Примем, что оптические лучи падают под углами Θ_1 и Θ_2 соответственно. Ввиду выбранной геометрии эти углы равны углам наклона соответствующих падающих лучей \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_3 к фронтам акустических волн. На рис. 2б, 2в схематически изображены акустические "толстые" решетки, пересекаемые падающим (I_0) и дифрагировавшим (I_1) лучами для I и II режимов дифракции соответственно. Там же изображены углы падения Θ_1 и Θ_2 , отвечающие углам рис. 2а. Если принять, что длина АО взаимодействия (L) одинакова для обоих случаев, то очевидно, что во втором случае падающее излучение пересекает гораздо большее число слоев, чем в первом. Для поиска углов падения Θ_1 и Θ_2 , соответствующих заданной частоте звука $f = 46,8$ МГц, были выполнены расчеты на основе модели [11], в которой показатели преломления TeO_2 даются выражениями

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

где n_o, n_e – главные показатели преломления кристалла, G_{33} – компонента псевдотензора гирации, Θ – угол между волновым вектором света и оптической осью кристалла. Согласно численным расчетам, выполненным для излучения с $\lambda = 0,63 \times 10^{-4}$ см и при $n_o = 2,26, n_e = 2,41, G_{33} = 2,62 \times 10^{-5}, f = 46,8$ МГц, $v = 0,617 \times 10^5$ см/с, значения углов Θ_1 и Θ_2 оказались равными $1,22^\circ$ и 18° соответственно. Для длины АО

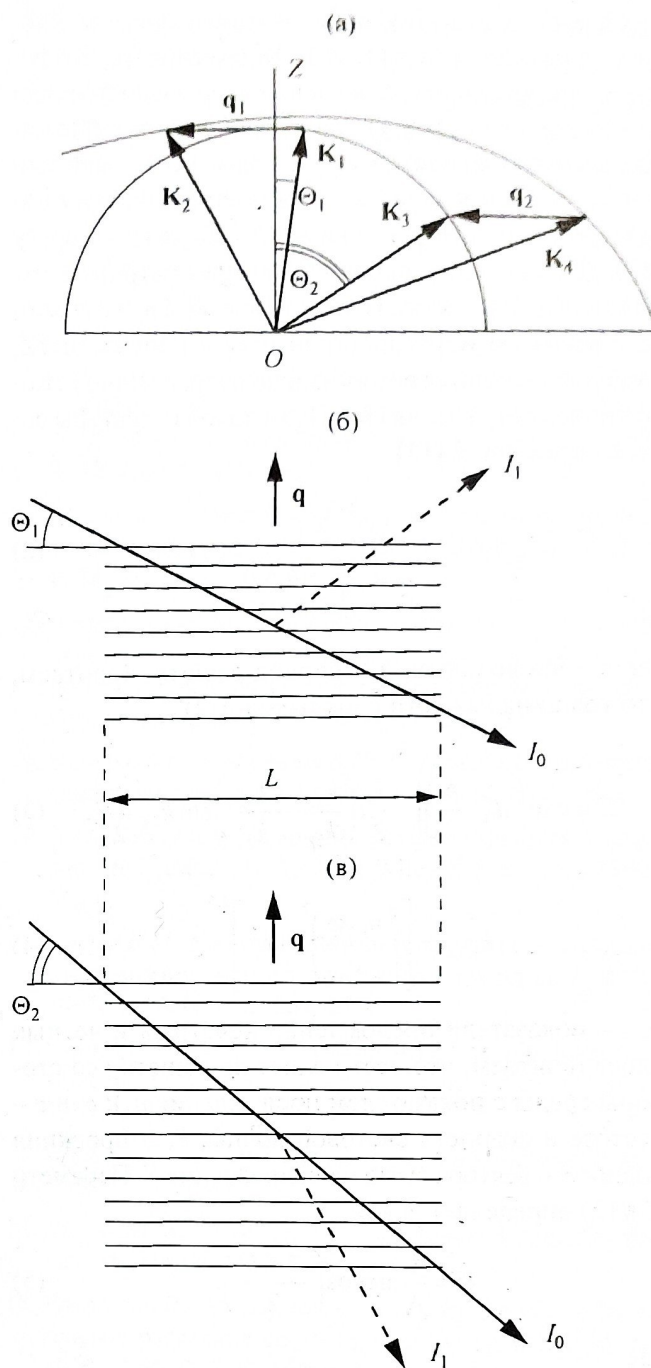


Рис. 2. Векторная диаграмма (а) и оптические схемы (б, в) двух режимов взаимодействия света с акустической волной.

взаимодействия $L = 6$ мм число слоев в первом случае $N \approx 10$, во втором $N \approx 150$. Иными словами, во втором случае свет пересекает в 15 раз большее число слоев, чем в первом. Расчеты показывают, что это соотношение (15 раз) сохраняется с хорошей точностью при изменении частоты звука от 25 до ~ 60 МГц.

При классических расчетах АО дифракции число отражающих слоев, создаваемых акустической волной, в явном виде, как правило, не фигурирует (см., например, [9, 10]). Поэтому мы будем использовать другой подход, основанный на методе расчета многослойных голографических фильтров, селективность которых,

как известно, существенным образом зависит от числа отражающих слоев [12, 13]. Будем считать, что решетка представляет собой слоистую среду, состоящую из чередующихся равных по толщине слоев с показателями преломления n_1 и n_2 . Отметим, что с точки зрения селективных свойств отражающие и пропускающие многослойные решетки эквивалентны друг другу [13]. Для простоты анализа будем рассматривать отражательную решетку. Пусть оптический луч с волновым вектором \mathbf{K} распространяется в плоскости YZ , слои располагаются ортогонально направлению Z . Коэффициент отражения света r_n от такой структуры дается выражением [13]

$$|r_n|^2 = \frac{|C|^2}{|C|^2 + \left(\frac{\sin K\Lambda}{\sin NK\Lambda}\right)^2}, \quad (2)$$

где N – число слоев, Λ – период решетки (считаем, что толщина каждого слоя равна $\Lambda/2$),

$$C = \exp\left(ik_{1z} \frac{\Lambda}{2}\right) \left[-\frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2z}}{k_{1z}} - \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right) \sin k_{2z} \frac{\Lambda}{2} \right], \quad (3)$$

$$k_{1,2z} = \left[\left(\frac{n_{1,2}\omega}{c} \right)^2 - k_y^2 \right]^{0.5}, \quad (4)$$

$n_{1,2}$ – показатели преломления нечетных и четных слоев (считаем, что свет падает на решетку со стороны среды с показателем преломления n_1); ω и c – частота и скорость световой волны, k_y – проекция волнового вектора света на направление Y . Параметр K в (2) определяется как

$$K = \frac{1}{\Lambda} \arccos\left(\frac{A+D}{2}\right), \quad (5)$$

где

$$A = \exp\left(ik_{1z} \frac{\Lambda}{2}\right) \left[\cos k_{2z} \frac{\Lambda}{2} + \frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2z}}{k_{1z}} + \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right) \sin k_{2z} \frac{\Lambda}{2} \right], \quad (6)$$

$$D = \exp\left(-ik_{1z} \frac{\Lambda}{2}\right) \left[\cos k_{2z} \frac{\Lambda}{2} - \frac{1}{2}i \left(\frac{k_{2z}}{k_{1z}} + \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right) \sin k_{2z} \frac{\Lambda}{2} \right].$$

Показатели преломления n_1 и n_2 отличаются на величину Δn , индуцированную акустической волной [14],

$$\Delta n = \sqrt{\frac{p_{ef}^2 n^6}{2\rho V^3} P_{ac}}, \quad (7)$$

где p_{ef} – эффективная фотоупругая константа, n – средний показатель преломления; ρ , V – плотность среды и скорость звука, P_{ac} – плотность акустиче-

ской мощности. Выражения (2)–(7) выведены в приближении плоских волн и неограниченных в поперечном размере отражающих слоев. Анализ выражений (2)–(7) показывает, что при акустической мощности $P_{ac} \leq 0,5$ Вт/см², используемой в эксперименте, $\Delta n \sim 10^{-5}$, величина $|C| \ll 1$, второй член в знаменателе выражения (2) при $N \geq 10$ представляет собой быстро меняющуюся функцию k_y . Наши расчеты показали, что быстрота изменения $|r_n|^2$, а значит и селективность отражения при фиксированном значении k_y пропорциональны изменению N . Иными словами, используемая модель предсказывает увеличение угловой селективности второго режима дифракции в сравнении с первым в ~ 15 раз. Экспериментально же получено изменение в 5–7 раз. Такое расхождение может быть объяснено ограниченностью оптических и акустических пучков, их расходимостью, неоднородностью среды и т. д.

Интересно было бы сравнить селективность второго вида дифракции с селективностью многофононного (в частности, трехфононного) АО рассеяния [15]. Такое взаимодействие, как известно, реализуется в TeO₂ на частоте звука ~ 28 МГц для излучения с длиной волны $0,63 \times 10^{-4}$ см. Селективность трехфононного взаимодействия примерно в 3 раза превышает селективность обычной дифракции (с хорошим приближением в случае первого вида из упомянутых АО взаимодействий) или согласно нашей модели в ~ 5 раз хуже второго вида анизотропной дифракции. То есть и в этом случае II режим более эффективен.

Из вышеизложенного следует, что чем выше N , тем выше угловая селективность многослойной решетки. В этом смысле наилучшим будет режим коллинеарного АО взаимодействия как предельного случая II режима дифракции при максимальном значении угла Θ_2 , равном 90°. В монокристалле TeO₂ такая дифракция теоретически невозможна ввиду равенства нулю соответствующей эффективной фотоупругой константы. Однако такую дифракцию можно реализовать, например, в LiNbO₃ [13]. В этом кристалле показатели преломления для излучения с длиной волны $0,63 \times 10^{-4}$ см составляют $n_o = 2,29$, $n_e = 2,2$, $p_{ef} = p_{41} = -0,151$. Приняв во внимание, что скорость соответствующей звуковой волны $V = 4 \times 10^5$ см/с, получим значение частоты, на которой происходит дифракция: $f = 570$ МГц. На длине АО взаимодействия $L \approx 10$ см расчеты дают значение $N = 14 \times 10^3$, что на ~ 2 порядка превышает аналогичный параметр, полученный в настоящей работе для второго вида дифракции. Однако влияние коллинеарного взаимодействия на степень пространственной когерентности оптического излучения выходит далеко за рамки настоящей работы и требует самостоятельного отдельного исследования.

На основании результатов работы можно сделать следующие выводы:

1. Проведено сравнение двух основных анизотропных режимов АО брэгговской дифракции, различающихся углом падения света на фронт акустической волны.

2. Эксперименты, выполненные на основе брэгговского рассеяния частично когерентного излучения с длиной волны $0,63 \times 10^{-4}$ см, дифрагировавшего на "медленной" акустической волне с частотой 46,8 МГц, распространяющейся в монокристалле TeO_2 , показали, что второй режим, характеризующийся большим углом падения, является наилучшим для задач управления степенью когерентности оптического излучения.

3. Для объяснения полученного результата использована модель, основанная на методе расчета "толстых" голографических решеток, селективность которых существенно зависит от числа отражающих слоев. Расчеты показали, что эффективные толщины решеток рассмотренных режимов различаются в ~ 15 раз, что обеспечивает гораздо более высокую селективность, а следовательно, и более высокие фильтрующие свойства по степени когерентности второго вида дифракции.

Результаты работы могут быть использованы для улучшения характеристик передаваемого оптического изображения, фильтрации излучения по степени пространственной когерентности и т. п.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-01-00039).

ЛИТЕРАТУРА

1. Мандель Л., Вольф Э. Оптическая когерентность и квантовая оптика. М., 2000. 896 с.
2. Laser speckle and related phenomena / Ed. by Dainty J.C. Berlin: Springer-Verlag, 1975. 286 p.

3. Ohtsuka Y. Modulation of optical coherence by ultrasonic waves // JOSA. A. 1986. V. 3. № 8. P. 1247-1257.
4. Imai Y., Ohtsuka Y. Optical coherence modulation by ultrasonic waves. 1: Dependence of partial coherence on ultrasonic parameters // Appl. Opt. 1980. V. 19. № 4. P. 542-547.
5. Imai Y., Imai M., Ohtsuka Y. Optical coherence modulation by ultrasonic waves // Appl. Opt. 1980. V. 19. № 20. P. 3541-3544.
6. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г., Булюк А.Н., Тихомиров С.А. Уменьшение контрастности спекл-структуры оптического поля посредством брэгговской дифракции света на звуке // Квант. электрон. 2001. Т. 30. № 9. С. 839-842.
7. Vahimaa P., Turunen J. Bragg diffraction of spatially partially coherent fields // JOSA. A. 1997. V. 14. № 1. P. 54-59.
8. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г. Влияние акустооптической брэгговской дифракции на степень пространственной когерентности светового пучка // Опт. и спектр. 2002. Т. 93. № 2. С. 313-317.
9. Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
10. Xu J., Stroud R. Acousto-optic devices: Principles, Design and Applications. N. Y.: John Wiley & Sons, Inc., 1992. 652 p.
11. Котов В.М. Поляризационно-независимая модуляция многокомпонентного лазерного излучения // ФТТ. 1995. Т. 37. В. 1. С. 261-270.
12. Courjon D., Bulabois J., Carter W.H. Use of holographic filter to modify the coherence of a light field // JOSA. 1981. V. 71. № 4. P. 469-473.
13. Яриш А., Юх Н. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
14. Дьелесан Э., Руапе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 424 с.
15. Раковский В.Ю., Щербаков А.С. Многофононное брэгговское рассеяние света на упругих волнах // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 7. С. 107-114.