

МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ РАСЩЕПИТЕЛЬ
ДВУХЦВЕТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2011 г. В. М. Котов, Г. Н. Шкердин, С. А. Тихомиров, В. Н. Уласюк

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Фрязинский филиал**Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. им. акад. Б.А. Введенского, 1*

Поступила в редакцию 20.05.2010 г.

Рассмотрено расщепление двухцветного излучения в результате акустооптической (а.о.) брэгговской дифракции на одной акустической волне, когда излучение распространяется вблизи оптической оси кристалла. Выявлено несколько вариантов расщепления, которые можно реализовать с помощью одной а.о.-ячейки. Эксперименты, в которых источником двухцветного излучения служил Аг-лазер, а а.о.-средой – монокристалл парателлурита, подтвердили все предсказанные варианты расщепления двухцветного излучения.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время интенсивно развиваются методы обработки оптических информационных потоков, в частности, многоцветного оптического излучения. Одним из методов, считающихся перспективными для этой задачи, является акустооптическое (а.о.) взаимодействие [1, 2], суть которого – отражение оптического излучения от бегущей звуковой решетки.

А.о.-брэгговская дифракция по своей природе селективна, поэтому она используется для фильтрации оптического излучения по длинам волн (см., например, [3, 4]).

Сравнительно недавно обнаружены режимы а.о.-брэгговской дифракции, позволяющие оперировать не с одной, а с двумя монохроматическими компонентами. Такие устройства стали называть “двухцветными расщепителями” [5, 6], поскольку, как правило, они отклоняют компоненты по разные стороны от падающего излучения. Расщепители нашли применение в двухкоординатных доплеровских анемометрах [6], гироскопах [7] и др.

В настоящей работе описывается а.о.-расщепитель, выполняющий несколько функций: кроме “обычного” расщепления двухцветного излучения на монохроматические лучи, расщепитель позволяет посредством выбора частоты звука и ориентации кристалла разделять одну из монохроматических компонент на два луча, оставляя вторую компоненту неизменной, или расщеплять одновременно обе компоненты двухцветного излучения. Все это значительно расширяет функциональные возможности управления двухцветным излучением посредством а.о.-дифракции.

ТЕОРИЯ

Будем полагать, что расщепитель изготовлен из парателлурита (TeO_2), наиболее широко используемого на практике одноосного гиротропного кристалла.

Поверхности волновых векторов парателлурита будем описывать выражениями, непосредственно вытекающими из вида показателей преломления для гиротропного кристалла [8]

$$\begin{aligned} P_1^2(\theta) \left[\frac{\cos^2 \theta}{n_o^2 (1 + \delta)^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \right] &= \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2; \\ P_2^2(\theta) \left[\frac{\cos^2 \theta}{n_o^2 (1 - \delta)^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_o^2} \right] &= \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где P_1 , P_2 – по сути волновые векторы собственных волн гиротропного кристалла, описывающие своими концами волновые поверхности; θ – угол между направлением распространения излучения и оптической осью; n_o , n_e – главные показатели преломления; λ – длина волны света; δ – параметр гиротропии.

Вдоль оптической оси собственные волны кристалла являются циркулярно поляризованными. По мере отклонения от оси они становятся эллиптическими, вдали от оси – “обыкновенным” и “необыкновенным” линейно поляризованными лучами.

Рассмотрим а.о.-дифракцию двухцветного излучения на одной акустической волне.

На рис. 1 представлена векторная диаграмма дифракции, когда двухцветное оптическое излучение с длинами волн λ_1 и λ_2 , представленное волновыми векторами \mathbf{k}_0 и \mathbf{T}_0 , соответственно, распространяется строго вдоль оптической оси кристалла OZ . Полагаем, что в кристалле оба излучения

распространяются в виде собственных волн с наименьшими показателями преломления. Экспериментально это достигается выбором “нужной” поляризации.

Акустическая волна распространяется ортогонально оптической оси. Известно [1, 2], что в этом случае излучение дифрагирует в два симметричных порядка – плюс первый и минус первый.

Излучение k_0 дифрагирует на акустической волне с волновым вектором q_1 в плюс первый k_{+1} и минус первый k_{-1} дифракционные порядки, а излучение T_0 – на акустической волне q_2 в дифракционные порядки T_{+1} и T_{-1} .

В общем случае дифракция происходит с расстройкой брэгговского синхронизма. На рис. 1 векторы фазовых расстроек для излучения λ_1 обозначены как Δk_{+1} и Δk_{-1} , для излучения λ_2 – ΔT_{+1} и ΔT_{-1} . Частоты f_1 и f_2 , на которых происходит дифракция излучений при соблюдении строго брэгговского синхронизма ($\Delta k_{+1} = \Delta k_{-1} = \Delta T_{+1} = \Delta T_{-1} = 0$), нетрудно получить из (1):

$$f_1 = \frac{2V}{\lambda_1} n_e \sqrt{\delta_1}, \quad f_2 = \frac{2V}{\lambda_2} N_e \sqrt{\delta_2}, \quad (2)$$

где f_1, n_e, δ_1 – частота звука, показатель преломления “необыкновенного” луча и параметр гиротропии для излучения с длиной волны λ_1 ; f_2, N_e, δ_2 – то же для λ_2 ; V – скорость звука.

Излучения λ_1 и λ_2 дифрагируют независимо друг от друга, поэтому процессы дифракции этих лучей можно рассматривать в отдельности. Рассмотрим а.о.-дифракцию в два симметричных порядка излучения с длиной волны λ_1 (дифракция излучения λ_2 происходит аналогично). Этот процесс описывается системой уравнений [1]

$$\begin{aligned} \frac{dC_0}{dz} &= -\frac{v}{2L} [C_{+1} \exp(-i\Delta k_{+1}z) + C_{-1} \exp(-i\Delta k_{-1}z)]; \\ \frac{dC_{+1}}{dz} &= \frac{v}{2L} (C_0 \exp(i\Delta k_{+1}z)); \\ \frac{dC_{-1}}{dz} &= \frac{v}{2L} (C_0 \exp(i\Delta k_{-1}z)), \end{aligned} \quad (3)$$

где C_0, C_{+1} и C_{-1} – амплитуды нулевого, плюс первого и минус первого дифракционных порядков; z – координата, вдоль которой развивается а.о.-взаимодействие; v – параметр Рамана–Ната, пропорциональный мощности акустической волны; L – длина а.о.-взаимодействия; Δk_{+1} и Δk_{-1} – величины векторов фазовых расстроек.

Амплитуды дифракционных порядков, определяемые граничными условиями $C_0 = 1, C_{+1} = C_{-1} = 0$ при $z = 0$, равны:

$$C_0 = a_1 \exp(i\alpha_1 L) + a_2 \exp(i\alpha_2 L) + a_3 \exp(i\alpha_3 L);$$

$$C_{+1} = \frac{v}{2iL} \sum_{m=1}^3 \frac{a_m \exp[i(\alpha_m + \Delta k_{+1})L]}{\alpha_m + \Delta k_{+1}}, \quad (4)$$

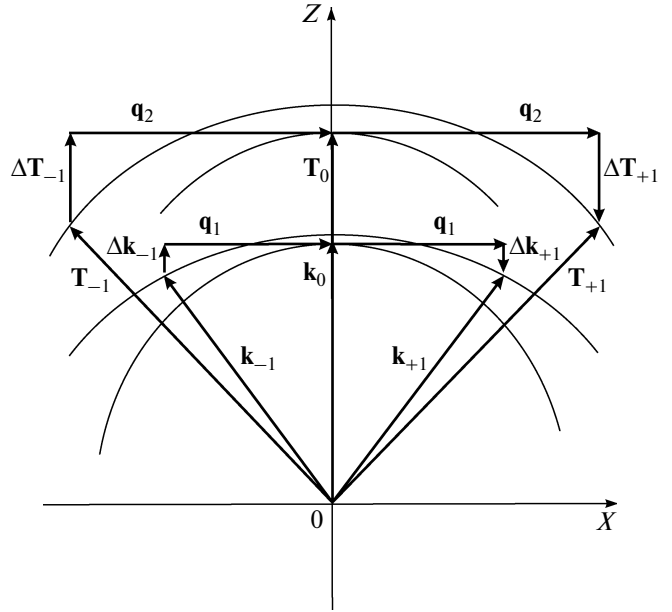


Рис. 1. Векторная диаграмма а.о.-взаимодействия двухцветного излучения в одноосном гиротропном кристалле. Падающее излучение распространяется вдоль оптической оси.

$$C_{-1} = \frac{v}{2iL} \sum_{m=1}^3 \frac{a_m \exp[i(\alpha_m + \Delta k_{-1})L]}{\alpha_m + \Delta k_{-1}}.$$

Здесь

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{S_1}{S_1 + S_2 + S_3}, \quad a_2 = \frac{S_2}{S_1 + S_2 + S_3}, \quad a_3 = \frac{S_3}{S_1 + S_2 + S_3}, \\ S_1 &= (\alpha_3 - \alpha_2)(\alpha_1 + \Delta k_{+1})(\alpha_1 + \Delta k_{-1}); \\ S_2 &= (\alpha_1 - \alpha_3)(\alpha_2 + \Delta k_{+1})(\alpha_2 + \Delta k_{-1}); \\ S_3 &= (\alpha_2 - \alpha_1)(\alpha_3 + \Delta k_{+1})(\alpha_3 + \Delta k_{-1}); \end{aligned}$$

$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ – корни кубического уравнения;

$$\alpha^3 + (\Delta k_{+1} + \Delta k_{-1})\alpha^2 + \left(\Delta k_{+1}\Delta k_{-1} - \frac{v^2}{2L^2} \right)\alpha - \frac{v^2}{4L^2}(\Delta k_{+1} + \Delta k_{-1}) = 0. \quad (5)$$

Поскольку в наших экспериментах использовалось двухцветное излучение Ar-лазера, генерирующего две наиболее яркие линии с длинами волн $\lambda_1 = 0.514$ мкм (зеленая линия) и $\lambda_2 = 0.488$ мкм (синяя линия), в расчетах брались параметры кристалла именно для этих длин волн [9, 10]:

$\lambda_1 = 0.514$ мкм	$\lambda_2 = 0.488$ мкм
$n_0 = 2.3115$	$N_0 = 2.3303$
$n_e = 2.4735$	$N_e = 2.494$
$\delta_1 = 0.98 \cdot 10^{-4}$	$\delta_2 = 1.075 \cdot 10^{-4}$

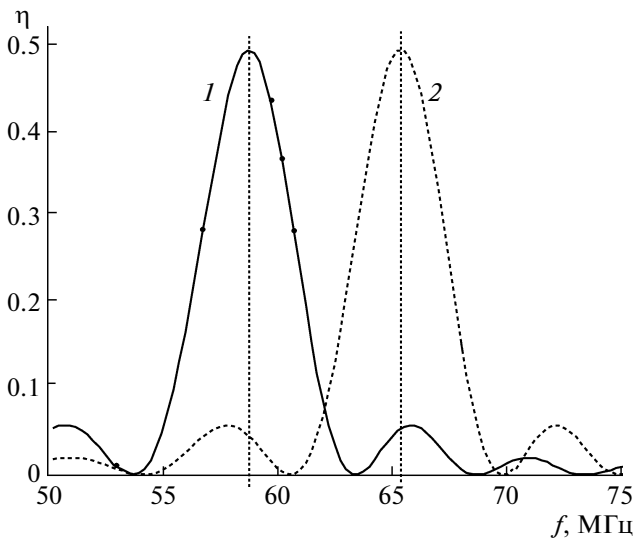


Рис. 2. Зависимости эффективности плюс первого и минус первого дифракционных порядков от частоты акустической волны для излучений $\lambda_1 = 0.514$ мкм (1) и $\lambda_2 = 0.488$ мкм (2); $\nu = 0.5\sqrt{2}\pi$.

Скорость звука $V = 0.617 \cdot 10^5$ см/с; длина а.о.-взаимодействия $L = 0.6$ см. Частоты звука, определяемые из (2), равны $f_1 = 58.8$ МГц и $f_2 = 65.4$ МГц.

Отметим, что в силу симметрии рассматриваемого варианта а.о.-взаимодействия плюс первый и минус первый дифракционные порядки имеют одинаковые амплитуды. На рис. 2 приведены зависимости эффективности $\eta = C_{+1}C_{+1}^* = C_{-1}C_{-1}^*$ для излучений $\lambda_1 = 0.514$ мкм (кривая 1) и $\lambda_2 = 0.488$ мкм (кривая 2) от частоты звука. Вычисления выполнены для параметра Рамана–Ната $\nu = 0.5\sqrt{2}\pi$. При таком ν кривые 1 и 2 достигают максимально возможного значения эффективности каждого дифракционного порядка $\eta = 0.5$. Величины векторов расстроек Δk_{+1} , Δk_{-1} , ΔT_{+1} и ΔT_{-1} определялись из векторной диаграммы посредством обычных геометрических построений.

Кривая 1 достигает максимального значения на частоте звука ~ 58 МГц, кривая 2 – на частоте 65.5 МГц. Иными словами, выбором частоты можно производить расщепление одного из излучений, не влияя на другое. Необходимо отметить, тем не менее, что существует взаимопроникновение дифрагировавших лучей, не превышающее, как видно из рисунка, 10%.

На рис. 3 приведен вариант одновременного расщепления обеих компонент двухцветного излучения в процессе взаимодействия с одной акустической волной. Здесь приведены зависимости тех же дифракционных порядков, что и на рис. 2, однако расчеты выполнены при $\nu = 1.3\sqrt{2}\pi$. Анализ рис. 3 показывает, что на частоте звука ~ 62 МГц

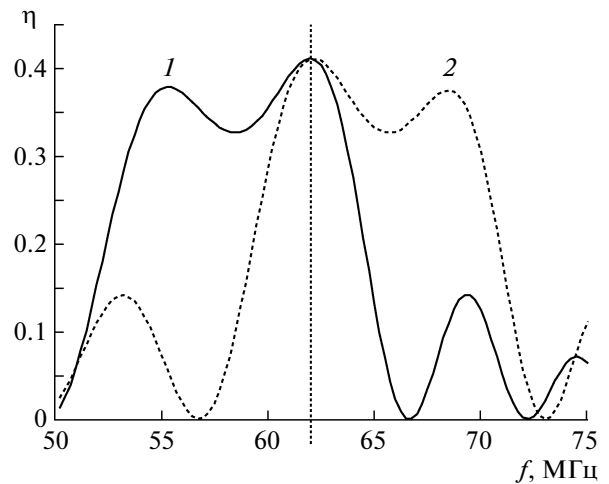


Рис. 3. Зависимости эффективности плюс первого и минус первого дифракционных порядков от частоты акустической волны (1 и 2 как на рис. 2); $\nu = 1.3\sqrt{2}\pi$.

кривые 1 и 2 одновременно достигают своих максимумов, т.е. посредством увеличения мощности звука можно получить одновременное расщепление излучений λ_1 и λ_2 .

Пусть теперь двухцветное оптическое излучение падает под некоторым углом к входной грани кристалла. На рис. 4 приведена векторная диа-

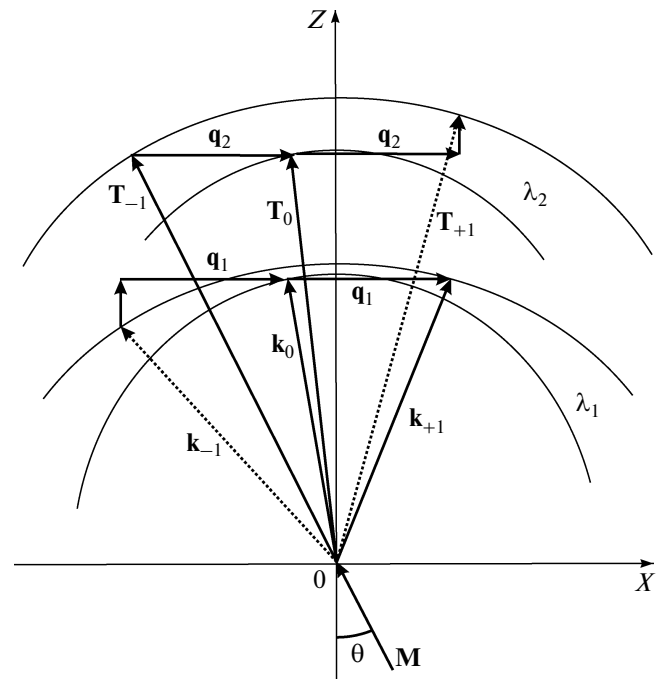


Рис. 4. Векторная диаграмма а.о.-взаимодействия двухцветного излучения в одноосном гиротропном кристалле. Падающее излучение распространяется под углом θ к оптической оси.

грамма этого случая. Двухцветное излучение M падает под углом θ к входной поверхности OX кристалла. Полагаем, что поверхность OX ортогональна оптической оси кристалла OZ . Внутри кристалла излучение M распадается на два монохроматических луча k_0 и T_0 согласно закону Снеллиуса. Лучи k_0 и T_0 дифрагируют в направления k_{+1} , k_{-1} и T_{+1} , T_{-1} , соответственно. Однако при этом эффективность дифракции в симметричные порядки различна. На рис. 4 лучи k_0 и T_0 дифрагируют в направления k_{+1} и T_{-1} с высокой эффективностью, поскольку здесь дифракция происходит с выполнением брэгговского синхронизма, а в направлениях k_{-1} и T_{+1} эффективность дифракции мала, здесь строгого синхронизма нет.

Будем увеличивать угол θ от значения $\theta = 0^\circ$, одновременно изменяя частоты звука f_1 и f_2 таким образом, чтобы поддерживать строгий синхронизм брэгговской дифракции в направлениях k_{+1} и T_{-1} . Как нетрудно понять, при некотором значении угла θ частоты f_1 и f_2 станут равными друг другу. Это и есть режим а.о.-расщепления двухцветного излучения на монохроматические лучи.

На рис. 5 приведены зависимости эффективности η дифракционных порядков от частоты звука f . Путем подбора угла θ и параметра ν (оптимальные значения этих параметров нами определены как $\theta = 0.068^\circ$, $\nu = 0.7\sqrt{2}\pi$) велся поиск ситуации, когда дифракционные порядки k_{+1} и T_{-1} максимально совпадали друг с другом. Сплошные кривые описывают изменение эффективности дифракционных порядков k_{-1} и k_{+1} , пунктирные – дифракционных порядков T_{-1} и T_{+1} . Видно, что на частоте звука ~ 62 МГц кривые k_{+1} и T_{-1} достигают своих максимумов, полоса частот по уровню 3 дБ, как видно из рисунка, равна ~ 5 МГц.

В аналитическом виде угол падения θ определяется как

$$\sin \theta = (\lambda_1/2\pi)A_1, \quad (6)$$

где A_1 – корень биквадратного уравнения

$$RA_1^4 + WA_1^2 + U = 0. \quad (7)$$

Здесь

$$R = C^2 - 4\left(\frac{N_e}{N_0}\right)^2\left(\frac{n_e}{n_0}\right)^2\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2;$$

$$W = 2CD - 64\delta_1\delta_2T_0^2k_0^2\left(\frac{N_e}{N_0}\right)^2\left(\frac{n_e}{n_0}\right)^2;$$

$$U = D^2 - 16\left(\frac{N_e}{N_0}\right)^2\left(\frac{n_e}{n_0}\right)^2\left[\delta_1\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2k_0^2 + \delta_2T_0^2\right];$$

$$C = \left(\frac{N_e}{N_0}\right)^2\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2 + \left(\frac{n_e}{n_0}\right)^2 - \left(1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^2;$$

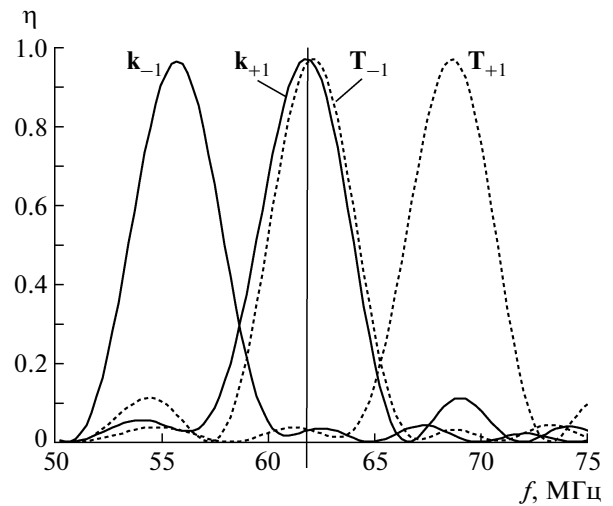


Рис. 5. Зависимость эффективности дифракционных порядков при падении двухцветного излучения под углом $\theta = 0.068^\circ$ к оптической оси; $\nu = 0.7\sqrt{2}\pi$.

$$D = 4\delta_1\left(\frac{n_e}{n_0}\right)^2k_0^2 + 4\delta_2\left(\frac{N_e}{N_0}\right)^2T_0^2;$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_1}n_0(1 - \delta_1), \quad T_0 = \frac{2\pi}{\lambda_2}N_0(1 - \delta_2).$$

В выражениях, как и прежде, параметры n_0 , n_e , δ_1 относятся к излучению λ_1 , параметры N_0 , N_e , δ_2 – к λ_2 .

Частота звука, при которой происходит расщепление, определяется из выражения

$$f = \frac{V}{2\pi}\left(A_1 + \frac{n_e}{n_0}\sqrt{A_1^2 + 4\delta_1k_0^2}\right). \quad (8)$$

В частности, для двухцветного излучения Аг-лазера, распространяющегося в TeO_2 , угол θ и частота f , вычисленные на основании (6)–(8), близки к значениям, полученным выше путем подбора параметров дифракции того же излучения Аг-лазера, взаимодействующего с одной акустической волной в парателлурите.

ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные результаты проверялись экспериментально. Были рассчитаны параметры ячейки, полагая, что она будет изготавливаться из парателлурита. Кристалл TeO_2 представлял собой параллелепипед размерами $0.8 \times 0.8 \times 1.0$ см, грани которого ориентировались ортогонально кристаллографическим направлениям $[110]$, $[1\bar{1}0]$ и $[001]$, соответственно. Двухцветное оптическое излучение, генерируемое Аг-лазером, предварительно пропускалось через компенсатор Бабинне для получения поляризации, обеспечивающей

максимальную эффективность а.о.-дифракции. В нашем случае поляризация излучений была близкой к круговой. Оптические грани {001} кристалла “просветлялись”. Поперечная акустическая волна генерировалась пьезопреобразователем из LiNbO_3 , приклеенным к грани {110}. Преобразователь обеспечивал генерацию частот в полосе 50–70 МГц. Скорость звука в кристалле $V = 0.6 \cdot 10^5$ см/с, длина а.о.-взаимодействия $L = 0.6$ см.

Вначале проанализировано двухцветное излучение Аг-лазера. Посредством интерференционного фильтра выделялась зеленая линия ($\lambda = 0.514$ мкм), интенсивность которой составила ~60% от суммарной интенсивности света. Остальные 40% рассматривались нами как интенсивность синей линии. В первой серии экспериментов излучение направлялось строго вдоль оптической оси кристалла. В процессе наблюдения процесса дифракции подстраивался компенсатор Бабиня с целью получения максимальной интенсивности дифракционных порядков.

Отметим, что двухцветное излучение Аг-лазера расщеплялось в два симметричных порядка в той или иной мере во всем диапазоне частот преобразователя 50–70 МГц. В диапазоне 55–60 МГц преобладала дифракция зеленой компоненты излучения, в диапазоне 64–68 МГц – синей. На частоте звука 57 ± 1 МГц наблюдался максимум дифракции зеленого излучения, он составил ~40% в каждом порядке от падающей зеленой компоненты. На этой частоте дифрагировала и синяя компонента излучения, однако ее интенсивность в ~10 раз меньше зеленой составляющей. Напряжение, подводимое к преобразователю, здесь равнялось 1.5 В. Изменением частоты звука и понижением подводимого напряжения можно значительно (до 20 раз) уменьшить присутствие “нежелательного” излучения, однако при этом эффективность дифракции зеленой компоненты существенно уменьшается (в 1.5–2 раза).

На частоте звука $\sim 66 \pm 1$ МГц наблюдалась максимальная интенсивность дифракции синей составляющей двухцветного излучения, ее эффективность также составляла ~40% в каждом порядке от синей компоненты падающего излучения, здесь также наблюдалось присутствие зеленых дифрагировавших лучей. Их интенсивность составляла ~30% от интенсивности синих дифрагировавших лучей. Подбором частоты звука и электрической мощности удалось существенно (до 10%) понизить вклад зеленого излучения в синие дифракционные порядки, однако при этом уменьшилась (до 25%) и интенсивность самих синих лучей.

При увеличении приложенного напряжения до ~4 В в диапазоне частот 60–65 МГц эффективности синего и зеленого дифрагировавших лучей практически сравниваются и составляют ~20% от интенсивности падающего излучения. При этом

появляются достаточно эффективные вторые и более высокие дифракционные порядки. Дальнейшее увеличение напряжения не приводит к существенному увеличению эффективности первых дифракционных порядков, здесь происходит перераспределение света в нулевой и более высокие порядки дифракции.

В следующем эксперименте исследовалось расщепление двухцветного оптического излучения на монохроматические лучи, распространяющиеся по разные стороны от падающего излучения. Такое расщепление наблюдалось на частоте $\sim 62 \pm 1$ МГц и небольшом (≤ 0.1 – 0.2°) наклоне двухцветного луча Аг-лазера относительно оптической оси кристалла. Напряжение, подаваемое на преобразователь, равнялось 1.5–1.8 В. Эффективность дифрагировавших лучей составила ~30% от соответствующих компонент падающего излучения. Присутствие “нежелательных”, “посторонних” излучений в каждом отклоненном луче не превышало ~5%. При увеличении напряжения эффективность дифрагировавших лучей практически не менялась, однако увеличивалась интенсивность “нежелательных” излучений, а также появились более высокие дифракционные порядки.

В целом эксперименты показали, что во всех вариантах “постороннее” излучение меньше всего проявляется при малых уровнях акустической мощности, при напряжении на преобразователе $\leq (1.0$ – $1.5)$ В. При более высоких напряжениях доля “посторонних” составляющих увеличивается, а также усиливается дифракция в более высокие дифракционные порядки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

1. Теоретически рассмотрено расщепление двухцветного излучения в результате а.о.-брэгговской дифракции на одной акустической волне, когда излучение распространяется вблизи оптической оси кристалла.

2. Выявлено несколько вариантов расщепления, которые можно реализовать с помощью одной а.о.-ячейки, а именно: расщепление одной из компонент двухцветного излучения при прохождении через а.о.-ячейку без расщепления второй компоненты; расщепление одновременно обеих компонент двухцветного излучения; расщепление, при котором компоненты отклоняются по разные стороны от падающего луча. Все варианты реализуются в небольшой области частот, поэтому могут быть осуществлены с использованием одной а.о.-ячейки.

3. Эксперименты, в которых источником двухцветного излучения служил Аг-лазер, а а.о.-средой – монокристалл парателлурита, подтвердили

все предсказанные варианты расщепления двухцветного излучения: первый вариант реализуется на частотах ~ 58 МГц (расщепление зеленой составляющей луча) и ~ 65.5 МГц (расщепление синей составляющей), при подводимом к преобразователю напряжении ~ 1.5 В; второй вариант – на частоте ~ 62 МГц и большом напряжении, подводимом к преобразователю (~ 4 В); третий вариант – на частоте ~ 62 МГц и наклоне на небольшой угол (~ 0.1 – 0.2°) падающего излучения относительно оптической оси кристалла. Подводимое к преобразователю напряжение равнялось ~ 1.5 – 1.8 В.

Полученные результаты могут найти применение на практике для управления многоцветным оптическим излучением посредством брэгговской дифракции на одной акустической волне.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балакиши 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. Епихин В.М., Визен Ф.Л., Пальцев Л.Л. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 10. С. 1910.
4. Епихин В.М., Визен Ф.Л. // Опт. и спектр. 1994. Т. 76. № 4. С. 697.
5. Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. № 1. С. 168.
6. Котов В.М., Шкердин Г.Н. // Акустический журнал. 1994. Т. 40. № 2. С. 309.
7. Котов В.М. // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. № 5. С. 471.
8. Warner A.W., White D.L., Bonner W.A. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 4489.
9. Акустические кристаллы / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.
10. Кизель В.А., Бурков В.И. Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980.