

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 535.51

ДВУХКАНАЛЬНЫЙ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ
АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР© 2019 г. В. М. Котов^{а,*}, А. И. Воронко^а, С. А. Тихомиров^а^а Институт 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 24.10.2018 г.

После доработки 24.10.2018 г.

Принята к публикации 18.01.2019 г.

Представлена схема двухканального акустооптического (а.о.) модулятора, преобразующего частотный сдвиг оптического излучения в высокочастотную амплитудную модуляцию. Создан и испытан широкоапертурный модулятор из монокристалла TeO_2 для модуляции излучения с длиной волны 0.63 мкм с двумя выходными оптическими лучами, поляризации которых взаимно ортогональны. Амплитуды лучей промодулированы на частоте ~100 МГц, при этом модуляция лучей происходит в противофазе.

DOI: 10.1134/S0032816219040098

ВВЕДЕНИЕ

Во многих устройствах, предназначенных для управления параметрами оптического излучения, используются акустооптические (а.о.) элементы, позволяющие модулировать амплитуду оптического сигнала, его частоту, фазу, поляризацию и т.д. [1, 2]. Наиболее широкое применение на практике получили модуляторы амплитуды [3–5]. Традиционные а.о.-модуляторы основаны на прерывании оптического луча посредством прерывания акустической волны, распространяющейся в модуляторе.

Для увеличения быстродействия модулятора фокусируют оптические и акустические пучки, уменьшая время пробега звуковой волны через апертуру света и увеличивая плотность звука, поскольку малый объем а.о.-взаимодействия должен обеспечить высокую эффективность а.о.-дифракции [1, 2, 4]. Такой подход имеет ряд недостатков: невозможность его использования для модуляции мощного лазерного излучения вследствие “выгорания” материала ячейки от сфокусированного света; появление сильных искажений, проявляющихся при дифракции расходящихся пучков; сравнительно низкая частота модуляции, которая не превышает $(0.1–0.2)f$, где f – частота звука [4, 5].

Одновременно с традиционным методом модуляции получили развитие и такие методы, как, например, модуляция света посредством интерференции двух лучей с разными частотами (“бие-ния” амплитуды [6]). Интерференционные мето-

ды, хотя и более сложны в реализации, лишены недостатков, присущих традиционным модуляторам: в них практически не проявляется искажение пучков в процессе а.о.-взаимодействия; нет необходимости в использовании сфокусированных пучков света и звука; частота модуляции амплитуды света (“бие-ния”) лишь в два раза меньше частоты звука [6, 7]. А.о.-методы с использованием интерференции лучей обладают более широкими возможностями: кроме амплитудной модуляции (см., например, [8]), они используются для контролируемого вращения вектора поляризации [9, 10], двух- и четырехкратного увеличения частоты модуляции по сравнению с частотой “бие-ний” [11, 12], подавления спекл-структуры поля [13] и т.д.

В настоящей работе представлено еще одно применение интерференционного метода с использованием а.о.-дифракции – формирование двух лучей с высокочастотной контролируемой модуляцией, при этом модуляция лучей происходит в противофазе. Устройство преобразует все оптическое излучение без потерь, а модуляция лучей в противофазе является простым следствием энергетического баланса между лучами. Подобные устройства востребованы, например, для лазерной доплеровской анемометрии [14–16].

СХЕМА УСТРОЙСТВА

На рис. 1 приведена оптическая схема, поясняющая формирование двух амплитудно-моду-

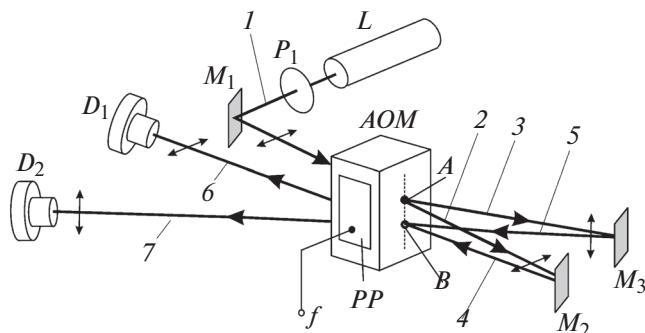


Рис. 1. Оптическая схема двухканального расщепления. 1 — исходное излучение, генерируемое лазером L ; P_1 — поляризатор; M_1 — отражающее зеркало; 2, 3 — соответственно прошедший и дифрагировавший лучи при “прямом” проходе через а.о.-ячейку AOM и выходящие из области A ячейки; PP — пьезопреобразователь; 4, 5 — лучи, отраженные от зеркал M_2 , M_3 и направленные в область B ячейки; 6, 7 — выходные лучи; D_1 , D_2 — фотоприемники.

лированных оптических каналов с использованием одной а.о.-ячейки. Исходное излучение 1, генерируемое лазером L , проходит через поляризатор P_1 и отражается зеркалом M_1 на а.о.-модулятор AOM . На пьезопреобразователь PP модулятора подается высокочастотный сигнал f , который возбуждает в модуляторе бегущую акустическую волну. Луч 1 направляется в ячейку под углом Брэгга к акустической волне, пересекая некоторую область A внутри ячейки.

Из области A выходят два луча — непродифрагировавший 2 и продифрагировавший 3. Полагая, что реализуется 50%-ная эффективность дифракции, т.е. амплитуды лучей 2 и 3 равны между собой. Эти лучи направляются соответственно на зеркала M_2 и M_3 и, отразившись от зеркал, распространяются в направлениях 4 и 5. Последние лучи направляются в область B , расположенную внутри ячейки ниже области A , но находящуюся в поле той же акустической волны. Каждый из лучей 4 и 5 дифрагирует на звуке с эффективностью 50%. На выходе из ячейки непродифрагировавшая часть луча 4 складывается с продифрагировавшей частью луча 5, образуя в результате луч 6. Аналогично, продифрагировавшая часть луча 4 складывается с непродифрагировавшей частью луча 5, образуя луч 7.

В описываемом устройстве можно использовать а.о.-ячейки как с изотропной, так и анизотропной дифракцией света на звуке. В наших экспериментах использовалась а.о.-ячейка с анизотропной дифракцией, при этом поляризация дифрагировавшего луча менялась на ортогональную в процессе а.о.-взаимодействия [1–3]. В этом случае, если поляризация входного луча 1 совпадает с направлением распространения акустиче-

ской волны, как показано на рис. 1, то поляризации лучей 2 и 4 будут параллельны поляризации луча 1, а лучей 3 и 5 — ортогональны. Нетрудно убедиться, что поляризация луча 6 совпадает с поляризацией луча 1, а поляризация луча 7 будет ей ортогональна. Таким образом, на выходе устройства формируются два луча 6 и 7 со взаимно ортогональными поляризациями.

Рассмотрим формирование высокочастотной амплитудной модуляции выходных лучей 6 и 7. Пусть частота падающего излучения 1 равна ω . Тогда частоты непродифрагировавшего луча 2 и продифрагировавшего 3 равны ω и $\omega + f$ соответственно. Здесь f — частота звука. После повторного прохождения лучей через кристалл образуются лучи 6 и 7. Луч 6 формируется из непродифрагировавшей части луча 4 с частотой ω и из продифрагировавшей части луча 5 с частотой, равной после обратного прохождения через кристалл $\omega + 2f$.

В результате сложения двух гармонических колебаний с разными частотами возникают “биения” амплитуды [6] с частотой $0.5[(\omega + 2f) - \omega] = f$. Луч 7 в свою очередь формируется из продифрагировавшей части луча 4 с частотой, равной $\omega - f$, и непродифрагировавшей части луча 5 с частотой $\omega + f$. “Биения” луча 7 будут происходить на частоте $0.5[(\omega + f) - (\omega - f)] = f$, т.е. на той же частоте, что и биения луча 6. Эти лучи, попадая на фотодетекторы D_1 и D_2 , работающие в квадратичном режиме, генерируют электрические сигналы в фотодетекторах на частоте $2f$.

Предлагаемое устройство можно использовать и для другой цели — формирование скрещенных пучков, когда два интерферирующих луча пересекаются под некоторым углом. В этом случае интерференционная картина возникает только в некоторой локальной области распространения пучков. В интерферометрии такой вариант называется “дифференциальной оптической схемой” и лежит в основе целого класса лазерных доплеровских анемометров (л.д.а.) [14–16]. На рис. 2а показано формирование интерференционной картины при пересечении двух когерентных волн с волновыми векторами $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$. В области пересечения C образуются полосы интерференции, расстояние между которыми $d = \lambda / (2 \sin \gamma)$, где λ — длина волны света, 2γ — угол между векторами $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$. Если частоты волн $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ отличаются на некоторую величину Δf , то интерференционная картина движется со скоростью $V_R = \lambda \Delta f$.

Достоинствами л.д.а. с такими схемами являются: независимость доплеровского сдвига частоты от направления и апертуры приема рассеянного излучения; перенос спектра радиосигнала из области низкочастотных шумов в более высокий спектральный диапазон, что существенно улучшает отношение сигнал/шум, и др. Для формирования зондирующих пар при помощи наше-

го устройства нужно просто переориентировать зеркало M_3 в схеме на рис. 1. На рис. 2б показана часть рис. 1, содержащая модулятор АОМ и выходящие лучи 6 и 7, каждый из которых расщеплен на компоненты a и b соответственно. Компоненты распространяются под разными углами и пересекаются между собой только после прохождения линзы Ls . В местах пересечения лучей образуются зондирующие объемы C .

КОНСТРУКЦИЯ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКИ

При формировании компонент a и b и их дальнейшем сведении (или разведении на определенный угол) посредством поворота зеркала M_3 необходимо, чтобы их интенсивности не менялись, т.е. сохранялась высокая эффективность дифракции, даже при значительном изменении угла падения света на акустическую волну. «Обычная» брэгговская дифракция этого обеспечить не может. Однако анизотропная дифракция допускает такую возможность. В частности, в [17] рассмотрен подобный вопрос применительно к обработке изображений в широкой угловой апертуре. Было показано, что такая дифракция возможна при условии параллельности касательных к поверхностям волновых векторов, проходящих через точки пересечения волновых векторов и волновых поверхностей. Векторная диаграмма широкоапертурной дифракции представлена на рис. 3а. Полагаем, что происходит анизотропная дифракция в одноосном кристалле TeO_2 . Падающее излучение с волновым вектором k_1 дифрагирует в направлении дифрагировавшего луча k_2 в результате а.о.-взаимодействия с акустической волной q , распространяющейся под углом β к направлению $[110]$. Векторы k_1 и k_2 принадлежат разным волновым поверхностям, которые обозначены как 1 и 2.

Условия дифракции выбраны такими, что касательные T_1 и T_2 к волновым поверхностям, проведенные через точки соприкосновения k_1 и k_2 с этими поверхностями, параллельны друг другу. Тогда после отстройки падающего луча k_1 на угол η его волновой вектор станет k'_1 . Этот луч дифрагирует на той же акустической волне q , но уже в направлении луча k'_2 . Диапазон перестройки угла η может достигать $6^\circ-7^\circ$ по уровню эффективности дифракции 3 дБ [17].

В соответствии с этим подходом нами выполнены расчеты широкоапертурной дифракции, происходящей в TeO_2 . Величины волновых векторов вычислялись как $k_1 = 2\pi n_1/\lambda$ и $k_2 = 2\pi n_2/\lambda$, где показатели преломления n_1 и n_2 для TeO_2 находились из соотношения [18]:

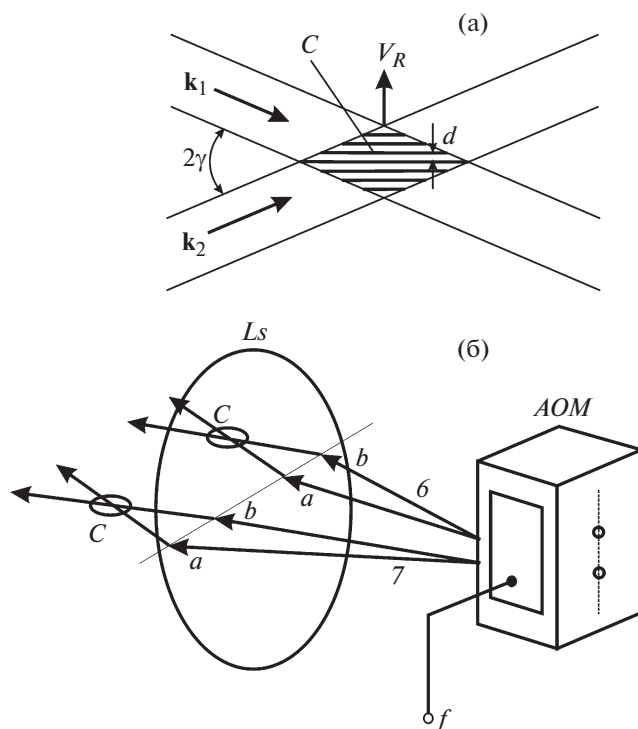


Рис. 2. Формирование зондирующего объема (а), схема получения скрещенных лучей (б). k_1 и k_2 — волновые векторы пересекающихся лучей; 2γ — угол между k_1 и k_2 ; C — зондирующие объемы; d — период интерференционной картины; V_R — вектор скорости движения интерференционной картины; АОМ — а.о.-модулятор; Ls — линза; 6, 7 — выходные лучи, каждый из которых представлен компонентами a и b , возникающими за счет изменения положения зеркала M_3 (см. рис. 1).

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

Здесь φ — угол между волновым вектором света и оптической осью кристалла; n_0 и n_e — главные показатели преломления кристалла; G_{33} — компонента псевдотензора гирации. Для оптического излучения с длиной волны 0.63 мкм параметры, входящие в (1), равны: $n_0 = 2.26$, $n_e = 2.41$, $G_{33} = 2.62 \cdot 10^{-5}$. Расчеты показали, что для частоты звука 100 МГц угол β равен $\sim 11^\circ$. Скорость звука вычислялась согласно выражению [3]

$$V(\beta) = \sqrt{V_t^2 \cos^2 \beta + V_z^2 \sin^2 \beta}, \quad (2)$$

где $V(\beta)$ — скорость звука в кристалле, распространяющегося под углом β к направлению $[110]$; $V_t = 0.617 \cdot 10^5$ см/с; $V_z = 2.104 \cdot 10^5$ см/с.

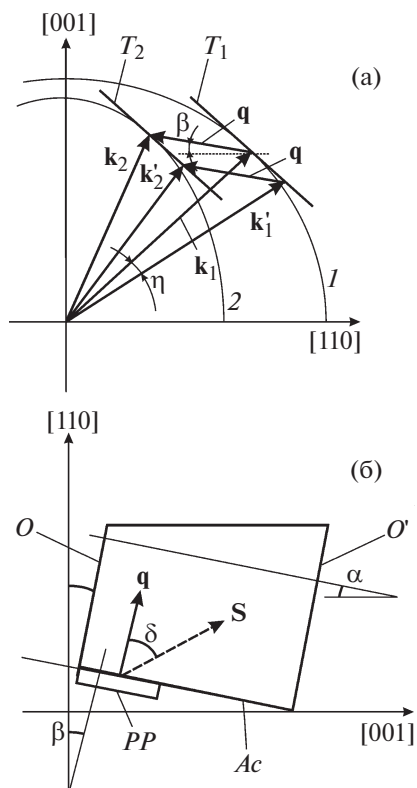


Рис. 3. Векторная диаграмма широкоапертурной дифракции (а); срезы кристалла TeO_2 (б). $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}'_1$ — падающие излучения, дифрагирующие в направления $\mathbf{k}_2$ и $\mathbf{k}'_2$ соответственно; η — угол между $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}'_1$; T_1 и T_2 — касательные к поверхностям 1 и 2 в точках пересечения векторов $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ с этими волновыми поверхностями (T_1 и T_2 параллельны друг другу); $\mathbf{q}$ — волновой вектор звука; β — угол между $\mathbf{q}$ и направлением $[110]$ кристалла; $[001], [110]$ — направления кристаллографических осей TeO_2 ; $O-O'$ — оптические грани кристалла, наклоненные на угол α относительно направления $[001]$; Ac — акустическая грань кристалла; PP — пьезопреобразователь; β — угол между Ac и направлением $[110]$; $\mathbf{q}$ и $\mathbf{S}$ — направления фазовой и групповой скоростей звука соответственно; δ — угол между $\mathbf{q}$ и $\mathbf{S}$.

Ввиду сильной акустической анизотропии кристалла существует “снос” акустической волны. На рис. 3б векторами $\mathbf{q}$ и $\mathbf{S}$ показаны направления фазовой и групповой скоростей звука, угол δ между $\mathbf{q}$ и $\mathbf{S}$ равен [3]:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{V_z^2 - V_t^2}{2V^2(\beta)} \sin 2\beta. \quad (3)$$

В соответствии с полученными параметрами изготовлена а.о.-ячейка из TeO_2 . Ориентации граней кристалла показаны на рис. 3б. Отметим, что кристалл парателлуриита наиболее широко используется на практике благодаря его уникаль-

ным оптическим и акустическим свойствам. В частности, скорость поперечной акустической волны, распространяющейся в кристалле вдоль направления $[110]$, равна всего $0.617 \cdot 10^5$ см/с [1–3]. Это позволяет достигать высокой эффективности дифракции при акустических мощностях, меньших на 3 порядка (!) по сравнению с другими а.о.-материалами [2].

Изначально кристалл вырезался ортогонально направлениям $[110], [1\bar{1}0]$ и $[001]$, где $[001]$ — оптическая ось кристалла. Затем звуковая грань Ac скашивалась таким образом, чтобы нормаль к Ac составляла угол $\beta \sim 11^\circ$ с направлением $[110]$. Оптические грани $O-O'$ кристалла также “скашивались” на некоторый угол α между нормалью к граням $O-O'$ и направлением $[001]$ для обеспечения оптимальных условий ввода и вывода излучения из а.о.-ячейки. Оптимальный угол α , согласно нашим расчетам, составил 8.5° . Для угла $\beta = 11^\circ$ из (2) и (3) имеем: $V(\beta) = 0.727 \cdot 10^5$ см/с, угол сноса $\delta = 55^\circ$. Такой большой угол сноса приводит к необходимости увеличения поперечных размеров кристалла и смещения положения пьезопреобразователя от центра к краю кристалла, с тем чтобы избежать переотражений звуковой волны от боковых граней.

В наших экспериментах мы использовали пьезопреобразователь размером 0.6×0.6 см, длина кристалла между гранями O и O' составляла 1.5 см, преобразователь был смещен к самому краю кристалла, как показано на рис. 3б. В качестве пьезопреобразователя использовалась пластинка X-среза LiNbO_3 , которая приклеивалась к кристаллу методом холодной сварки, а затем стачивалась до толщины ~ 20 мкм, что обеспечивало генерацию поперечной звуковой волны в полосе частот 80–120 МГц. Высокоэффективная брэгговская дифракция оптического излучения с длиной волны 0.63 мкм наблюдалась на частоте ~ 100 МГц.

Апертура света, в пределах которой эффективность дифракции была $\geq 50\%$, составила $\sim 5^\circ$. В устройстве реальная апертура составила $\sim 0.85^\circ$ и определялась главным образом расстоянием от зеркала M_3 до модулятора АОМ: при сильном наклоне зеркала M_3 отраженный луч просто выходил за пределы а.о.-ячейки. Оценки показали, что угол расхождения между компонентами a и b лучей 6 и 7, равный 0.85° , вполне приемлем для получения большого числа интерференционных полос. Для диаметра светового луча 0.5 мм число полос равно ~ 12 . Этого достаточно для измерения скорости частиц [16].

ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для проверки формирования двух оптических высокочастотных каналов, когда интерферирую-

щие лучи полностью перекрываются между собой, был выполнен эксперимент. Экспериментальная установка соответствовала схеме, приведенной на рис. 1. В качестве источника оптического излучения использовался He–Ne-лазер, генерировавший линейно-поляризованное излучение с длиной волны 0.63 мкм.

Излучение пропусклось через поляризатор P_1 и отражалось зеркалом M_1 на вход а.о.-ячейки. С помощью поляризатора P_1 выполнялась корректировка поляризации входного луча относительно направления распространения звука в кристалле. Размеры зеркала M_1 составляли 0.8×0.8 см. Зеркало и его держатель не препятствовали формированию выходных оптических лучей. Излучение направлялось на а.о.-ячейку в некоторую область A под углом Брэгга к акустической волне. На пьезопреобразователь PP ячейки подавался электрический сигнал частотой 100 МГц. Напряжение на пьезопреобразователе 2 В.

Излучение дифрагировало в ячейке, выходящие из ячейки лучи возвращались зеркалами M_2 и M_3 опять в а.о.-ячейку в область B , лежащую ниже области A . Юстировкой зеркал M_2 и M_3 осуществлялось сведение пар лучей, выходящих из а.о.-ячейки. Угол дифракции составлял $\sim 2.5^\circ$ внутри кристалла и $\sim 5.7^\circ$ вне кристалла. Отметим, что области A и B не должны совпадать между собой. В противном случае выходного луча b , как такового, не будет — он попадет на зеркало M_1 и возвратится в лазерный источник. С другой стороны, расстояние между A и B не должно быть большим, обе области всегда должны находиться в поле акустической волны.

В наших экспериментах расстояние между областями A и B равно ~ 3 мм. Расстояние от зеркала M_1 до а.о.-ячейки составляло ~ 25 см, от ячейки до зеркал M_1 и M_2 — 16 см, от зеркала M_1 до фотодетекторов D_1 и D_2 — 20 см. На рис. 4 приведены фотографии типичных сигналов, снимаемых с фотодетекторов D_1 и D_2 при подаче на а.о.-ячейку сигнала с частотой 100 МГц. Видно, что частоты выходных сигналов 1 и 2 равны 200 МГц, что в два раза выше частоты сигнала 3, подаваемого на пьезопреобразователь.

Из сравнения сигналов 1 и 2 видно, что модуляция происходит в противофазе, т.е. максимум одного сигнала приходится на минимум другого и наоборот. Такой сдвиг между частотами, а также ортогональность поляризаций выходных лучей востребованы, например, для анемометрии [14], когда необходимо разделять рассеяние света от частиц по двум координатам.

Глубина модуляции составила $\sim 20\%$. Данная величина соизмерима с глубиной, получаемой в результате интерференции двух лучей в реальных интерферометрах [14–16]. Для устранения посто-

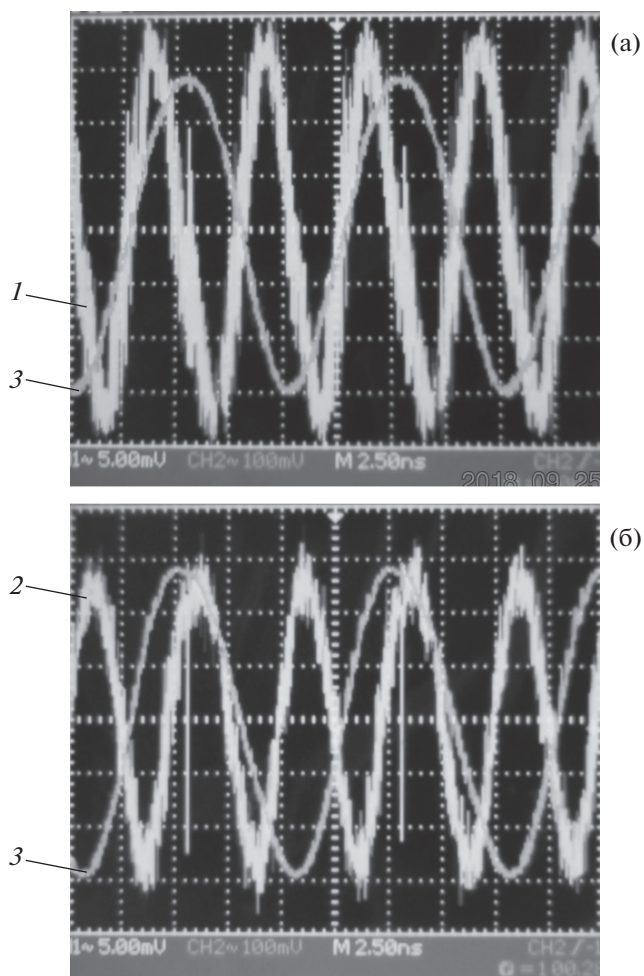


Рис. 4. Фотографии сигналов с экрана осциллографа, получаемых на частоте звука 100 МГц. 1, 2 — сигналы модуляции оптического луча; 3 — электрический сигнал, подаваемый на а.о.-ячейку. Развертка по времени — 0.25 нс/деление; развертка по напряжению: 1, 2 — 0.5 мВ/деление и 3 — 10 мВ/деление.

янной составляющей сигнала в таких интерферометрах, как правило, используются узкополосные фильтры на выходе фотодетекторов. Сравнительно низкая величина полученной нами глубины модуляции может быть обусловлена рядом факторов: неоднородностью распределения оптических полей интерферирующих лучей, что приводит к ухудшению сигнала интерференции; неполным наложением двух интерферирующих лучей в каждом канале; разной эффективностью дифракции в областях A и B в а.о.-ячейке, связанной с неоднородностью оптических и акустических волн, а также неоднородностью кристалла. Согласно рис. 4, сигналы 1 и 2 достаточно сильно “зашумлены”. Это мы связываем с шумами фотодетекторов, поскольку при отсутствии оптических сигналов, подаваемых на фотодетекторы, нулевые сигналы фотодетекторов имеют тот же уровень шума.

Были выполнены эксперименты по угловому разведению интерферирующих лучей. Максимальный угол между компонентами составил 0.85° , при этом интенсивность всех лучей была одной и той же. Другими словами, устройство позволяет расщеплять лучи на достаточно большие углы без изменения их интенсивности. Что же касается формирования зондирующих объемов, то это самостоятельная и интересная задача, которая, как планируется, будет предметом наших дальнейших исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. Предложен метод формирования двух выходных оптических лучей с высокочастотной модуляцией амплитуды. Метод реализуется с помощью одной брэгговской а.о.-ячейки, при этом через ячейку оптические лучи проходят в прямом и обратном направлениях. В основе высокочастотной модуляции лежит сложение двух оптических лучей с разными частотами, а разность частот определяется частотой звуковой волны.

2. Предложена конструкция, позволяющая получать два равноценных оптических канала без оптических потерь.

3. Для углового сканирования падающих и дифрагировавших лучей в широких угловых пределах без изменения их интенсивностей предложено использовать широкоапертурную а.о.-дифракцию. На основе выполненных расчетов изготовлена а.о.-ячейка из TeO_2 для модуляции оптического излучения с длиной волны 0.63 мкм . Апертура света составила $\sim 5^\circ$ по уровню 3 дБ на частоте звука 100 МГц .

4. Метод формирования двух модулированных оптических каналов проверен на основе модуляции излучения с длиной волны 0.63 мкм . В качестве расщепителя и сдвигателя частоты использована широкоапертурная а.о.-ячейка из TeO_2 . Частота амплитудной модуляции оптических каналов составила 100 МГц , частота модуляции интенсивности лучей, измеряемая фотодетекторами, составила 200 МГц , глубина модуляции — 20%. Полученные характеристики вполне приемлемы для многих приложений.

Предложенное устройство может найти широкое применение в различных датчиках физических величин, датчиках перемещения, лазерных доплеровских анемометрах и т.д.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014, а также при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-07-00259 и грант № 19-07-00071).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978.
2. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
3. Xu J., Stroud R. Acousto-optic Devices: Principles, Design and Applications. N.Y.: J. Wiley and Sons, Inc., 1992.
4. Maydan D. // IEEE J. 1970. V. QE-6. № 1. P. 15.
5. Балакший В.И. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика и астрономия. 1982. Т. 23. № 1. С. 41.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
7. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982.
8. Котов В.М., Аверин С.В., Котов Е.В. // Прикладная физика. 2016. № 3. С. 65. <https://elibrary.ru/item.asp?id=26248655>
9. Shamir J., Fainman Y. // Applied Optics. 1982. V. 21. № 3. P. 364.
10. Котов В.М., Котов Е.В. // Квантовая электроника. 2018. Т. 48. № 8. С. 773.
11. Котов В.М., Аверин С.В., Шкердин Г.Н. // Квантовая электроника. 2016. Т. 46. № 2. С. 179.
12. Котов В.М., Аверин С.В., Котов Е.В. // ПТЭ. 2017. № 2. С. 94. doi 10.7868/S0032816217010220
13. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г., Булюк А.Н., Тихомиров С.А. // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 9. С. 839.
14. Ринкевичус В.С. Лазерная анемометрия. М.: Энергия, 1978.
15. Коронкевич В.П., Ханов В.А. Современные лазерные интерферометры. Новосибирск: Наука, 1985.
16. Клочков В.П., Козлов Л.Ф., Потыкевич И.В., Соскин М.С. Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия. Справочник. Киев: Наукова думка, 1985.
17. Chang I.C. // Applied Physics Letters. 1974. V. 25. № 7. P. 370.
18. Котов В.М. Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения. М.: Янус-К, 2016.