

УДК 548.0:534:535.4

Измерение угла рассеяния оптического излучения посредством брэгговской дифракции

В. М. Котов, Г. Н. Шкердин, Е. В. Котов

Предложен метод измерения угла рассеяния оптического излучения, основанный на использовании двух процессов брэгговской дифракции, отличающихся друг от друга углом падения света на звуковую волну. В предельном случае, когда одновременно наблюдаются два дифракционных порядка, исчезающие при небольшой угловой отстройке, угловое расстояние между первыми дифракционными порядками равно углу расходимости падающего излучения. Метод использован для определения размеров неоднородностей шлифованной стеклянной пластинки.

PACS: 41.20.-q

Ключевые слова: угол, рассеяние, дифракция, расходимость, измерение, неоднородность.

Введение

Одним из эффективных методов исследования неоднородных сред является измерение рассеянного ими оптического поля [1, 2]. Такие измерения позволяют определять оптические характеристики неоднородностей, их размеры и т. д.

Акустооптика (АО) широко используется для анализа оптического излучения [3—5]. Наибольшее развитие получили брэгговские режимы дифракции, позволяющие обрабатывать оптический сигнал с высокой эффективностью. Однако высокая угловая селективность брэгговского взаимодействия ограничивает его использование для обработки сильно расходящихся лучей. Для этих целей используются специальные срезы кристаллов, обеспечивающие, например, "тангенциальную" геометрию АО-взаимодействия [6].

В настоящей работе для анализа сильно расходящихся пучков предлагается использовать варианты брэгговской дифракции, в которых происходят сразу несколько процессов АО-взаимодействия. Как будет ясно из дальнейшего, такие режимы можно получить на базе "обычных" анизотропных АО-ячеек, кристаллы которых вырезаны в традиционно используемых на практике

плоскостях. Суть предлагаемого подхода — обеспечение синхронизма с одной акустической волной не всего оптического излучения, а отдельных его лучей, в частности, лежащих на противоположных краях рассеянного поля. Понятно, что угол между указанными лучами совпадает с угловой расходимостью всего излучения. Это значительно расширяет возможности использования брэгговской дифракции для анализа расходящихся оптических пучков.

Теоретический анализ

Предлагаемый метод поясняется с помощью векторной диаграммы, представленной на рис. 1, а. Здесь расходящееся оптическое излучение A попадает в анизотропную АО-среду, примером которой может служить широко используемый на практике монокристалл TeO_2 . Входная грань кристалла OX ортогональна оптической оси OZ . Внутри излучения A отдельные лучи (на рисунке лучи 1 и 2) находятся в строгом брэгговском синхронизме с одной акустической волной. В общем случае луч 1 расщепляется в кристалле на две собственные волны k_{1o} и k_{1e} . Аналогично луч 2 расщепляется в кристалле на собственные волны k_{2o} и k_{2e} .

Пусть ортогонально оптической оси OZ распространяется акустическая волна с волновым вектором q . В результате анизотропной дифракции излучение k_{1o} дифрагирует в направлении луча T_{1e} , а излучение k_{2e} — в направлении T_{2o} . Лучи k_{1e} и k_{2o} в дифракции не участвуют. Угол между дифрагировавшими лучами T_{1e} и T_{2o} , помноженный на показатель преломления среды, с хорошим приближением равен углу между входными лучами 1 и 2.

Котов Владимир Михайлович, ведущий научный сотрудник.
Шкердин Геннадий Николаевич, ведущий научный сотрудник.
Котов Евгений Владимирович, младший научный сотрудник.
 Филиал Института радиотехники и электроники
 им. В. А. Котельникова РАН (ФИРЭ РАН).
 Россия, 141195, Московская обл., г. Фрязино, пл. Введенского, 1.
 Тел. 785-56-39-14-55. E-mail: vmk277@ire216.msk.su

Статья поступила в редакцию 25 сентября 2010 г.

© Котов В. М., Шкердин Г. М., Котов Е. В., 2011

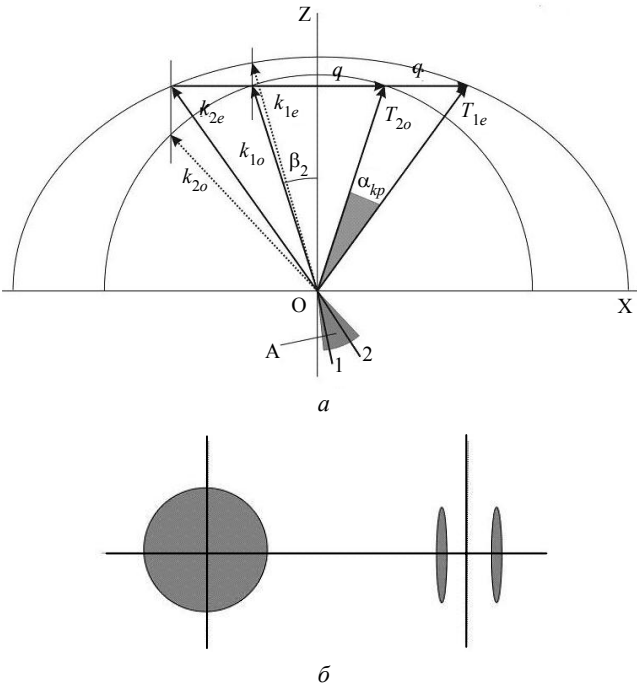


Рис. 1. Брэгговская дифракция сильно расходящегося оптического излучения в одноосном кристалле: а — векторная диаграмма; б — вид дифракционных порядков на экране

На рис. 1, б изображены дифракционные пятна. Пятно слева отображает распределение падающего излучения, две полосы справа — первые порядки продифрагировавших лучей. Толщина полосок отображает расходимость "обычной" брэгговской дифракции, определяемую как [6]

$$\Delta\varphi_{ao} \approx n_0 V / (fL), \tag{1}$$

где $\Delta\varphi_{ao}$ — угол расходимости дифрагировавшего луча;

n_0 — показатель преломления среды (для излучения, распространяющегося вблизи оптической оси, разницей в показателях преломления можно пренебречь);

V и f — скорость и частота звуковой волны;

L — длина АО-взаимодействия.

Расстояние между полосками характеризует угловое расхождение α между падающими лучами, участвующими в двух параллельно протекающих дифракционных процессах.

Пусть для определенности дифракция происходит в монокристалле TeO_2 . Показатели преломления этого кристалла будем описывать выражениями (1)—(6) [7]

$$n_{1,2}^2 = \frac{1 + \text{tg}^2 \varphi}{\frac{1}{n_0^2} + \frac{\text{tg}^2 \varphi}{2} \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\text{tg}^4 \varphi \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2}}, \tag{2}$$

где n_0, n_e — главные показатели преломления кристалла;

φ — угол между оптической осью кристалла и волновым вектором световой волны;

G_{33} — компонента псевдотензора гирации.

Знак (\pm) в знаменателе указывает на два возможных значения показателя преломления.

Для вычислений будем использовать следующие значения констант, соответствующих излучению He—Ne-лазера, распространяющегося в монокристалле TeO_2 : $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-4}$ см, $n_0 = 2,26$; $n_e = 2,41$; $G_{33} = 2,62 \cdot 10^{-5}$.

Пусть излучение k_{1o} распространяется внутри кристалла под углом β_2 . Величина k_{1o} равна $2\pi n_1 \lambda^{-1}$, причем n_1 вычисляется из (2), где принято $\varphi = \beta_2$. В знаменателе взят знак (+). Тогда величина волнового вектора звука q определяется как

$$q = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{x1} + n_{x2}), \tag{3}$$

где n_{x1} и n_{x2} — корни биквадратного уравнения.

$$R_1 n_x^4 + P_1 n_x^2 + Q_1 = 0. \tag{4}$$

$$\text{Здесь } R_1 = (n_0 n_e)^{-2}; \quad P_1 = \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \left(\frac{z_0^2}{n_0^2} - 1 \right). \tag{5}$$

$$Q_1 = z_0^4 \left(\frac{1}{n_0^4} - G_{33}^2 \right) - 2 \frac{z_0^2}{n_0^2} + 1; \quad z_0 = n_1 \cos \beta_2.$$

Угол α_{kp} между лучами T_{2o} и T_{1e} определяется как

$$\alpha_{kp} = \left| \arctg \frac{n_{x2}}{z_0} - \arctg \frac{n_{x1}}{z_0} \right|. \tag{6}$$

На рис. 2 приведены зависимости угла α между лучами T_{2o} и T_{1e} вне кристалла, определяемого как $\alpha = n_0 \alpha_{kp}$ (кривая 1), от частоты звука f . В расчетах полагалось, что дифракция происходит на "медленной" звуковой волне, распространяющейся в TeO_2 со скоростью $V = 0,617 \cdot 10^5$ см/с. Здесь же для сравнения приведена зависимость угловой расходимости $\Delta\varphi_{ao}$ вне кристалла "обычной" брэгговской дифракции (кривая 2), вычисленная из (1) при $L = 0,6$ см (условие эксперимента). Из рис. 2 видно, что угол α в среднем \sim в 5 раз больше угла $\Delta\varphi_{ao}$, т. е. предлагаемый режим измерения позволяет анализировать гораздо более широкие оптические пучки в сравнении с пучками, анализируемыми в "обычных" режимах брэгговской дифракции.

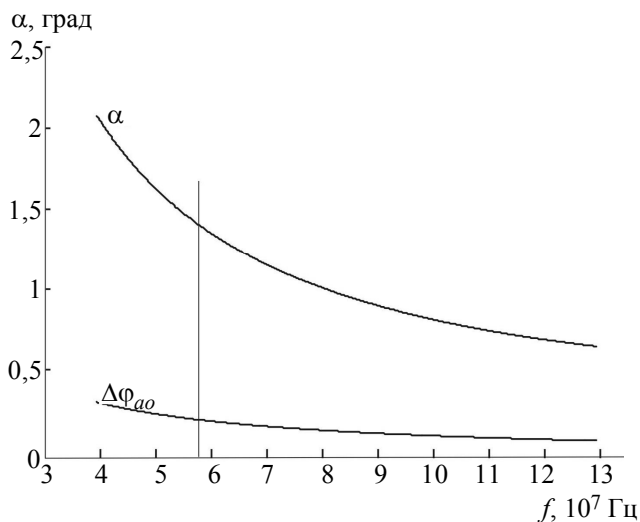


Рис. 2. Зависимость угла расходимости α между первыми дифракционными порядками и угла расходимости $\Delta\Phi_{00}$ "обычной" брэгговской дифракции от частоты звуковой волны f

Эксперимент и обсуждение экспериментальных результатов

Для проверки полученных результатов был выполнен эксперимент. Экспериментальная установка приведена на рис. 3. Здесь оптическое излучение 1 с длиной волны $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-4}$ см, генерируемое He—Ne-лазером, пропускается через компенсатор Бабиня 2 для обеспечения наибольшей эффективности обоих наблюдаемых дифракционных процессов. Затем излучение направляется на рассеивающую пластинку 3, после которой формируется расходящееся оптическое поле. Рассеянное пластинкой излучение направляется на линзу 4 с фокусным расстоянием $F = 2,7$ см. После линзы оно формируется в слабо сходящееся излучение, переходящее на некотором удалении от линзы в расходящийся оптический луч.

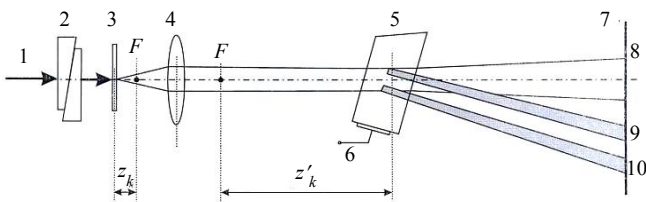


Рис. 3. Схема экспериментальной установки

В "перетяжке" сформированного излучения предполагается АО-ячейка 5. Ячейка изготовлена из монокристалла TeO_2 , размеры которого вдоль направлений $[110]$, $[1\bar{1}0]$, $[001]$ равнялись $10 \times 10 \times 10$ мм. Пьезопреобразователь, изготовленный из LiNbO_3 , приклеивался к грани $\{110\}$ кристалла и генерировал поперечные колебания, распространяющиеся в кристалле в виде "медленной" акустической вол-

ны. На преобразователь подавался высокочастотный сигнал 6. Полоса частот преобразователя — 40—80 МГц по уровню 3 дБ. На экране 7 наблюдались дифракционные пятна: пятно 8 нулевого порядка дифракции и пятна 9, 10 первых дифракционных порядков, возникающих в двух параллельно идущих процессах дифракции. Расстояние от пластинки 3 до переднего фокуса линзы обозначено как z_k , от заднего фокуса линзы до "перетяжки" — z'_k .

Считая, что огибающая рассеянного пластинкой 3 излучения имеет форму гауссового пучка, нетрудно определить связь между расходимостями излучения рассеянного пластинкой поля α_1 и расходимостью света в "перетяжке" α_2 . Углы связаны соотношением [8]

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \sqrt{\frac{z'_k}{z_k}} \quad (7)$$

Измерив в эксперименте z_k и z'_k , а также угол α_2 , равный предельному углу α существования двух режимов брэгговской дифракции, можно определить угол α_1 из выражения (7).

В наших экспериментах рассеивающая пластинка 3 отстояла от линзы 4 на расстоянии $\sim 3,5$ см, т. е. $z_k = 0,8$ см. Расстояние от линзы до "перетяжки" равнялось ~ 21 см, т. е. $z'_k = 18,3$ см. Предельная частота звука f , при которой одновременно наблюдались два дифракционных процесса (т. е. два пятна 9 и 10 на экране 7) равнялась 58 МГц. Эта частота соответствует расходимости света $\alpha = 1,5^\circ$ (см. рис. 2). Подстановка полученных значений в (7) дает значение угла α_1 , равное $\sim 7,17^\circ$. Полагая, что этот угол соответствует углу рассеяния неоднородности с характерным размером D , нетрудно определить D , считая, что он связан с углом рассеяния α_1 соотношением $D \approx \lambda/\alpha_1$, где λ — длина волны света. В нашем случае $D \approx 5,03 \cdot 10^{-4}$ см, что соответствует средним размерам неоднородностей использованного нами рассеивателя. Отметим, что рассеивающая поверхность получена путем шлифования стеклянной пластинки порошком марки М5, характерные размеры "зерен" которого равны $5 \cdot 10^{-4}$ см, т. е. размер "зерна" совпадает с размером неоднородности D .

Выводы

1. Выявлено, что угловое расстояние между первыми порядками дифракции, когда они исчезают при небольшой угловой отстройке, равно углу расходимости падающего излучения.

2. Предложенный метод применен для определения размеров неоднородностей поверхности по углу рассеяния оптического излучения. Экспери-

менты, выполненные с использованием АО-дифракции в парателлурите, позволили измерить средний размер неоднородностей шлифованной стеклянной пластинки, который оказался близким к размерам частиц шлифовального порошка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-07-00047, грант № 09-02-12396-офи_м) и гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации НШ-3317.2010.9.

Л и т е р а т у р а

1. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. — М.: Мир, 1986.
2. Шифрин К. С. Введение в оптику океана. — Л.: Гидрометеониздат, 1983.
3. Есепкина Н. А., Петрунькин В. Ю., Бухарин Н. А. и др. // Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. 1976. Т. 19. № 11. С. 1732.
4. Балакиев В. И., Парыгин В. Н., Упасена Х. А. // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 4. С. 865.
5. Балакиев В. И., Григоров С. Д., Колосов М. А. // Опт. и Спектр. 1990. Т. 68. № 6. С. 1381.
6. Балакиев В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. — М.: Радио и связь, 1985.
7. Котов В. М. // ФТТ. 1995. Т. 37. В. 1. С. 261.
8. Пахомов И. И., Цибуля А. Б. Расчет оптических систем лазерных приборов. — М.: Радио и связь, 1986.

Measurement of the scattering angle of the optical radiation by means of the Bragg diffraction

V. M. Kotov, G. N. Shkerdin, E. V. Kotov

Branch of the Institute of Radio Engineering and Electronics, 1 Vvedensky sq., Fryazino, Moscow region, 141195, Russia
E-mail: vmk277@ire216.msk.su

Proposed is a method of the measurement of the scattering angle of the optical radiation. It is based on the using of two Bragg diffraction processes occurred in the crystal at different incident angles respect to the acoustic wave. In the limited case, when two diffraction orders are observed simultaneously, which disappeared at small angular tuning out, the angular distance between the first diffraction orders is equal to the angle of the divergence of the incident light. The method is applied for the measurement of the sizes of the heterogeneities of the lapped glass wafer.

PACS: 41.20.-q

Keywords: angle, scattering, diffraction, divergence, measurement, heterogeneity.

Bibliography — 8 references.

Received September 25, 2010