

Выделение двумерного контура изображения при двукратной брэгговской дифракции

В.М.Котов, С.В.Аверин, Г.Н.Шкердин, А.И.Воронко

Для выделения двумерного контура изображения посредством акустооптической (АО) дифракции на одной звуковой волне предложено использовать режим двукратного брэгговского рассеяния. Экспериментально продемонстрировано выделение контура изображения в первом дифракционном порядке с использованием АО ячейки, выполненной из монокристалла TeO_2 . Для объяснения эффекта предложена трехмерная модель АО взаимодействия, учитывающая угловую селективность дифракции как в плоскости брэгговского рассеяния, так и в ортогональной ей плоскости.

Ключевые слова: акустооптическая дифракция, брэгговский режим, выделение контура изображения.

Оптические методы обработки информации имеют ряд уникальных возможностей, которыми цифровые методы не обладают в принципе. Например, они позволяют осуществить «сверхбыстрое» преобразование Фурье над огромными массивами информации, содержащимися в изображениях, причем скорость вычисления фурье-образа в оптической системе одинакова для любого числа разрешаемых элементов [1].

Одной из важных задач оптических методов обработки информации является выделение контура изображения, позволяющее значительно уменьшить обрабатываемые массивы информации, сохранив при этом такие важные для идентификации характеристики изображения, как его форму и размеры [2]. Для решения задачи выделения контура изображения широко применяются акустооптические (АО) методы (см., напр., [3–5]). По своей природе АО взаимодействие одномерно, поэтому выделение двумерного контура изображения средствами акустооптики, на первый взгляд, кажется невозможным. Однако найдены варианты АО дифракции, обеспечивающие выделение двумерного контура посредством дифракции света на одной звуковой волне при использовании тангенциальной геометрии [4–6] или коллинеарного взаимодействия [7]. В этих вариантах передаточная функция дифракции описывается окружностями. В работе [8] проведено комплексное исследование вариантов брэгговского рассеяния в два дифракционных порядка (нулевой и первый), наиболее привлекательных для задач обработки изображений, и приведены передаточные функции для этих вариантов.

В настоящей работе для выделения двумерного контура изображения предлагается использовать режим двукратной брэгговской дифракции, при этом выделение контура происходит в первом дифракционном порядке. Этот

вариант исследуется впервые. С его появлением расширяются возможности использования АО взаимодействия для задач обработки изображений.

Вначале опишем эксперимент и приведем экспериментальные результаты. В качестве обрабатываемого изображения был выбран прямоугольник, представляющий собой щель размером 1×1.5 мм, освещаемую с одной стороны расширенным пучком He–Ne-лазера ($\lambda = 0.63$ мкм). Для обработки изображения использовался метод Фурье, подробно изложенный в работах [1, 9, 10]. В наших экспериментах фурье-преобразования осуществлялись двумя линзами с одинаковыми фокусными расстояниями ($f = 16$ см). Линзы находились на расстоянии $2f$ друг от друга. Щель располагалась перед первой линзой на расстоянии f от нее. Посередине между линзами помещалась АО ячейка, выполняющая функцию фильтра пространственных частот. За второй линзой на расстоянии f устанавливался экран. АО ячейка выполнена из монокристалла TeO_2 , к грани (110) которого приклеен пьезопреобразователь из LiNbO_3 , генерирующий поперечную акустическую волну с частотой 35.5 МГц. Длина АО взаимодействия была равна 6 мм, размеры преобразователя составляли 6×4 мм. В кристалле распространялась «медленная» волна со скоростью 0.617×10^5 см/с. Излучение направлялось под небольшим углом к оптической оси кристалла [001]. При этом в кристалле осуществлялась анизотропная двукратная дифракция света на звуке. При выборе оптимального напряжения высокочастотного сигнала, подводимого к преобразователю (в нашем случае – 5.0 В), на экране отчетливо наблюдался двумерный контур изображения в первом порядке дифракции. На рис.1 приведена



Рис.1. Фотографии изображения прямоугольной щели в нулевом дифракционном порядке (а) и его контура, полученного в первом порядке дифракции (б).

В.М.Котов, С.В.Аверин, Г.Н.Шкердин, А.И.Воронко. Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1; e-mail: vmk277@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 19 октября 2009 г., после доработки – 26 февраля 2010 г.

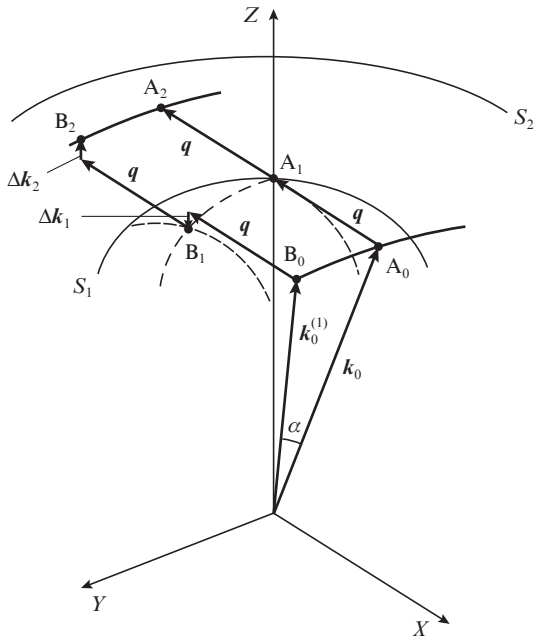


Рис.2. Трехмерная диаграмма двукратной брэгговской дифракции.

фотография дифракционных порядков, полученных в результате дифракции прямоугольного изображения. Видно, что в первом порядке дифракции имеется хорошо выраженный контур изображения прямоугольной щели достаточно высокого качества как в вертикальном, так и в горизонтальном направлении.

Для теоретического анализа полученного эффекта была рассмотрена трехмерная модель, учитывающая угловую расстройку брэгговского рассеяния как в плоскости дифракции, так и в ортогональной ей плоскости. На рис.2 показана трехмерная векторная диаграмма двукратной брэгговской дифракции в одноосном положительном гиротропном кристалле, примером которого может служить кристалл TeO_2 . Здесь S_1 и S_2 – поверхности волновых векторов обыкновенного и необыкновенного лучей соответственно. Ось Z совпадает с оптической осью кристалла, а акустическая волна с волновым вектором q направлена вдоль оси X . Пусть падающее излучение с волновым вектором k_0 направлено в точку A_0 , лежащую в точке пересечения плоскости XZ и поверхности S_2 . В результате АО взаимодействия с акустической волной q луч k_0 последовательно дифрагирует в направлениях лучей, волновые векторы которых направлены в точки A_1 и A_2 . Точка A_1 лежит на поверхности S_1 , точка A_2 – на поверхности S_2 . Исследуется анизотропная дифракция света на звуке. Оба акта дифракции происходят в режиме строгого брэгговского синхронизма. Если теперь луч k_0 падает под углом α к плоскости XZ , т. е. распространяется в направлении луча $k_0^{(1)}$, направленного в точку B_0 , то в результате взаимодействия с той же акустической волной он последовательно дифрагирует в направлениях лучей, волновые векторы которых направлены в точки B_1 и B_2 . Однако в этом случае акты дифракции происходят с расстройкой брэгговского синхронизма. Векторы расстройки обозначены на рис.1 как Δk_1 и Δk_2 .

Будем рассматривать задачу двукратного брэгговского рассеяния в приближении плоских волн. Тогда амплитуды C_0 , C_1 и C_2 волн, рассеянных в нулевой, первый и

второй дифракционные порядки соответственно, связаны между собой системой дифференциальных уравнений [11]

$$\begin{aligned} \frac{dC_0}{dz} &= -\frac{p}{2} C_1 \exp(-i\Delta k_1 z), \\ \frac{dC_1}{dz} &= \frac{p}{2} [C_0 \exp(i\Delta k_1 z) - C_2 \exp(i\Delta k_2 z)], \\ \frac{dC_2}{dz} &= \frac{p}{2} C_1 \exp(i\Delta k_2 z), \end{aligned} \quad (1)$$

где z – координата, вдоль которой происходит АО взаимодействия; $p = v/l$; v – параметр Рамана–Ната, зависящий от мощности звуковой волны; l – длина АО взаимодействия.

Анализ системы (1) показывает, что наилучшая связь между амплитудами C_0 , C_1 , C_2 обеспечивается при $\Delta k_1 = \Delta k_2 = 0$. Если Δk_1 , Δk_2 отличны от нуля, связь между амплитудами ослабляется. Это приводит к неравномерности АО взаимодействия в направлении, ортогональном плоскости дифракции, т. е. к появлению в этом направлении угловой селективности.

Конкретные величины Δk_1 , Δk_2 находились из геометрических построений. Предполагалось, что поверхности волновых векторов одноосного гиротропного кристалла описываются выражениями

$$\begin{aligned} \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \left[\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + z^2 \left(\frac{1}{n_o^2} + G_{33} \right) \right] &= 1, \\ \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \left[\frac{x^2}{n_e^2} + \frac{y^2}{n_e^2} + z^2 \left(\frac{1}{n_e^2} - G_{33} \right) \right] &= 1, \end{aligned} \quad (2)$$

где λ – длина волны света в вакууме; n_o , n_e – главные показатели преломления кристалла; G_{33} – компонента псевдотензора гирации.

Прежде чем приступить к теоретическому анализу, необходимо отметить, что экспериментальный эффект наблюдался при достаточно большом напряжении, подаваемом на преобразователь (~ 5 В). Для сравнения, максимальная эффективность дифракции во второй брэгговский порядок «обычного», нерасходящегося лазерного излучения достигалась при напряжении ~ 1 В. Исходя из этого нами теоретически анализировались режимы дифракции, реализуемые при больших значениях параметра Рамана–Ната v , превышающих (по крайней мере, в два раза) значение $\pi\sqrt{2}$, соответствующее полной перекачке оптического нерасходящегося излучения во второй порядок.

На рис.3 приведены зависимости модуля передаточной функции первого порядка дифракции $|H_1|$ от пространственной частоты $k_x = (2\pi n_o/\lambda)\Delta\varphi$, где $\Delta\varphi$ – угол отклонения падающего излучения от направления строгого брэгговского резонанса. Предполагалось, что дифракция происходит в плоскости XZ , содержащей оптическую ось Z , при этом падающее излучение отклоняется в той же плоскости. В расчетах использовалось $l = 0.6$ см. Кривые на рис.3 построены при различных параметрах Рамана–Ната v . Видно, что профили передаточных функций $|H_1|$ достаточно сильно меняются с изменением v . Отметим, что кривые получены в приближении плоских волн. При рассмотрении реальных пучков функции $|H_1|$ будут более сглаженными. В частности, кривая 4 вблизи максимальных значений будет представлять собой не

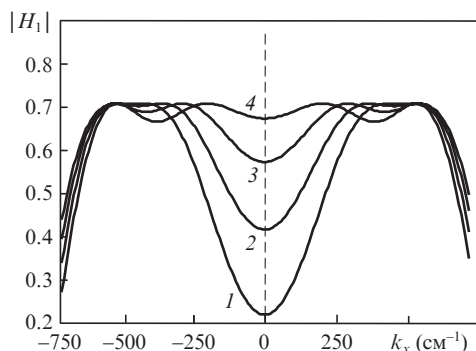


Рис.3. Зависимости $|H_1|$ от k_x при $\nu = 2.1\pi\sqrt{2}$ (1), $2.2\pi\sqrt{2}$ (2), $2.3\pi\sqrt{2}$ (3) и $2.4\pi\sqrt{2}$ (4) в случае дифракции в плоскости XZ .

волнистую линию, а некоторую усредненную кривую. Это принимается нами во внимание при дальнейшем анализе.

Следующим шагом является поиск профилей передаточных функций, формируемых в плоскостях XZ и XY и максимально совпадающих между собой. На рис.4 продемонстрирован этот вариант. Здесь приведены передаточные функции первого дифракционного порядка $|H_1|$, формируемых в плоскостях XZ и XY , при $\nu = 2.4\pi\sqrt{2}$. Полуширины этих передаточных функций различаются примерно в 10 раз. Однако в области значений k_x , лежащих между вертикальными прямыми А и В, кривая 2 практически повторяет кривую 3, полученную усреднением кривой 1 в этой области. Кривые 1 и 3 имеют минимальное значение при $k_x = 0$ и максимальное – на границах рассматриваемой области. Это означает, что указанная область пригодна для получения двумерного контура оптического изображения, поскольку производные кривых 2 и 3 в большей части данной области не равны нулю.

Таким образом, в настоящей работе представлены первые результаты «оконтуривания» изображений с помощью двукратной брэгговской дифракции. Продемонстрирова-

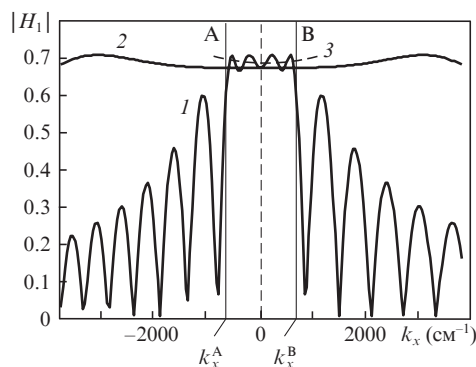


Рис.4. Зависимости $|H_1|$ от k_x при $\nu = 2.4\pi\sqrt{2}$ в случае дифракции в плоскостях XZ (1) и XY (2). Кривая 3 – усредненная в области между прямыми А и В кривая 1; $k_x^{B,A} = \pm 650 \text{ см}^{-1}$.

ны экспериментальные результаты, приведена трехмерная модель, позволяющая наглядно проследить процесс двукратного рассеяния излучения в анизотропной гиротропной среде и понять механизм двумерного «оконтуривания». В рамках модели проанализированы передаточные функции, объясняющие возможность осуществления двумерного «оконтуривания».

Представленная модель описывает экспериментальные результаты только качественно, но не описывает ряд особенностей, наблюдаемых в эксперименте. Более детальные теоретические и экспериментальные исследования этого варианта «оконтуривания» мы планируем выполнять в последующих работах.

На основании вышеизложенного сформулируем основные результаты работы:

1. Для выделения двумерного контура изображения посредством АО дифракции на одной звуковой волне предложено использовать режим двукратной брэгговской дифракции.

2. Экспериментально продемонстрировано выделение контура в первом дифракционном порядке при использовании фурье-обработки оптического изображения, где фильтром пространственных частот служила АО ячейка, выполненная из монокристалла TeO_2 .

3. Выявлено, что передаточная функция первого порядка дифракции зависит от акустической мощности, длины АО взаимодействия и характеристик материала АО ячейки.

4. Показано, что выбором мощности звука можно получить двумерную передаточную функцию первого порядка дифракции, профиль которой, формируемый в плоскости дифракции, максимально совпадает с ее профилем в ортогональной плоскости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 09-07-00047 и 09-02-12396) и гранта Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-3317.2010.9.

1. *Применение методов фурье-оптики*. Под ред. Г.Старка (М.: Радио и связь, 1988).
2. *Handbook of Pattern Recognition and Image Processing*. Ed. by T.Y. Young, K.-S. Fu (New York: Acad. Press, 1986).
3. Athale R.A., van der Gracht J., Prather D.W., Mait J.N. *Appl. Opt.*, **4**, 276 (1995).
4. Babkina T.M., Voloshinov V.B. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **3**, S54 (2001).
5. Балакший В.И., Волошинов В.Б. *Квантовая электроника*, **35**, 85 (2005).
6. Balakshy V.I., Voloshinov V.B., Babkina T.M., Kostyuk D.E. *J. Mod. Opt.*, **52**, 1 (2005).
7. Балакший В.И., Манцевич С.Н. *Оптика и спектроскопия*, **103**, 831 (2007).
8. Balakshy V.I., Kostyuk D.E. *Appl. Opt.*, **48**, C24 (2009).
9. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г., Воронко А.И., Тихомиров С.А., Стиенс Й., Вункс Р., Вандермейрен В. *Оптический журн.*, **74** (2), 12 (2007).
10. Francis T.S. Yu., Iam-Choon Khoo. *Principles of Optical Engineering* (New York: John Wiley & Sons, 1990).
11. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985).