

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ ДВУХЦВЕТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРЕДЕЛЬНОЙ ЧАСТОТЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

© 2020 г. В. М. Котов^{а,*}, Е. В. Котов^а

^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Россия, 141195, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

*e-mail: vmk277@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 05.06.2019 г.

После доработки 05.06.2019 г.

Принята к публикации 12.06.2019 г.

Предложен метод, позволяющий обеспечить высокоэффективную акустооптическую (а.о.) брэгговскую дифракцию двухцветного оптического излучения на максимально возможной частоте звуковой волны. В основе метода лежит использование а.о.-ячейки совместно с призмой, с помощью которой осуществляется разведение лучей двухцветного излучения на необходимый угол. Метод продемонстрирован на примере а.о.-дифракции двухцветного излучения Ar-лазера, которое дифрагирует в кристалле парателлуриата на максимально возможной частоте поперечной “медленной” звуковой волны, равной ~200 МГц.

DOI: 10.31857/S0032816219060107

ВЕДЕНИЕ

Акустооптические (а.о.) устройства находят широкое применение для управления параметрами оптического излучения [1, 2]. Одним из достоинств а.о.-дифракции является возможность управления одновременно двумя оптическими лучами с разными длинами волн посредством одной звуковой волны. Устройства, использующие двухцветное оптическое излучение, нашли применение для обработки телевизионных сигналов [3, 4], в лазерной доплеровской анемометрии (л.д.а.) [5], двухлучевых гироскопах [6], двухлучевой интерферометрии [7] и т.д.

Наиболее часто в качестве материала управляющей а.о.-ячейки используется кристалл парателлуриата (TeO_2), обладающий аномально высоким значением а.о.-качества материала M_2 , который выше в ~1000 раз аналогичного параметра эталонного материала кварца [1, 8]. Это позволяет, в частности, достигать 100%-ной эффективности дифракции света, используя звуковую волну с мощностью, не превышающей 100–150 мВт [1, 2].

При разработке а.о.-устройств для управления двухцветным излучением выяснилось, что рабочая частота звука является строго фиксированной и зачастую существенно ниже предельных частот, которые мог бы обеспечить материал а.о.-ячейки. При этом существуют задачи, когда необходимо получать а.о.-дифракцию на максимально возможных частотах. Например, в системах л.д.а. максимальная частота звука определяет диапазон

измерения скорости движущихся потоков [9, 10], поэтому повышение акустических частот в л.д.а. имеет принципиальное значение.

В настоящей работе показан достаточно простой метод существенного повышения частоты звука для получения эффективной дифракции двухцветного излучения. Метод продемонстрирован на примере дифракции двухцветного излучения с длинами волн 0.488 и 0.514 мкм, генерируемого Ar-лазером. Проведено сравнение с результатами работы [11], где исследовалась дифракция такого же излучения на поперечной акустической волне, распространяющейся в TeO_2 , но без привлечения каких-либо дополнительных оптических элементов.

В [11] получена брэгговская дифракция двухцветного излучения на частоте звука ~90 МГц. При этом предельная частота поперечного звука в TeO_2 , ограниченная поглощением звуковой волны, равна ~200 МГц [12]. Понятно, что полученный в [11] режим находится далеко от предельных параметров кристалла. Метод, предлагаемый в настоящей работе и основанный на использовании простых дополнительных оптических элементов, позволяет существенно повысить частоту а.о.-дифракции, расширяя тем самым возможности акустооптики для управления параметрами двухцветного оптического излучения.

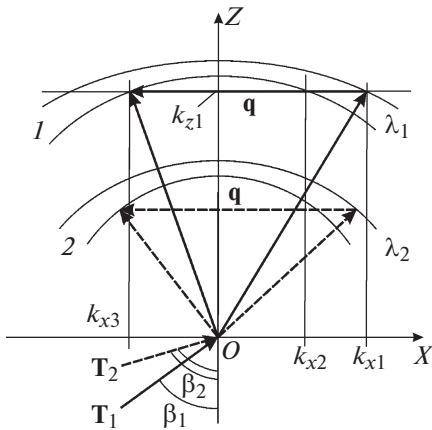


Рис. 1. Векторная диаграмма а.о.-дифракции двухцветного излучения.

ТЕОРИЯ

Предлагаемый метод основан на использовании а.о.-ячейки совместно со стеклянной призмой, посредством которой обеспечивается расщепление лучей двухцветного излучения на “нужный” угол, соответствующий предельной частоте звука. Для реализации метода проанализируем предварительно особенности а.о.-взаимодействия в одноосных гиротропных кристаллах и найдем частотно-угловые зависимости дифракции двухцветного оптического излучения, в частности зависимость угла расщепления между лучами от частоты акустической волны.

На рис. 1 приведена векторная диаграмма а.о.-дифракции двухцветного излучения на одной акустической волне, распространяющейся ортогонально оптической оси OZ одноосного гиротропного кристалла, в качестве которого может служить TeO_2 . Волновые векторы падающих на кристалл лучей с длинами волн λ_1 и λ_2 обозначены T_1 и T_2 .

Лучи T_1 и T_2 падают на грань OX кристалла под углами β_1 и β_2 . Внутри кристалла лучи преломляются и дифрагируют на одной и той же акустической волне с волновым вектором q . Выбор вектора q , по сути, и определяет углы падения β_1 и β_2 . В общем случае $\beta_1 \neq \beta_2$. Волновые поверхности кристалла для лучей λ_1 и λ_2 являются двуполостными, на рисунке они обозначены цифрами 1 и 2.

Полагаем, что кристалл – “положительный”, тогда внешние волновые поверхности описывают распространение “необыкновенных” лучей, а внутренние – “обыкновенных”. Найдем зависимость между углами падения β_1, β_2 и частотой звука f , которая в свою очередь связана с величиной волнового вектора q соотношением $f = qV/(2\pi)$, где V – скорость звука. Вначале найдем зависимость

$\beta_1(f)$, зависимость $\beta_2(f)$ определяется аналогичным образом.

Воспользуемся следующей моделью, описывающей поверхности волновых векторов одноосного гиротропного кристалла [13]:

$$\frac{k_x^4}{n_0^2 n_e^2} + k_z^4 \left(\frac{1}{n_0^4} - G_{33}^2 \right) + \frac{k_x^2 k_z^2}{n_0^2} \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \left[k_x^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) + \frac{2k_z^2}{n_0^2} \right] + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 = 0, \quad (1)$$

где k_x, k_z – проекции волнового вектора света на оси OX и OZ соответственно; n_0, n_e – главные показатели преломления кристалла; G_{33} – компонента псевдотензора гирации; λ – длина волны света.

Пусть излучение с длиной волны λ_1 падает на грань кристалла, совпадающую с направлением OX , под углом β_1 . Тогда, согласно закону Снеллиуса, проекция волнового вектора света, преломленного в кристалле, на направление OX равна $k_{x1} = T_1 \sin \beta_1$, где $T_1 = 2\pi/\lambda_1$ – величина волнового вектора света T_1 в вакууме. Проекция волнового вектора света, преломленного в кристалле, на направление OZ равна k_{z1} , она связана с k_{x1} биквадратным уравнением, вытекающим из (1):

$$R_2 k_{z1}^4 + 2P_2 k_{z1}^2 + Q_2 = 0, \quad (2)$$

где

$$R_2 = \frac{1}{n_0^4} - G_{33}^2; \\ P_2 = \frac{1}{2n_0^2} \left[k_{x1}^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) - 2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \right]; \\ Q_2 = \frac{k_{x1}^4}{n_0^2 n_e^2} - k_{x1}^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4. \quad (3)$$

Откуда

$$k_{z1,2} = \sqrt{\frac{P_2}{R_2} \pm \sqrt{\left(\frac{P_2}{R_2} \right)^2 - \frac{Q_2}{R_2}}}. \quad (4)$$

Будем рассматривать анизотропную брэгговскую дифракцию, когда “необыкновенный” луч дифрагирует в “обыкновенный” (дифракция вида “e-o”). Значение k_{z1} находится из уравнения (4), в котором необходимо выбирать знак “+”. Проекция k_{z1} приведена на рис. 1.

Теперь необходимо найти проекции k_{x2} и k_{x3} , соответствующие проекциям дифрагировавших лучей. Они определяются из решения другого биквадратного уравнения, также вытекающего из (1) теперь уже при заданном k_{z1} :

$$R_1 k_x^4 + 2P_1 k_x^2 + Q_1 = 0, \quad (5)$$

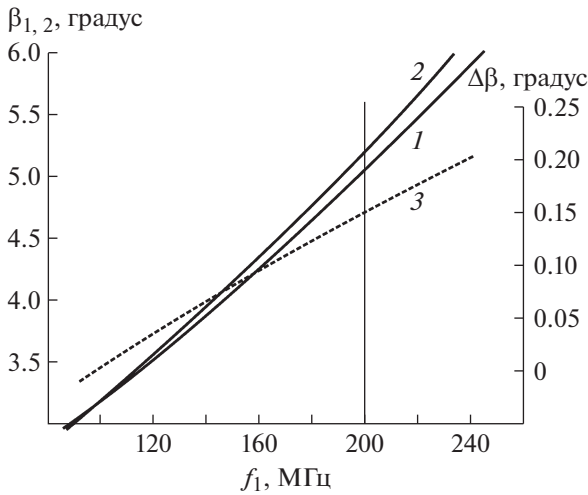


Рис. 2. Зависимости углов падения β_1 (1) и β_2 (2), а также разности между ними $\Delta\beta$ (3) от частоты звука f_1 .

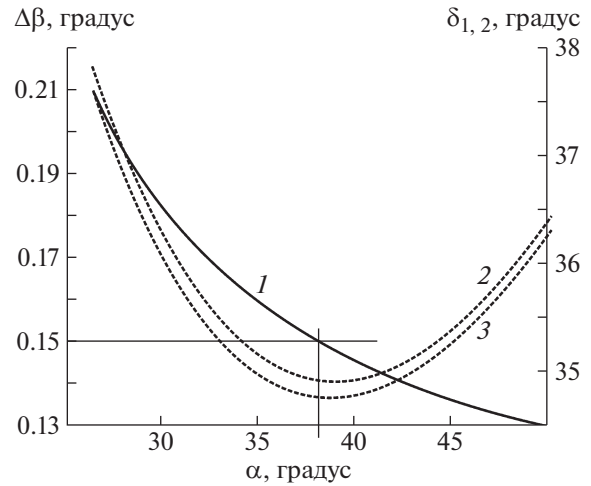


Рис. 3. Зависимости $\Delta\beta$ (1) и углов преломления света призмой $\delta_{1, 2}$ (2, 3) от угла падения α излучения на призму.

где

$$R_1 = \frac{1}{n_0^2 n_e^2};$$

$$P_1 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2}\right) \left[\frac{k_{z1}^2}{n_0^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2\right];$$

$$Q_1 = k_{z1}^4 \left(\frac{1}{n_0^4} - G_{33}^2\right) - 2\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \frac{k_{z1}^2}{n_0^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4,$$

откуда

$$k_x^2 = -\frac{P_1}{2R_1} \pm \sqrt{\left(\frac{P_1}{2R_1}\right)^2 - \frac{Q_1}{R_1}}.$$

Из четырех корней $k_{x1}-k_{x4}$ уравнения (7), расположенных в порядке убывания, анизотропной дифракции соответствуют корни k_{x2} и k_{x3} , причем $k_{x2} = -k_{x3}$. Корень k_{x4} соответствует изотропной дифракции, а корень k_{x1} совпадает с величиной k_{x1} , входящей в выражение (3).

Частоты звука, при которых происходит анизотропная а.о.-дифракция, определяются как:

$$f_1 = \frac{V}{2\pi}(k_{x1} + k_{x2}) - \text{максимальная частота,}$$

$$f_2 = \frac{V}{2\pi}(k_{x1} - k_{x2}) - \text{минимальная частота.}$$

В дальнейшем будем рассматривать только максимальную частоту f_1 .

Решая уравнения (1)–(8) при заданных параметрах $\lambda_1, n_0, n_e, G_{33}$ и V , находим зависимость $\beta_1(f_1)$. Аналогичные вычисления проделаем и для длины волны λ_2 .

На рис. 2 приведены зависимости углов β_1 и β_2 (кривые 1 и 2 соответственно, левая шкала орди-

нат), а также разности между ними $\Delta\beta$ (кривая 3, правая шкала) от частоты звука f_1 . При расчетах использованы следующие значения входящих в (2)–(8) параметров, полученных из [14–16]:

для $\lambda_1 = 0.488$ мкм: $n_0 = 2.3303, n_e = 2.494, G_{33} = 3.93 \cdot 10^{-5}, V = 617$ м/с;

для $\lambda_2 = 0.514$ мкм: $n_0 = 2.3115, n_e = 2.4735, G_{33} = 3.69 \cdot 10^{-5}$.

Из рис. 2, в частности, видно, что существует ситуация, когда $\beta_1 = \beta_2$, которая реализуется при $f_1 = 90$ МГц. Эта ситуация исследовалась в [11]. Однако с повышением частоты звука углы β_1 и β_2 расходятся, величина $\Delta\beta$ возрастает, что приводит к необходимости использовать дополнительные элементы, обеспечивающие “нужную” величину разности углов $\Delta\beta$.

В частности, для частоты 200 МГц значение $\Delta\beta$ должно быть равным $\sim 0.15^\circ$.

Наиболее простым элементом, разделяющим лучи, на наш взгляд, является призма. Нами исследована стеклянная призма, изготовленная из распространенного оптического стекла, легкого крона марки БК-10. Все данные по этому материалу взяты из [17]. На рис. 3 приведены зависимости угла расщепления $\Delta\beta$ (кривая 1, левая шкала ординат) между лучами с длинами волн 0.488 и 0.514 мкм, прошедшими призму с углом при вершине, равным 50° , от угла падения α света на входную грань призмы. Видно, что значение $\Delta\beta = 0.15^\circ$ достигается при $\alpha = 38^\circ$.

На этом же рисунке приведены углы $\delta_{1,2}$ отклонения упомянутых лучей (кривые 2 и 3, правая шкала ординат) в зависимости от угла α . Видно, что зависимости имеют широкий минимум, т.е. призма используется в режиме минимального от-

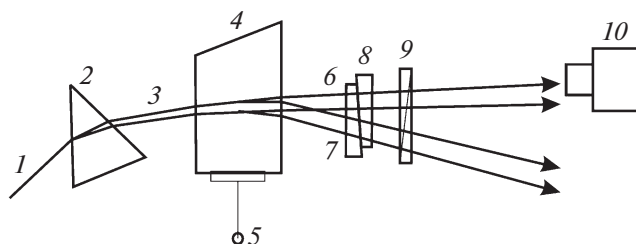


Рис. 4. Оптическая схема устройства. 1 – двухцветное излучение; 2 – призма; 3 – расщепленные призмой лучи; 4 – а.о.-ячейка; 5 – вход электрического сигнала; 6, 7 – прошедшие и дифрагировавшие лучи; 8 – компенсатор Бабиня; 9 – поляризатор; 10 – фотоприемник.

клонения лучей. Этот режим удобен тем, что направления отклоненных лучей практически не меняются при изменении положения призмы, но при этом меняется угол между лучами. Кроме того, как известно из [18], этот режим обеспечивает минимальные искажения лучей.

ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для подтверждения полученных теоретических результатов был выполнен эксперимент. В качестве материала а.о.-ячейки выбран кристалл TeO_2 с размерами $8 \times 8 \times 10$ мм вдоль направлений $[110]$, $[1\bar{1}0]$ и $[001]$, где $[001]$ – оптическая ось кристалла. На рис. 1 направление OZ соответствует направлению $[001]$ кристалла TeO_2 , OX – направлению $[110]$. К грани кристалла (110) на индиевом контакте присоединялся пьезопреобразователь – пластинка X-среза из LiNbO_3 , которая затем ставилась до толщины ~ 50 мкм, что обеспечивало генерацию поперечной звуковой волны на резонансной частоте ~ 40 МГц. Эксперименты выполнялись на частоте ~ 196 МГц (5-я гармоника преобразователя). Полоса частот ~ 2 МГц.

В качестве источника двухцветного излучения использовался Аг-лазер, генерирующий две наиболее яркие линии в сине-зеленой области спектра. Для предварительного расщепления лучей была изготовлена стеклянная призма из стекла марки БК-10 с углом 50° при вершине.

Оптическая схема устройства приведена на рис. 4. Здесь излучение 1, генерируемое двухцветным лазером, падает на грань призмы 2, преломляется в ней и выходит из нее в виде двух расщепленных лучей 3. Эти лучи направляются в а.о.-ячейку 4, на которую подается электрический сигнал 5. Из ячейки выходит пара непродифрагировавших лучей 6 и пара продифрагировавших 7.

Лучи пропускаются через анализатор поляризации, состоящий из компенсатора Бабиня 8 и

поляризатора 9. Используется анизотропная дифракция света на звуке, когда поляризации дифрагировавших лучей ортогональны поляризациям падающих. Для контроля этой ситуации и служит анализатор поляризации.

После анализатора поляризации лучи направляются на фотодетектор 10, который может перемещаться ортогонально лучам и измерять поочередно интенсивности каждого луча. Расстояние между а.о.-ячейкой 4 и фотоприемником 10 равно ~ 100 см, на таком расстоянии все лучи хорошо разделяются. При размере пятна каждого луча ~ 1 мм расстояние между пятнами каждой пары составит ~ 3 мм, минимальное расстояние между парами лучей 6 и 7 ~ 20 мм.

На ячейку 4 подавался сигнал с частотой 196 МГц. Юстировкой ячейки 4 и призмы 2 достигалась ситуация, когда интенсивности дифрагировавших лучей были максимальны и равны друг другу. Это удалось достичь при напряжении входного сигнала ~ 5 В. Эффективность дифракции составила 45%. Если учесть, что поляризации лучей Аг-лазера были линейными, а собственные волны кристалла TeO_2 являются эллиптически поляризованными, то можно сделать вывод, что полученная эффективность дифракции близка к максимально возможной.

Действительно, каждый луч расщепляется в кристалле на две собственные волны, и только одна из них участвует в дифракции. Другими словами, предлагаемое устройство позволяет обеспечить высокоэффективную дифракцию двухцветного излучения Аг-лазера на максимально возможной частоте поперечного звука, распространяющегося в кристалле парателлуриата.

ВЫВОДЫ

На основе вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. Предложен метод получения высокоэффективной брэгговской дифракции двухцветного излучения на максимально возможной частоте звуковой волны. Приведена методика расчета как частотно-угловых характеристик брэгговской дифракции двухцветного излучения, так и характеристик призмы, предназначенной для предварительного разведения лучей двухцветного излучения на “необходимый” угол.

2. На примере а.о.-дифракции двухцветного излучения Аг-лазера, происходящей в кристалле парателлуриата на поперечной звуковой волне, распространяющейся со скоростью 617 м/с, получены частотно-угловые характеристики. Для реализации а.о.-дифракции на максимально возможной частоте звука, равной ~ 200 МГц, использована призма из легкого крона марки БК-10 с углом при вершине призмы 50° .

3. Эксперименты, выполненные с использованием TeO_2 в качестве материала а.о.-ячейки и призмы из стекла БК-10, подтвердили основные теоретические выводы. Получена эффективность дифракции двухцветного излучения Ar-лазера, равная 45%, что с учетом несовпадения поляризации лазерного источника и собственных волн кристалла близко к максимально возможному значению эффективности.

Описанный метод может найти применение в системах л.д.а., а также во всех устройствах, где необходимо управлять двухцветным лазерным излучением на предельно высоких частотах звука.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014, а также при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-07-00259 и грант № 19-07-00071).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Xu J., Stroud R. Acousto-optic Devices: Principles, Design and Applications. N.Y.: J. Wiley and Sons, Inc., 1992.
3. Gazalet M.G., Waxin G., Torquet R., Bridoux E. // Applied Optics. 1984. V. 23. № 5. P. 674.
4. Gazalet M.G., Bruneel C., Torquet R., Nongaillard B. // Applied Optics. 1984. V. 23. № 13. P. 2192.
5. Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 168.
<https://journals.ioffe.ru/articles/24469>
6. Kersey A.D., Dandridge A., Burns W.K. // Electronics Letters. 1986. V. 22. № 18. P. 935.
7. Ленкова Г.А. // Автометрия. 1981. № 2. С. 95.
8. Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И., Нарвер В.Н., Розенштейн А.З., Солодовников Н.П., Шаповаленко К.Г. Теория и практика современной акустооптики. М.: Изд. дом МИСиС, 2015.
9. Ринкевичус В.С. Лазерная анемометрия. М.: Энергия, 1978.
10. Коронкевич В.Н., Соболев В.С., Дубнищев Ю.Н. Лазерная интерферометрия. Новосибирск: Наука, 1983.
11. Котов В.М. // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 79. № 2. С. 307.
12. Uchida N. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. № 6. P. 2915.
13. Котов В.М. Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения. М.: Янус-К, 2016.
14. Акустические кристаллы. Справочник / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.
15. Кизель В.А., Бурков В.И. Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980.
16. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979.
17. Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
18. Ильин Р.С., Федотов Г.И., Федин Л.А. Лабораторные оптические приборы. М.: Машиностроение, 1966.