

УДК 535.33:621.373:535

Формирование вращающегося вектора поляризации двухцветного излучения с использованием одной ячейки Брэгга

© 2021 г. **В. М. Котов, доктор физ.-матем. наук; С. В. Аверин, доктор физ.-матем. наук; А. И. Воронко, канд. физ.-матем. наук**

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Фрязино Московской обл.

E-mail: vmk277@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 16.02.2021

DOI:10.17586/1023-5086-2021-88-06-03-10

Предложен метод получения вращающегося вектора поляризации двухцветного оптического излучения, управляемого частотой звука. Метод основан на дифракции одной из собственных волн каждой монохроматической компоненты в процессе двойного прохождения двухцветного излучения через акустооптическую ячейку, выполненную из гиротропного материала. Метод продемонстрирован на примере вращения поляризации двухцветного излучения, генерируемого Ar лазером на длинах волн 0,488 и 0,514 мкм, с использованием акустооптической ячейки из парателлурита, работающей на частоте 108 МГц.

Ключевые слова: акустооптическая дифракция, брэгговский режим, двухцветное излучение, вращающийся вектор поляризации.

Коды OCIS: 230.0230, 230.1040.

ВВЕДЕНИЕ

Двухцветное оптическое излучение находит широкое применение в различных устройствах: в интерферометрах угловых и линейных перемещений [1], двухкоординатных лазерных анемометрах [2–5], гироскопах [6, 7], для анализа дисперсионных свойств жидких кристаллов [8, 9] и т.д., что определяет актуальность поиска эффективных методов его управления. Одним из таких методов является акустооптическая (АО) брэгговская дифракция [10–12]. Она позволяет отклонять обе монохроматические компоненты луча по одну сторону или по разные стороны относительно падающего излучения [13, 14], осуществлять амплитудную модуляцию на предельно высоких акустических частотах [15] и т.п. Для ряда прикладных задач необходимо излучение с вращающимся вектором поляриза-

ции, скорость вращения которого управляется внешним источником. Двухцветное излучение с вращающимся вектором поляризации востребовано, например, в двухкоординатной анемометрии [2, 16–18], для дисперсионного анализа сложных оптически активных молекул [19], сахаров [20] и т.д. В настоящей работе предлагается метод формирования такого излучения, скорость вращения поляризации которого управляется частотой звука. Это существенно расширяет возможности использования акустооптики для задач управления многокомпонентным оптическим излучением.

ТЕОРИЯ

На рис. 1 приведена векторная диаграмма АО дифракции двухцветного излучения, положенная в основу метода. Здесь двухцветное

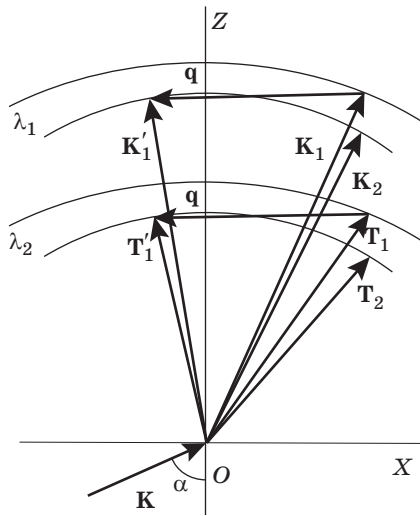


Рис. 1. Векторная диаграмма АО дифракции двухцветного излучения на одной акустической волне.

оптическое излучение \mathbf{K} падает на грань OX одноосного гиротропного кристалла под углом α . Оптическая ось кристалла — OZ . Внутри кристалла каждая из монохроматических компонент с длинами волн λ_1 и λ_2 расщепляется на две собственные волны $\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2$ и $\mathbf{T}_1, \mathbf{T}_2$ соответственно. Акустическая волна с волновым вектором \mathbf{q} распространяется ортогонально OZ . Происходит анизотропная дифракция света на звуке, причём в дифракции участвуют только собственные волны \mathbf{K}_1 и \mathbf{T}_1 , принадлежащие «внешним» волновым поверхностям. Этим достигается достаточно большая широкополосность АО взаимодействия, поскольку акустический вектор \mathbf{q} направлен почти по касательной к внутренним волновым поверхностям кристалла. Волны \mathbf{K}_1 и \mathbf{T}_1 дифрагируют в направления \mathbf{K}'_1 и \mathbf{T}'_1 , принадлежащие «внутренним» волновым поверхностям кристалла.

Для получения частотно-угловых зависимостей АО дифракции положим, что в качестве АО среды используется одноосный гиротропный кристалл парателлуриата TeO_2 , наиболее широко используемый на практике. Будем использовать следующую модель волновых векторов одноосного гиротропного кристалла [15]:

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

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.

Поскольку дифракция происходит в гиротропном кристалле, важным является вопрос энергетических характеристик АО дифракции эллиптически поляризованных волн. В [21, 22] показано, что АО дифракция в одноосном гиротропном кристалле, собственные волны которого имеют эллиптическую поляризацию, в приближении плоских волн описывается системой дифференциальных уравнений

$$2 \frac{dE_1}{dz} = AE_0 \exp(i\Delta kz), \quad (2)$$

$$2 \frac{dE_0}{dz} = AE_1 \exp(-i\Delta kz),$$

где E_0 и E_1 — амплитуды электрического поля нулевого и 1-го дифракционных порядков, z — координата, вдоль которой развивается АО взаимодействие, Δk — величина брэгговского рассинхронизма. В выражении (2)

$$A = \varepsilon \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{\cos \theta_0} \sqrt{\frac{M_2 P_a}{2LH}}, \quad (3)$$

Здесь ε учитывает эллиптичность собственных волн кристалла [21]

$$\varepsilon = \frac{1 + \rho_0 \rho_1}{\sqrt{1 + \rho_0^2} \sqrt{1 + \rho_1^2}},$$

где ρ_0 и ρ_1 — эллиптичности нулевого и 1-го порядков дифракции, λ — длина волны света, Θ_0 — угол между направлением распространения света и фронтом акустической волны, в рассматриваемом нами случае (рис. 1) можно принять $\Theta_0 = 0$. В выражении (3) M_2 — коэффициент АО качества материала, P_a — акустическая мощность, L и H — длина АО взаимодействия и высота акустического столба соответственно.

Решение системы (2) с граничными условиями $E_0 = 1, E_1 = 0$ при $z = 0$ имеет вид

$$E_0 = \left[\cos \left(B \frac{L}{2} \right) + i \frac{\Delta k}{B} \sin \left(B \frac{L}{2} \right) \right] \exp \left(-i \frac{\Delta k L}{2} \right),$$

$$E_1 = \frac{A}{B} \sin\left(\frac{B L}{2}\right) \exp\left(\frac{i \Delta k L}{2}\right), \quad (4)$$

где $B = \sqrt{(\Delta k)^2 + A^2}$.

В расчётах будем полагать, что двухцветное излучение генерируется Ar лазером на длинах волн $\lambda_1 = 0,488 \times 10^{-4}$ см и $\lambda_2 = 0,514 \times 10^{-4}$ см. При этом параметры TeO_2 , соответствующие этим длинам волн и полученные из [23, 24], брались следующими: для λ_1 $n_0 = 2,3303$, $n_e = 2,494$, $G_{33} = 3,93 \times 10^{-5}$; для λ_2 $n_0 = 2,3115$, $n_e = 2,4735$, $G_{33} = 3,69 \times 10^{-5}$. Скорость звука в кристалле $V = 0,617 \times 10^5$ см/с. Кроме того, полагаем, что $L = 0,4$ см, $H = 0,6$ см (условие эксперимента), $M_2 = 1200 \times 10^{-17}$ с³/г. Мощность P_a будем брать одной и той же для обеих длин волн и равной 120 мВт, поскольку величины длины волн λ_1 и λ_2 достаточно близки друг к другу. Эллиптичности ρ_0 и ρ_1 , входящие в выражение для ε , вычислялись согласно [22]

$$\rho = \frac{1}{2G_{33}} \left[\sqrt{\text{tg}^4 \Theta \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2} - \text{tg}^2 \Theta \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \right], \quad (5)$$

где Θ — угол между направлением волнового вектора света и оптической осью OZ . Воспользовавшись методикой, изложенной в [15], нетрудно определить, что угол падения излучения на кристалл и частота звука, при которых обе компоненты двухцветного излучения с упомянутыми длинами волн λ_1 и λ_2 находятся в строгом брэгговском синхронизме с одной акустической волной, равны $\alpha = 3,15^\circ$ и $f = 100$ МГц. Внутри кристалла угол преломления для излучения λ_1 равен $\Theta_1 = 1,351^\circ$, для излучения λ_2 — $\Theta_2 = 1,362^\circ$. При этих значениях углов эллиптичности ρ_0 и ρ_1 , вычисленные из (5), равны 0,8481 для излучения λ_1 и 0,8347 — для λ_2 . Эллиптичности дифрагировавших же лучей будут ещё выше (лучи распространяются ближе к оптической оси), но нас они не интересуют, поскольку эллиптичность излучения, выходящего из устройства, определяется эллиптичностью преломлённых лучей. Видно, что полученные эллиптичности близки к единице, т.е. преломленное излучение является практически циркулярно-поляризованным.

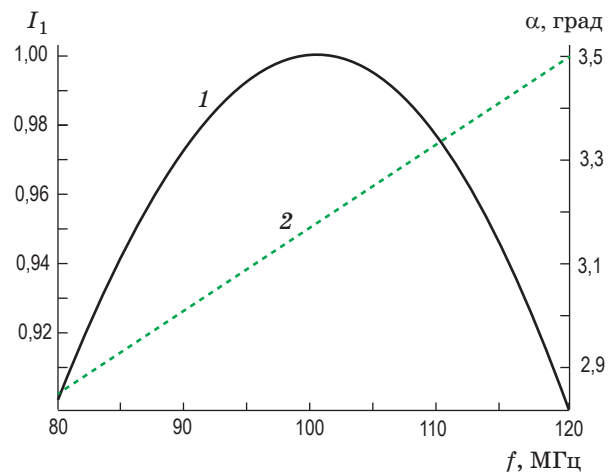


Рис. 2. Зависимость эффективности дифракции 1-го порядка I_1 (кривая 1, левая шкала ординат) и угла α падения света на кристалл (кривая 2, правая шкала ординат) от частоты звука f .

На рис. 2 приведены расчётные значения интенсивности двухцветного излучения в первом порядке дифракции $I_1 = E_1 E_1^*$ (кривая 1, левая шкала ординат) и угла падения α света на оптическую грань кристалла (кривая 2, правая шкала ординат) от частоты звука f . Видно, что эффективность дифракции более 90% достигается в широком диапазоне изменения частоты — от 80 до 120 МГц. В экспериментах используется двойной проход излучения через АО ячейку, при этом свет при первом проходе дифрагирует из нулевого порядка I_0 в первый I_1 , а при втором — из I_1 в I_0 , в результате в нулевой порядок I_0 возвращается более 80% света.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис. 3 приведена оптическая схема экспериментальной установки для формирования двухцветного излучения с вращающимся вектором поляризации. Здесь двухцветное излучение 1 с длинами волн λ_1 и λ_2 , генерируемое лазером 2, проходит ахроматическую четвертьволновую пластинку 3, отражается от зеркала 4 и направляется на АО модулятор 5, изготовленный из гиротропного кристалла. Внутри кристалла каждая из монохроматических компонент расщепляется на две собственные волны с R - (право-) и L - (лево-) циркулярными поляризациями. Полагаем для определённости, что в дифракции участвуют

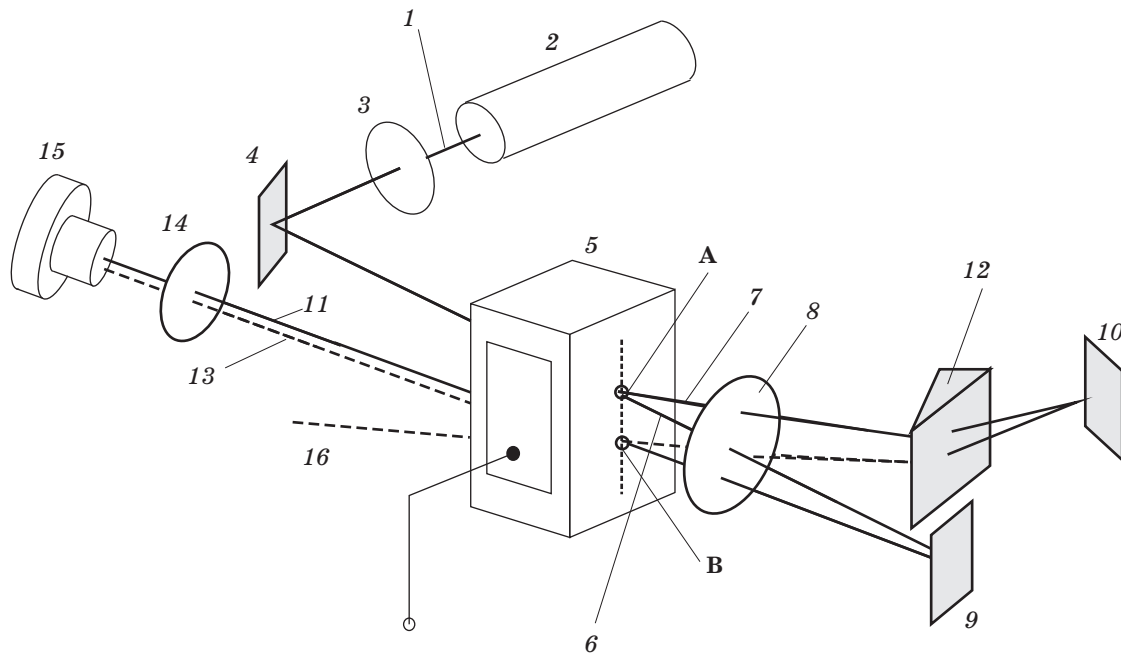


Рис. 3. Оптическая схема экспериментальной установки.

только *R*-поляризованные волны каждой компоненты, причём дифрагировавшие лучи распространяются по одну сторону от падающего излучения. Дифракция происходит внутри некоторой области «А» внутри кристалла. На выходе модулятора распространяются недифрагировавшие лучи 6 и продифрагировавшие 7. Оба луча пропускаются через вторую ахроматическую четвертьволновую пластинку 8 и направляются на зеркала 9 и 10 соответственно. Двухцветное излучение 6 после отражения от зеркала 9 проходит вновь пластинку 8 и направляется в область «В» внутри модулятора 5, лежащую несколько ниже области «А», и после модулятора распространяется в виде излучения 11. Использование разных областей АО взаимодействия в кристалле сделано для того, чтобы избежать возвращения излучения в лазерный источник. Продифрагировавшее двухцветное излучение 7 состоит из двух слегка расходящихся монохроматических компонент, неколлинеарных друг другу. Для обеспечения коллинеарности компонент это излучение пропускается через призму 12. После отражения от зеркала 10 излучение вновь проходит призму 12, пластинку 8 и так же направляется в область «В». После повторной дифракции на той же акустической волне это излучение распространяется в виде

луча 13, коллинеарного лучу 11. Четвертьволновая пластинка 8 служит для того, чтобы собственные волны, проходящие через ячейку 5 в прямом и обратном направлениях, не меняли свою поляризацию. Этим самым обеспечивается дифракция только *R*-поляризованных лучей. Эти лучи после двух актов АО взаимодействия приобретают частоты $(\omega_1 + 2\Omega)$ и $(\omega_2 + 2\Omega)$, где ω_1 и ω_2 — частоты компонент с длинами волн λ_1 и λ_2 соответственно, Ω — частота звука. *L*-поляризованные лучи проходят ячейку 5 без дифракции. Таким образом, после двойного прохождения лучей через ячейку 5 на её выходе формируется двухцветное излучение, состоящее из двухцветного *L*-поляризованного луча 11 с частотами ω_1 и ω_2 , и двухцветного *R*-поляризованного луча 13 с частотами $(\omega_1 + 2\Omega)$ и $(\omega_2 + 2\Omega)$. Сложение взаимоортогональных циркулярных волн с разными частотами приводит к формированию линейно-поляризованной волны, плоскость поляризации которой вращается с частотой Ω [25]. Суммарное излучение пропускается через поляризатор 14 и направляется на фотоприёмник 15. Поскольку фотоприёмник работает в квадратичном режиме, он регистрирует сигнал с частотой 2Ω . Отметим, что поляризация каждой монохроматической компоненты вращается с частотой 2Ω .

На рисунке 16 — непродифрагировавший луч после второго акта АО дифракции. Для получения максимальной глубины модуляции необходимо, чтобы амплитуды лучей 11 и 13 были равны друг другу. Но луч 13, в отличие от луча 11, претерпевает двойную АО дифракцию, поэтому его амплитуда на практике заведомо меньше амплитуды луча 11. Для выравнивания амплитуд лучей на пути входного луча 1 установлена четвертьволновая пластинка 3. Изменением её ориентации можно менять соотношение амплитуд собственных волн гиротропного кристалла, из которого изготовлена ячейка 5, в широких пределах. Нетрудно показать [26], что амплитуды a и b собственных циркулярно-поляризованных волн, формирующихся в гиротропном кристалле после прохождения линейно-поляризованного излучения с амплитудой E_0 через четвертьволновую пластинку, определяются соотношениями

$$a = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos\left(\beta - \frac{\pi}{4}\right), \quad b = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \sin\left(\beta - \frac{\pi}{4}\right), \quad (6)$$

где β — угол между поляризацией света, падающего на пластинку, и «быстрой» осью пластинки. Отсюда видно, что путём изменения ориентации пластинки $\lambda/4$ можно в конечном итоге всегда выровнять амплитуды дифрагировавших и недифрагировавших лучей.

ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для подтверждения формирования двухцветного излучения с вращающимся вектором поляризации был выполнен эксперимент согласно оптической схеме, приведённой на рис. 3. Двухцветное излучение генерировалось Ar лазером на длинах волн $\lambda_1 = 0,488$ мкм и $\lambda_2 = 0,514$ мкм. Диаметр луча составлял приблизительно 1 мм. В качестве четвертьволновых пластинок 3 и 8 использовались ахроматические пластинки с рабочей областью, перекрывающей длины волн Ar лазера. АО ячейка изготовлена из монокристалла TeO_2 с размерами $1,0 \times 0,8 \times 1,0$ см³ вдоль направлений $[110]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$ и $[001]$, соответственно. К грани $[110]$ кристалла приклеен преобразователь из LiNbO_3 , генерирующий поперечную акустическую волну с направлением сдвига вдоль $[\bar{1}\bar{1}0]$.

Длина АО взаимодействия — 0,4 см, высота звукового «столба» — 0,6 см. Звук генерировался в диапазоне частот 102–110 МГц по уровню 3 дБ. Преобразователь возбуждал в кристалле бегущую поперечную акустическую волну. Скорость звука в кристалле — 617 м/с. Двухцветное оптическое излучение 3 направлялось на АО ячейку под углом Брэгга к акустической волне в область, лежащую в верхней половине «столба» преобразователя. На выходе ячейки подстройкой пластинки 3, а также угловой и частотной подстройкой АО ячейки, добивалась максимальная эффективность дифракции двухцветного излучения, которая составила около 45%, т.е. практически половина излучения участвовала в дифракции. Дифрагировавшее излучение 7 состояло из двух расходящихся монохроматических компонент. Для сведения компонент в единый луч нами использовалась призма 12 из TeO_2 с углом при вершине $11,8^\circ$. Излучение после призмы отражалось зеркалом 10 в АО ячейку 5 в нижнюю половину акустического «столба» под углом Брэгга к акустической волне. Непродифрагировавшее излучение 6 отражалось зеркалом 9 в область пересечения с лучом, отражённым от зеркала 10. На пути прямого и обратного распространения лучей 6 и 7 устанавливалась ахроматическая четвертьволновая пластинка 8. Излучение 7 после отражения от зеркала 10 распространялось на выходе после ячейки в направлении луча 16. Этот луч так же состоял из двух монохроматических компонент, распространяющихся под разными углами. В процессе повторной дифракции этот луч дифрагировал в направлении луча 13, который уже не был расходящимся. В том же направлении распространялся луч 11, являющийся лучом 6, отражённым от зеркала 9. Юстировкой зеркал 9 и 10 добивалось максимальное перекрытие лучей 11 и 13. Изменением ориентации пластинки 8 добивалась ситуация, когда излучение 16 было минимальным, а суммарное излучение лучей 11 и 13 — максимальным. На пути лучей 11 и 13 устанавливался поляризатор 14, за которым располагался фотодетектор 15. Перед фотоприёмником устанавливались поочередно интерференционные фильтры для выделения сигнала от каждой монохроматической составляющей. На рис. 4 приведены электрические сигналы, наблюдаемые

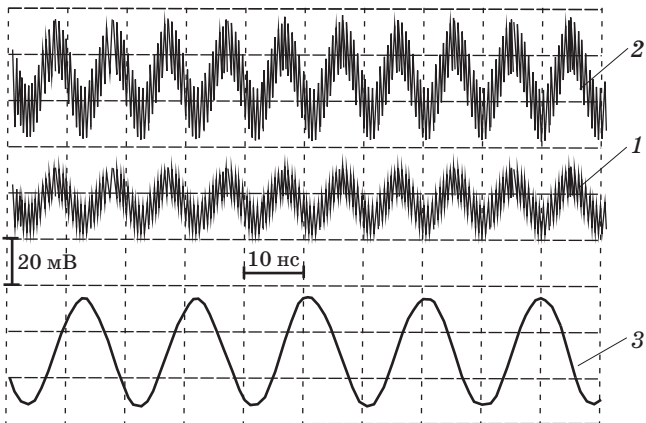


Рис. 4. Сигналы, снимаемые с фотоприёмника (кривые 1, 2) и генератора (3), наблюдаемые на экране осциллографа.

на экране осциллографа, снимаемые с фотоприёмника в процессе измерения излучений с длинами волн 0,488 и 0,514 мкм (кривые 1 и 2 соответственно) и с генератора (кривая 3). Частота генератора равнялась 108 МГц. Видно, что сигналы 1 и 2 имеют одну и ту же частоту, равную удвоенной частоте генератора. Сигналы 1 и 2 «зашумлены». Этот шум вызван шумом лазерного излучения. Сигнал 1 меньше сигнала 2, поскольку интенсивность луча с длиной волны 0,514 мкм приблизительно на 40% больше интенсивности луча с длиной волны 0,488 мкм. При этом глубина модуляции у обоих сигналов оказалась одной и той же, равной 10%. Такая низкая глубина может быть объяснена несколькими факторами: неоднородностью акустической волны, что приводит к понижению суммарной эффективности дифракции лучей при прямом и обратном распространении излучения через АО ячейку; неоднородностью материала ячейки; отклонением поляризаций собственных волн от круговых и т.д. Кроме того, здесь может влиять неполное перекрытие интерферирующих лучей, неоднородность поперечного распределения амплитуд интерферирующих волн и т.п. На рис. 5 приведён сигнал, наблюдаемый на экране частотомера. Здесь частота модуляции оптического сигнала измеряется одновременно для двух лучей. Наиболее важным здесь является регистрация частоты, равной удвоенной частоте генератора. При этом, как показывают измерения, характеристики сигналов генератора и фотоприёмника хорошо кор-

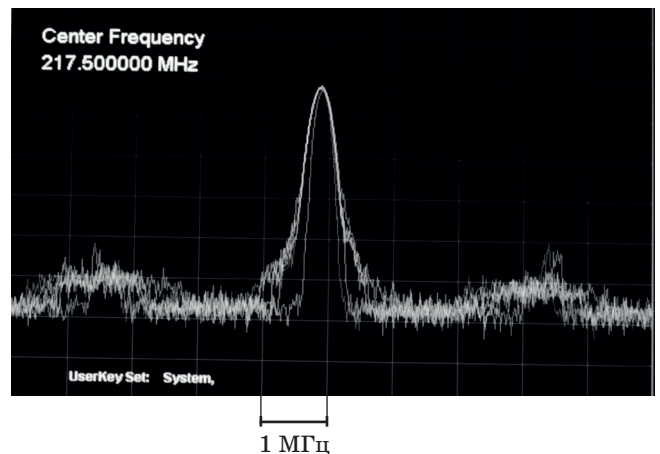


Рис. 5. Частотный сигнал, наблюдаемый на экране частотомера.

релированы. Это является принципиальным моментом для измерительных систем (например, в системах лазерной анемометрии), где методика предполагает сравнение рассеянного оптического сигнала с опорным сигналом (сигналом от генератора). В задачу наших исследований не входило получение предельных параметров устройства. В работе предложена новая интересная и перспективная схема получения двухцветного излучения с вращающимся вектором поляризации, частотные характеристики которого хорошо коррелированы с характеристиками генератора.

Выводы

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Для формирования двухцветного оптического излучения с вращающимся вектором поляризации предложено использовать режимы АО дифракции, в которых обе компоненты дифрагируют по одну сторону от падающего излучения. В качестве АО среды предполагается использование гиротропного кристалла, собственные волны которого циркулярно поляризованы.

2. Предложена схема АО дифракции, основанная на двух актах АО взаимодействия одной из собственных волн каждой монохроматической компоненты. Согласно схеме, вращение вектора поляризации двухцветного излучения является результатом сложения двух взаимортогональных циркулярных волн, ча-

стоты которых отличаются на величину 2Ω , где Ω — частота звука.

3. В предлагаемой схеме оптическое излучение дважды проходит через АО ячейку в прямом и обратном направлениях, при этом акты АО взаимодействия происходят в разных областях ячейки. Это исключает возврат отражённых лучей в лазерный источник.

4. Метод продемонстрирован на примере двухцветного излучения Ar лазера с линиями генерации $0,488 \times 10^{-4}$ и $0,514 \times 10^{-4}$ см. В качестве АО среды выбран одноосный гиротроп-

ный кристалл TeO_2 , в котором возбуждалась поперечная акустическая волна на частоте 108 МГц.

Полученные результаты могут найти применение для разработки устройств, использующих двухцветное излучение с вращающимся вектором поляризации, скорость вращения которого управляется акустической волной.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Коронкевич В.П., Тарасов Г.Г., Ханов В.А. Измерение угла поворота с помощью двухчастотного лазера // Автометрия. 1974. № 1. С. 68–71.
2. Ринкевичус Б.С. Лазерная анемометрия. М.: Энергия, 1978. 160 с.
3. Иванов Ф.П., Поляков А.Ф., Шиндин С.А. Экспериментальная оценка возможности применения двухцветной ЛДА-системы для измерения характеристик потока нагретого воздуха в круглой трубе // Автометрия. 1987. № 4. С. 99–103.
4. Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н. Брэгговские поляризационные расщепители света на основе кристалла TeO_2 // ЖТФ. 1991. Т. 61. № 1. С. 168–173.
5. Котов В.М. Устройство для расщепления и сдвига частот для лазерной анемометрии // Оптический журнал. 2001. Т. 68. № 11. С. 47–51.
6. Kersey A.D., Dandridge A., Burns W.K. Two-wavelength fiber gyroscope with wide dynamic range // Electronics Letters. 1986. V. 22. No. 18. P. 935–937.
7. Котов В.М. Акустооптические переключатели 2×2 оптических лучей с разными длинами волн для волоконно-оптических гироскопов // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. № 5. С. 471–474.
8. Коншина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П. Определение угла наклона директора и фазовой задержки жидкокристаллических ячеек оптическими методами // Оптический журнал. 2006. Т. 73. № 12. С. 9–13.
9. Коншина Е.А., Костомаров Д.С. Фазовая модуляция света в двухчастотном нематическом жидком кристалле // Оптический журнал. 2007. № 10. С. 88–90.
10. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. Радио, 1978. 111 с.
11. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и Связь, 1985. 280 с.
12. Xu J., Stroud R. Acousto-optic devices: Principles, design and applications. NY.: John Wiley and Sons. Inc., 1992. 652 p.
13. Котов В.М. Высокочастотное двухцветное расщепление лазерного излучения // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 77. № 3. С. 493–497.
14. Котов В.М. Акустооптическое расщепление двухцветного излучения при наклонном падении акустической волны // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 79. № 2. С. 307–312.
15. Котов В.М., Котов Е.В. Акустооптическая дифракция двухцветного излучения на предельной частоте акустической волны // Приборы и техника эксперимента. 2020. № 1. С. 110–114.
16. Колычев А.М., Ринкевичус Б.С., Чудов В.Л. Двухкомпонентный ОДИС с ультразвуковым модулятором // Радиотехника и электроника. 1975. Т. 20. № 10. С. 2215–2219.
17. Василенко Ю.Г., Дубнищев Ю.Н. Двухчастотный интерферометр Рэлея // Оптика и спектроскопия. 1978. Т. 45. № 5. С. 958–961.
18. Клочков В.П., Козлов Л.Ф., Потыкевич И.В., Соскин М.С. Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия. Справочник. Киев: Наукова думка, 1985. 760 с.

19. Колбина Г.Ф., Грищенко А.Е., Сазанов Ю.Н., Штенникова И.Н. Оптическая анизотропия молекул полиэфиров пиромеллитдианиловой аминокислоты // Высокомолекулярные соединения. Серия А. 2009. Т. 51. № 7. С. 1104–1108.
20. Фармацевтическая химия: учебник / Под ред. Г.В. Раменской. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2015. 467 с.
21. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Булюк А.Н. К вопросу о выделении двумерного контура изображения в результате двухкратной брэгговской дифракции // Квантовая электроника. 2011. Т. 41. № 12. С. 1109–1113.
22. Котов В.М. Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения. М.: Янус-К, 2016. 286 с.
23. Акустические кристаллы / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
24. Кизель В.А., Бурков В.И. Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980. 304 с.
25. Най Дж. Физические свойства кристаллов. М.: Мир, 1967. 385 с.
26. Федоров Ф.И. Оптика анизотропных сред. М.: УРСС, 2004. 380 с.