

07,08,12

## Акустооптический переключатель $2 \times 2$ излучения с разными длинами волн как элемент волоконно-оптического гироскопа

© В.М. Котов

Институт радиотехники и электроники РАН,  
141120 Фрязино, Московская область, Россия

(Поступило в Редакцию 6 сентября 1995 г. В окончательной редакции 28 мая 1996 г.)

Рассмотрены планарные акустооптические переключатели-ответвители  $2 \times 2$ , управляющие оптическими лучами с разными длинами волн. Разработана методика расчета угловых и частотных характеристик таких переключателей, рассчитаны параметры переключателя на базе планарной структуры Ti-LiNbO<sub>3</sub>. Выполнены эксперименты с использованием объемной акустооптической дифракции в TeO<sub>2</sub>, которые подтвердили основные теоретические посыпки. Экспериментально показано, что изменением углов дифракции и частот звуковых волн можно практически всегда обеспечить наилучшие условия коммутации оптических лучей, направляемых в волоконные световоды. Описаны функциональные возможности исследуемого коммутатора-ответвителя  $2 \times 2$  в составе волоконно-оптического гироскопа.

Акустооптические (АО) переключатели  $2 \times 2$  считаются наиболее перспективными для ряда волоконно-оптических систем (лазерных доплеровских анемометров, управляемых мультиплексоров-демультиплексоров, волоконно-оптических гироскопов и т.д.), так как позволяют не только переключать оптические лучи, но и сдвигать их частоту на частоту акустической волны.

В [1–3] исследованы АО переключатели-ответвители  $2 \times 2$ , основанные на АО дифракции двух лучей с одинаковыми длинами волн на двух пересекающихся акустических пучках. В [4] исследованы функциональные возможности таких переключателей в составе волоконно-оптического гироскопа. В [5] описан вариант АО переключателя, когда оптические и акустические волны распространяются в одной плоскости ("плоский" вариант АО переключателя  $2 \times 2$ ). Этот вариант является наиболее интересным с точки зрения реализации в интегрально-оптическом исполнении. Актуальность разработки таких коммутаторов связана с тем, что в волоконно-оптических гироскопах на сегодняшний день наиболее перспективным считается использование интегрально-оптических элементов [6].

В настоящей работе излагается теория планарных АО переключателей-ответвителей  $2 \times 2$ , позволяющих управлять оптическими излучениями с разными длинами волн. Такие переключатели позволяют пропускать два разных излучения через один и тот же волоконный контур, т.е. получать два независимых сигнала Саньяка, связанных с вращением контура. Будет описана методика расчета переключателей в широко используемых планарных структурах. Наибольший упор будет сделан на исследовании переключения в планарной структуре Ti-LiNbO<sub>3</sub> как на наиболее перспективной для задач АО управления оптическим излучением [7], поскольку в ней оказались очень малые потери света (менее 1 дБ/см), а также высокая константа АО качества материала.

Отметим, что переключатели, управляющие двухцветным излучением, могут быть созданы только на базе АО взаимодействия.

Будем рассматривать взаимодействие в Y-срезе Ti-LiNbO<sub>3</sub>, наклоненном на небольшой угол  $\beta$  к оптической оси OZ кристалла. В основе предлагаемого варианта АО переключателя-ответвителя  $2 \times 2$  лежит свойство анизотропной брэгговской дифракции, позволяющее дифрагировать исходному излучению в два разных направления при взаимодействии с двумя коллинеарно распространяющимися акустическими волнами. На рис. 1 показана векторная диаграмма взаимодействия в Ti-LiNbO<sub>3</sub>. Исходные оптические TE-поляризованные лучи с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  ( $\lambda_1 > \lambda_2$ ), волновые векторы которых  $\mathbf{K}$  и  $\mathbf{T}$  соответственно взаимодействуют с акустическими волнами, распространяющимися ортогонально OZ'. Луч  $\mathbf{K}$  дифрагирует на акустических волнах  $\mathbf{q}_1$  и  $\mathbf{q}_2$  в направления  $\mathbf{K}_1$  и  $\mathbf{K}_2$  соответственно; луч  $\mathbf{T}$  — на акустических волнах  $\mathbf{q}_3$  и  $\mathbf{q}_4$  соответственно в направления  $\mathbf{T}_1$  и  $\mathbf{T}_2$ . Дифрагированные лучи  $\mathbf{K}_1$ ,  $\mathbf{K}_2$ ,  $\mathbf{T}_1$  и  $\mathbf{T}_2$  имеют TM-поляризации. Отметим, что лучи  $\mathbf{K}_1$  и  $\mathbf{T}_1$  (а также  $\mathbf{K}_2$  и  $\mathbf{T}_2$ ) коллинеарны между собой. Это и есть условие АО переключения  $2 \times 2$  двух лучей  $\mathbf{K}$  и  $\mathbf{T}$  с разными длинами волн, которые переключаются в направления  $\mathbf{K}_1$  ( $\mathbf{T}_1$ ) и  $\mathbf{K}_2$  ( $\mathbf{T}_2$ ).

Определим параметры такого переключения. Сечение поверхностей волновых векторов отрицательного одноосного кристалла в нашем случае описываются следующими уравнениями [8,9]:

$$\frac{K_z^2}{K_\beta^2} + \frac{K_x^2}{K_e^2} = 1 \quad \text{для TE-поляризации,}$$

$$K_z^2 + K_x^2 = K_0^2 \quad \text{для TM-поляризации.} \quad (1)$$

Для положительного одноосного кристалла уравнения (1) меняются местами. Здесь  $K_z$  и  $K_x$  — проекции волнового вектора света на оси OZ' и OX, где ось OZ' — проекция оптической оси OZ на волноводную поверхность кристалла: угол между OZ' и OZ равен  $\beta$ ;  $K_0 = 2\pi n_o/\lambda$ ,  $K_e = 2\pi n_e/\lambda$ , где  $n_o$  и  $n_e$  — главные

показатели преломления пленки;  $K_\beta = 2\pi n_\beta / \lambda$ , где

$$n_\beta = n_0 n_e \left( n_0^2 \sin^2 \beta + n_e^2 \cos^2 \beta \right)^{-1/2}. \quad (2)$$

В дальнейшем примем, что оптическое излучение с длиной волны  $\lambda_1$  имеет показатели преломления  $n_0$  и  $n_e$ , а излучение  $\lambda_2$  — показатели преломления  $N_0$  и  $N_e$ .

Пусть задан угол  $\gamma_0$  между  $\mathbf{K}$  и осью  $OZ'$ . Тогда из (1) нетрудно получить величины волновых векторов  $K, K_1, K_2$  и  $q_1, q_2$ , участвующих в АО дифракции (рис. 1),

$$K = \left( \frac{\cos^2 \gamma_0}{K_\beta^2} + \frac{\sin^2 \gamma_0}{K_e^2} \right)^{-1/2},$$

$$K_1 = K_2 = K_0,$$

$$\sin^2 \gamma_1 = 1 - \frac{K_1^2}{K_0^2} \cos^2 \gamma_0,$$

$$q_1 = K_1 \sin \gamma_1 - K \sin \gamma_0, \quad q_2 = K_1 \sin \gamma_1 + K \sin \gamma_0.$$

Определив угол  $\gamma_1$ , нетрудно получить параметры АО дифракции и для излучения с длиной волны  $\lambda_2$ :

$$T = \sqrt{T_0^2 \cos^2 \gamma_1 + T_e^2 \left( 1 - \frac{T_0^2}{T_\beta^2} \cos^2 \gamma_1 \right)},$$

$$T_1 = T_2 = T_0,$$

$$\text{tg } \gamma_2 = T_e \sqrt{1 - \frac{T_0^2}{T_\beta^2} \cos^2 \gamma_1} \cdot (T_0 \cos \gamma_1)^{-1},$$

$$q_3 = T_1 \sin \gamma_1 + T \sin \gamma_2, \quad q_4 = T_1 \sin \gamma_1 - T \sin \gamma_2, \quad (4)$$

где  $T_0 = 2\pi N_0 / \lambda_2$ ;  $T_2 = 2\pi N_e / \lambda_2$ ;  $T_\beta = 2\pi N_\beta / \lambda_2$ ,  $N_\beta$  определяется, согласно выражению (2), с заменой  $n_0 \rightarrow N_0$  и  $n_e \rightarrow N_e$ ; углы  $\gamma_0, \gamma_1$  и  $\gamma_2$  указаны на рис. 1.

В качестве примера рассчитаем параметры переключения  $2 \times 2$  излучений с длинами волн  $\lambda_1 = 1.0 \mu\text{м}$  и  $\lambda_2 = 0.8 \mu\text{м}$  в структуре  $\text{Ti-LiNbO}_3$ . Поскольку показатели преломления  $\text{Ti}$ -содержащего слоя кристалла  $\text{LiNbO}_3$  не очень сильно отличаются от показателей преломления самого  $\text{LiNbO}_3$  (их отличие порядка 0.01), в

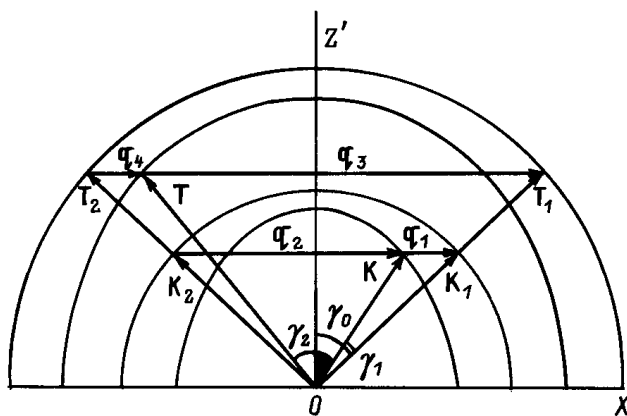


Рис. 1. Векторная диаграмма АО переключателя  $2 \times 2$ , коммутирующего оптические лучи с разными длинами волн.

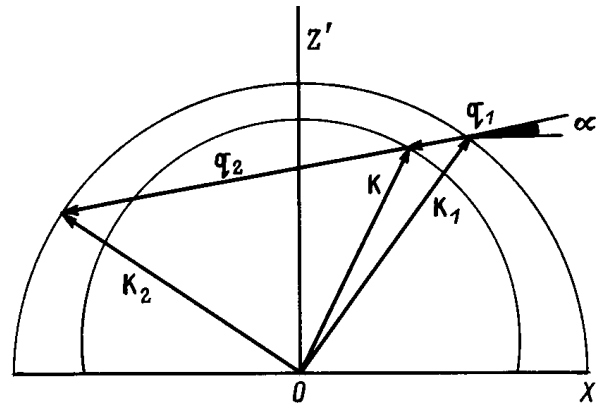


Рис. 2. Векторная диаграмма АО взаимодействия оптического излучения с акустическими волнами, распространяющимися под углом  $\alpha$  к  $OZ'$ .

расчетах будем использовать значения  $n_0$  и  $n_e$  кристалла  $\text{LiNbO}_3$ . Рассматриваем АО дифракцию с преобразованием мод  $TE_0 \rightleftharpoons TM_0$ . Дифракция происходит на сдвиговой волне. Пусть  $\beta = 5^\circ$ . Тогда, задав, например,  $\gamma_0 = 0.85^\circ$ , нетрудно найти остальные параметры взаимодействия  $\gamma_1 = 1.65^\circ, f_1 = 121 \text{ МГц}, f_2 = 374 \text{ МГц}, f_3 = 468 \text{ МГц}$  и  $f_4 = 156 \text{ МГц}$ , где  $f_1, f_2, f_3$  и  $f_4$  — частоты акустических волн  $q_1, q_2, q_3, q_4$  соответственно, связь между которыми дается выражением  $f_i = q_i u / 2\pi$ , где  $u$  — скорость акустической волны. При расчетах полагалось  $u = 3.84 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ . Отметим, что все эти частоты можно генерировать одним пьезопреобразователем, как это делается, например, в АО элементах, используемых в лазерных принтерах [10] для независимого управления шестью оптическими каналами. Что касается частотной полосы преобразователя, то в настоящее время существуют планарные АО дефлекторы, полоса которых равна  $\sim 360 \text{ МГц}$  по уровню 3 дБ (от 120 до 480 МГц) [7], что полностью перекрывает все частоты, необходимые для функционирования описанного коммутатора  $2 \times 2$ , управляющего двухцветным излучением.

Возможен еще один вариант АО переключения  $2 \times 2$  двухцветного излучения, в котором вполне достаточно двух управляющих частот вместо четырех. Этот вариант реализуется при наклонном распространении акустических волн относительно оси  $OX$ . На рис. 2 показана векторная диаграмма АО дифракции, являющаяся основой таких переключателей. Падающее оптическое излучение с волновым вектором  $\mathbf{K}$  дифрагирует на коллинеарно распространяющихся акустических волнах  $\mathbf{q}_1$  и  $\mathbf{q}_2$  в направления  $\mathbf{K}_1$  и  $\mathbf{K}_2$  соответственно. Волны  $\mathbf{q}_1$  и  $\mathbf{q}_2$  распространяются в кристалле под углом  $\alpha$  к оси  $OX$ .

Для определения параметров АО дифракции используем следующую методику: проведем прямую  $K_z = K_x \cdot \text{tg } \alpha + K_p$  (где  $\alpha$  — угол между акустическими векторами и осью  $OX, K_p$  — некоторый параметр). Эта прямая пересекает поверхности волновых векторов (1)

в точках, проекции которых на ось  $OX$  равны

$$K_{x_{1,4}} = -\frac{K_p \operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg}^2 \alpha + 1} \pm \sqrt{\frac{K_p^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}{(\operatorname{tg}^2 \alpha + 1)^2} - \frac{K_p^2 - K_0^2}{\operatorname{tg}^2 \alpha + 1}}$$

$$K_{x_{2,3}} = -\frac{K_p K_e^2 \operatorname{tg} \alpha}{K_e^2 \operatorname{tg}^2 \alpha + K_\beta^2} \pm \sqrt{\frac{K_p^2 K_e^4 \operatorname{tg}^2 \alpha}{(K_e^2 \operatorname{tg}^2 \alpha + K_\beta^2)^2} - \frac{(K_p^2 - K_\beta^2)^2 K_e^2}{K_e^2 \operatorname{tg}^2 \alpha + K_\beta^2}} \quad (5)$$

Здесь нумерация  $K_{xi}$  выбрана таким образом, чтобы выполнялись соотношения  $K_{x_1} > K_{x_2} > K_{x_3} > K_{x_4}$ . Из (5) находим величины волновых векторов звука

$$q_1 = |K_{x_3} - K_{x_4}| / \cos \alpha, \quad q_2 = |K_{x_1} - K_{x_2}| / \cos \alpha. \quad (6)$$

Как и в [5], можно положить  $q_2 = 3q_1$ , т.е. обе акустические волны генерируются одним и тем же преобразователем:  $q_1$  — на частоте первой гармоники преобразователя,  $q_2$  — на частоте третьей гармоники. Анализ показывает, что условие  $q_2 = 3q_1$  можно всегда обеспечить выбором параметра  $K_p$  для любого наперед заданного угла  $\alpha$ .

На рис. 3 приведены зависимости частоты  $f_1$  первой гармоники от угла  $\alpha$  рассматриваемого вида дифракции при выполнении  $q_2 = 3q_1$  и при  $\beta = 5^\circ$ . Кривая 1 построена для излучения  $\lambda_2 = 0.8$  мкм, кривая 2 — для  $\lambda_1 = 1.0$  мкм. Этих данных вполне достаточно, чтобы определить параметры АО переключения  $2 \times 2$  двухцветного излучения на одних и тех же акустических волнах. Для этого проведем кривую 3, являющуюся зеркальным отражением кривой 2 относительно оси ординат. Эта кривая пересекает кривую 1 в точке, проекции которой на оси абсцисс и ординат дают угол  $\alpha$  и частоту первой гармоники  $f_1$ , при которых происходит коммутация двухцветного излучения  $2 \times 2$  лучей с длинами волн  $\lambda_1 = 1$  мкм и  $\lambda_2 = 0.8$  мкм (в нашем случае  $\alpha = 6^\circ$  и  $f_1 = 212$  МГц). При вычислениях предполагалось, что скорость звуковой волны не зависит от  $\alpha$ .

Предлагаемые виды коммутации  $2 \times 2$  двухцветного излучения могут быть реализованы в большинстве планарных структур. Для этого необходимо, чтобы в структуре могла реализовываться АО дифракция с преобразованием мод ( $TE_0 \rightleftharpoons TE_1$ ,  $TE_0 \rightleftharpoons TM_0$  и т.д.). В

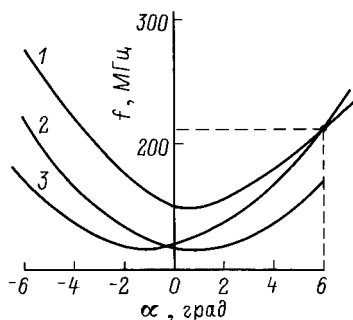


Рис. 3. Зависимость частоты  $f_1$  первой гармоники от угла  $\alpha$ .

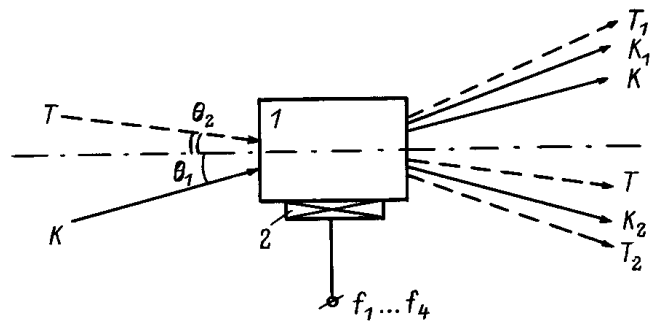


Рис. 4. Оптическая схема эксперимента.

этом случае сечения поверхностей волновых векторов будут описываться или окружностями вида  $K_z^2 + K_x^2 = K_0^2$ , или эллипсами вида  $K_z^2/K_\beta^2 + K_x^2/K_e^2 = 1$  (где  $K_x$ ,  $K_z$ ,  $K_\beta$  и  $K_e$  определены в (1)), или их комбинацией, как в рассмотренном нами случае, при этом значения  $K_0$ ,  $K_e$  и  $K_\beta$  меняются от моды к моде. В каждом конкретном случае вполне применима вышеописанная методика определения параметров АО коммутации  $2 \times 2$ .

В настоящее время во многих планарных структурах наблюдается АО дифракция с преобразованием мод. Например, в [11] исследована анизотропная дифракция в пленке аморфного  $TeO_2$ , выращенного на кварцевой подложке. В [12] рассмотрено преобразование мод  $TE_0 \rightleftharpoons TM_0$  в результате АО дифракции в пленке  $As_2S_3$ , выращенной на подложке из  $LiNbO_3$ . Эффективность дифракции составила 93% при электрической мощности 150 мВт на длине волны оптического излучения 1.153 мкм и частоте звука 200 МГц. В [7,13,14] исследовано АО взаимодействие в  $Ti-LiNbO_3$ . В [13] исследован коммутатор  $2 \times 2$  в такой структуре в несколько иной геометрии, когда акустические волны распространяются неколлинеарно друг другу. Получена высокая эффективность АО дифракции при низком уровне помех между переключаемыми каналами (уровень подавления более 40 дБ). Как отмечалось выше, структуры  $Ti-LiNbO_3$  являются на сегодняшний день самыми перспективными для АО управления оптическим излучением.

Описанные идеи проверялись экспериментально на примере объемной АО дифракции в монокристалле  $TeO_2$ . На рис. 4 приведена оптическая схема эксперимента. Оптическое излучение  $K$  с длиной волны  $\lambda_1$  падает на кристалл 1 под углом  $\Theta_1$ . Внутри кристалла распространяются акустические волны, генерируемые преобразователем 2. Излучение  $K$  дифрагирует на акустических волнах с частотами  $f_1$  и  $f_2$  в направления  $K_1$  и  $K_2$  соответственно. Излучение  $T$  с длиной волны  $\lambda_2$  ( $\lambda_1 > \lambda_2$ ) падает на грань кристалла 1 под углом  $\Theta_2$  и дифрагирует в кристалле на акустических волнах с частотами  $f_3$  и  $f_4$  в направления  $T_1$  и  $T_2$  соответственно. Кристалл имел размер  $8 \times 8 \times 10$  мм вдоль направлений  $[110]$ ,  $[1\bar{1}0]$  и  $[001]$  соответственно. Поперечная акустическая волна, генерируемая преобразователем 2 из  $LiNbO_3$ , распространялась вдоль  $[110]$  с направлением сдвига вдоль  $[1\bar{1}0]$ . Реализовывался "плоский" вариант пере-

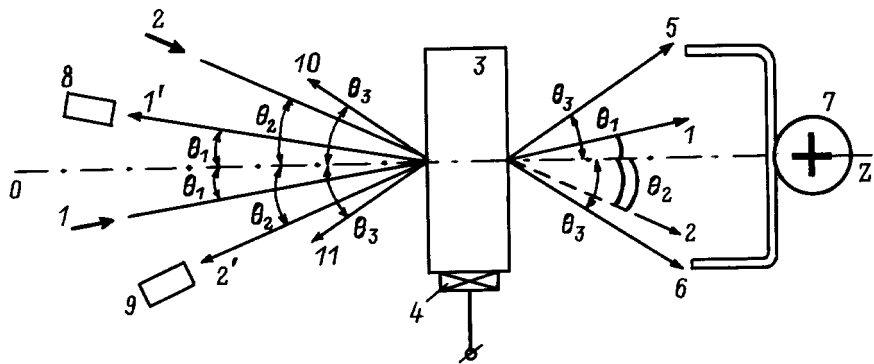


Рис. 5. АО коммутатор-ответитель  $2 \times 2$  в составе волоконно-оптического гироскопа.

ключения  $2 \times 2$  двухцветного излучения с длинами волн  $\lambda_1 = 0.5145$  и  $\lambda_2 = 0.488$  мкм (излучение Ar лазера). Все параметры АО дифракции были соответствующим образом пересчитаны применительно к  $\text{TeO}_2$ . Согласно векторной диаграмме на рис. 1 подбирались частоты  $f_1, f_2, f_3$  и  $f_4$ , при которых реализовывалось переключение  $2 \times 2$  двухцветного излучения. Расчеты показывают, что если, например, для излучения  $\lambda_1$  выбрать управляющие частоты  $f_1 = 32$  МГц и  $f_2 = 3f_1 = 96$  МГц, то тогда излучение  $\lambda_2$  будет коммутировать на частотах  $f_4 = 41$  МГц и  $f_3 = 97$  МГц. Частоты  $f_1$  и  $f_4$  перекрываются полосой первой гармоники пьезопреобразователя, а  $f_2$  и  $f_3$  — полосой третьей гармоники. Эксперимент показал, что на этих частотах действительно наблюдается коммутация  $2 \times 2$ . При этом соответствующие дифрагированные лучи распространяются в кристалле коллинеарно друг другу. На выходе же кристалла эти лучи не параллельны, угол между ними порядка  $3-5^\circ$ . В результате дополнительных экспериментальных исследований выяснилось, что подстройкой углов и частот достаточно просто добиться ситуации, когда вышедшие из кристалла дифрагированные лучи распространяются параллельно друг другу, т.е. лучи  $K_1, T_1$ , а также  $K_2, T_2$  сливаются между собой. Такая ситуация реализовывалась, в частности, при  $f_1 = 32$  МГц,  $f_2 = 98$  МГц,  $f_3 = 110$  МГц и  $f_4 = 36$  МГц. Частоты  $f_1$  и  $f_4$  перекрываются полосой частот первой гармоники преобразователя, а частоты  $f_2$  и  $f_3$  — полосой третьей. Это дает возможность обеспечить коллинеарность коммутируемых оптических лучей и в случае, когда после АО ячейки находится среда с практически произвольным показателем преломления (например, стеклянная формирующая оптика волоконного световода). Иными словами, существует возможность обеспечить наилучшие условия коммутации оптических лучей, распространяющихся по волоконно-оптическому контуру гироскопа.

Рассмотрим функционирование коммутатора-ответителя  $2 \times 2$  в составе волоконно-оптического гироскопа. На рис. 5 приведена оптическая схема гироскопа. Исходные оптические излучения с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , частоты которых  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , генерируются соответственно

источниками 1 и 2. Эти излучения направляются на АО коммутатор-ответитель 3 под углами  $\Theta_1$  и  $\Theta_2$  к оси  $OZ'$  ячейки соответственно. Внутри ячейки распространяются акустические волны, генерируемые преобразователем 4, частоты которых  $f_1, f_2, f_3$  и  $f_4$ . Излучение 1 дифрагирует на частотах  $f_1$  и  $f_2$ , излучение 2 — на частотах  $f_3$  и  $f_4$ . Соответствующие дифрагированные лучи коллинеарны между собой; они распространяются в направлениях 5 и 6 под одинаковым углом  $\Theta_3$  к оси  $OZ'$ . При одновременном включении всех акустических частот в направлениях 5 и 6 распространяются лучи с частотами  $\omega_1 - f_2$  и  $\omega_1 + f_1$ , образуемые в результате АО дифракции излучения  $\lambda_1$ , а также лучи с частотами  $\omega_2 + f_3$  и  $\omega_2 - f_4$ , образуемые при дифракции излучения  $\lambda_2$  (все изменения частот нетрудно проследить по векторной диаграмме рис. 1). После обхода волоконного контура 7 во встречных направлениях эти лучи вновь попадают в АО коммутатор 3 и дифрагируют на тех же акустических волнах: излучение  $\lambda_1$  — на частотах  $f_1$  и  $f_2$ ,  $\lambda_2$  — на  $f_3$  и  $f_4$ . В результате повторной дифракции в направлении  $1'$  распространяются два луча с длиной волны  $\lambda_1$  и частотами  $\omega_1$  (частоты звука  $f_1$  и  $f_2$  в этом случае последовательно вычитаются в результате двойной дифракции). Эти лучи интерferируют на фотоприемнике 8, установленном на пути луча  $1'$ . В направлении же источника 1 также распространяются два луча  $\lambda_1$ , но с частотами  $\omega + (f_2 - f_1)$ . В направлении  $2'$  распространяются два луча с длиной волны  $\lambda_2$  и частотами  $\omega_2$ . Здесь также частоты звука  $f_3$  и  $f_4$  последовательно вычитаются. Эти лучи направляются на фотодетектор 9. В направлении источника 2 распространяются два луча с частотами  $\omega_2 + (f_3 - f_4)$ . Излучения, возвращающиеся в источники, не сбивают их генерацию, так как имеют другие частоты. Таким образом, фотоприемники 8 и 9 регистрируют сигналы Саньяка, связанные с вращением контура, на разных длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Отметим, что лучи 1 и  $1'$  распространяются симметрично относительно оси  $OZ'$ , т.е. под одними и теми же углами  $\Theta_1$ ; лучи 2 и  $2'$  также симметричны, они распространяются под углами  $\Theta_2$ ; дифрагированные лучи 5 и 6, а также лучи 10, 11, не участвующие в повторной дифракции, — под равными углами  $\Theta_3$ .

Описанный вариант позволяет независимой подстройкой интенсивностей и частот акустических волн создать наилучшие условия ввода (вывода) каждого из излучений  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  в волоконно-оптический контур и оптимизировать режимы регистрации их на фотоприемниках 8 и 9. Вариант позволяет использовать "нулевой" метод для каждого излучения в отдельности корректировать дрейф нуля, обеспечивает частотную "развязку" между излучениями источников и излучениями, распространяющимися по волоконному контуру.

Важным является вопрос эффективности АО взаимодействия в планарной структуре. Будем полагать, что волна Рэлея распространяется в ниобате лития  $X$ -среза вдоль оси  $Y$ . Падающий и дифрагированный лучи распространяются в планарном волноводе вблизи оси  $Z$ . Эффективность дифракции оптического излучения, распространяющегося в планарной структуре под углом Брэгга к поверхностной акустической волне, дается выражением [15]

$$h = \sin^2 \left[ \frac{2\pi\delta_0}{\lambda_0} \frac{2\pi L}{\Lambda} \frac{(N_i N_d)^{3/2}}{4 \cos \Theta} F \right], \quad (7)$$

где  $\delta_0$  — амплитуда деформации поперечной составляющей рэлееской волны;  $\lambda_0$  и  $\Lambda$  — длины волн света и звука соответственно;  $L$  — длина АО взаимодействия;  $N_i$  и  $N_d$  — показатели преломления падающей и дифрагированной волн соответственно;  $\cos \Theta = \sqrt{\cos \Theta_i \cos \Theta_d}$ , где  $\Theta_i$  и  $\Theta_d$  — углы между падающим и дифрагированным излучениями и фронтом акустической волны;  $F$  — интеграл перекрытия, который определяется как

$$F = \frac{\int_{-\infty}^0 E_d^*(x) f(x) E_i(x) dx}{\sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} |E_d(x)|^2 dx \int_{-\infty}^{\infty} |E_i(x)|^2 dx}}. \quad (8)$$

Здесь  $E_i$  и  $E_d$  — электрическое поле падающего и дифрагированного излучений;  $f(x)$  — функция, учитывающая все механизмы (эффекты), влияющие на АО дифракцию. В случае использования ниобата лития эта функция равна

$$f(x) = f_{A0} + f_{E0} + f_{SR}, \quad (9)$$

где  $f_{A0}$  — компонента, учитывающая прямой упруго-оптический эффект;  $f_{E0}$  — учитывает пьезоэффект;  $f_{SR}$  — учитывает деформацию поверхности (поверхностное возмущение) среды

$$\begin{aligned} f_{A0}(x) &= \frac{\Lambda}{2\pi\delta_0} P_{IJ} S_J(x), \\ f_{E0}(x) &= \frac{\Lambda}{2\pi\delta_0} r_{Ik} e_k(x), \\ f_{SR}(x) &= \frac{\Lambda(n^2 - 1)}{2\pi N_i N_d} \delta(x). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $P_{IJ}$  — матрица упругооптических коэффициентов;  $S_J$  — распределение деформации вдоль оси  $X$ , вызванное

акустической волной;  $r_{Ik}$  — матрица электрооптических коэффициентов;  $e_k(x)$  — электрическое поле, возникающее за счет пьезоэффекта;  $n$  — усредненный показатель преломления среды;  $\delta(x)$  — дельта-функция Дирака. В большинстве практических случаев  $f_{SR} \ll f_{A0}, f_{E0}$ , поэтому можно положить  $f_{SR} = 0$ .

Применительно к нашему случаю (рэлееская волна распространяется в  $X$ -срезе ниобата лития вдоль оси  $Y$ , свет — в планарном волноводе вдоль оси  $Z$ ) ненулевыми компонентами будут только компоненты деформации  $S_1, S_2$  и  $S_6$  и компоненты электрического поля  $e_1, e_2$ . Отсюда на основании методики, изложенной в [15], можно определить все компоненты функции  $f(x)$ . В частности, для АО дифракции вида  $TE \rightarrow TE$  имеем на основании (10)

$$\begin{aligned} f_{A0}(x) &= \frac{\Lambda}{2\pi\delta_0} [P_{21} S_1 + P_{22} S_2], \\ f_{E0}(x) &= \frac{\Lambda}{2\pi\delta_0} r_{22} e_2. \end{aligned} \quad (11)$$

Для дифракции вида  $TM \rightarrow TM$

$$\begin{aligned} f_{A0}(x) &= \frac{\Lambda}{2\pi\delta_0} [P_{11} S_1 + P_{12} S_2], \\ f_{E0}(x) &= \frac{\Lambda}{2\pi\delta_0} r_{22} e_2. \end{aligned} \quad (12)$$

Для дифракции вида  $TM \rightarrow TE$

$$\begin{aligned} f_{A0}(x) &= \frac{\Lambda}{2\pi\delta_0} \frac{P_{11} - P_{12}}{2} S_6, \\ f_{E0}(x) &= -\frac{\Lambda}{2\pi\delta_0} 2r_{22} e_1. \end{aligned} \quad (13)$$

Для получения конкретного вида всех коэффициентов  $f_{A0}$  и  $f_{E0}$  необходимо знать распределение деформаций  $S_i$  и электрического поля  $e_i$  по  $X$ , которые, однако, можно получить только численными методами, что является самостоятельной задачей. Предварительная оценка показывает, что в нашем случае эффективность дифракции будет примерно в 10 раз меньше эффективности дифракции в геометрии, широко используемой в настоящее время (рэлееская волна распространяется в  $Y$ -срезе ниобата лития вдоль оси  $Z$ , оптическая волна — вдоль оси  $X$ ).

Для ряда задач (в частности, для переключения излучения в системах волоконно-оптических гироскопов) это вполне приемлемо.

По результатам работы можно сделать следующие выводы: предложена методика расчета параметров планарных АО коммутаторов-ответвителей  $2 \times 2$ , управляющих лучами с разными длинами волн; рассчитаны угловые и частотные характеристики АО переключателей  $2 \times 2$  на базе планарной структуры Ti-LiNbO<sub>3</sub>; выполненные эксперименты с использованием объемной дифракции в TeO<sub>2</sub> подтвердили основные теоретические посыпки; описаны функциональные возможности АО коммутатора-ответвителя  $2 \times 2$ , управляющего лучами с разными длинами волн, в составе волоконно-оптического

гироскопа; описана методика расчета эффективности АО взаимодействия в планарных структурах, учитывающая как прямой упруго-оптический эффект, так и пьезоэффект.

## Список литературы

- [1] Антонов С.Н., Гуляев Ю.В., Котов В.М., Поручиков П.В. // РиЭ. 1987. Т. 32. Вып. 3. С. 623–628.
- [2] Антонов С.Н., Котов В.М. // Радиотехника. 1988. № 8. С. 22–27.
- [3] Котов В.М. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 1. С. 180–183.
- [4] Котов В.М. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 15. С. 1–5.
- [5] Антонов С.Н., Котов В.М. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 10. С. 166–168.
- [6] Савельев А.М., Соловьева Т.И. Зарубежная радиоэлектроника. 1982. № 6. С. 55–66.
- [7] Schmidt R.V. // IEEE. 1976. Vol. Su-23. N 1. P. 22–23.
- [8] Леманов В.В., Шакин О.В. // ФТТ. 1972. Т. 14. Вып. 1. С. 229–236.
- [9] Интегральная оптика / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1978. 344 с.
- [10] Industrial Applications of Lasers / Ed. by H. Koebner. John Wiley and Sons, Inc, 1984.
- [11] Ohmachi Y. // Electron. Lett. 1973. Vol. 9. N 23. P. 539–541.
- [12] Ohmachi Y. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. N 9. P. 3928–3933.
- [13] Кораблев Е.М., Проклов В.В., Титаренко Г.В., Копылов Ю.Л. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 8. С. 465–469.
- [14] Integrated Optics / Proc. of the III European Conf. ECIO'85. Berlin, 1985. P. 169–173.
- [15] Xu J., Stroud R. Acoustooptic Devices. Principles, Design, and Applications. New York: John Wiley and Sons, Inc, 1992. 652 p.