

07;08;12

## Акустооптические устройства управления неполяризованным светом и модуляторы поляризации на основе кристалла парателлуриата

© С.Н. Антонов

Институт радиотехники и электроники РАН,  
141190 Фрязино, Московская область, Россия  
e-mail: olga-ant@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 5 февраля 2004 г.)

Обобщается комплекс исследований и разработок, направленных на решение задач высокоэффективного акустооптического управления неполяризованным лазерным излучением. Основой является анизотропная брэгговская дифракция в кристалле  $\text{TeO}_2$  на медленной акустической волне, характеризующаяся феноменально большой величиной акустооптического качества. Рассматриваются модуляторы нулевого порядка дифракции, модуляторы первого брэгговского порядка и поляризационно-нечувствительный дефлектор. Разработанные схемы позволяют управлять состоянием поляризации оптического излучения. Устройства получили использование в установках и аппаратуре на основе мощных твердотельных и волоконных лазеров с длиной волны  $1.06 \mu\text{m}$ .

Наибольшая производительность мощных промышленных лазеров (в частности, твердотельных и волоконных на длине волны  $1.06 \mu\text{m}$ ), как правило, достигается тогда, когда их излучение либо неполяризовано, либо имеет случайную поляризацию. Это определяет актуальность разработки приборов, способных эффективно управлять именно таким излучением. Монокристалл парателлуриата ( $\text{TeO}_2$ ) в случае анизотропной дифракции на медленной акустической волне является рекордсменом по широте практической применимости среди многообразия известных акустооптических (АО) материалов. Это связано с феноменально большой величиной АО качества  $M_2$  при хороших оптических и акустических свойствах кристалла и развитой технологией его производства. Однако высокая эффективность такого вида АО дифракции (вплоть до 100%) реализуется только тогда, когда падающее на АО ячейку оптическое излучение является собственной оптической модой кристалла, т.е. имеет строго определенную поляризацию — линейную, эллиптическую либо круговую (в зависимости от геометрии АО взаимодействия). Следовательно, без специальных методов эффективность дифракции для неполяризованного оптического излучения не может превышать 50%.

Развитые в работе методы используют тот факт, что неполяризованное оптическое излучение может быть представлено как сумма двух лучей единого направления и равной интенсивности с ортогонально ориентированными векторами поляризации. Существенно, что при таком представлении эти лучи некогерентны и, следовательно, независимы (ситуация принципиально отличается от разложения, например, света круговой поляризации на два линейно поляризованных ортогональных вектора). Таким образом, искались такие АО решения, которые позволяли бы в одном устройстве осуществлять анизотропную брэгговскую дифракцию для этих двух поляризационных компонент неполяризованного луча.

Конкретные расчеты проводились на основе стандартного метода анализа векторных диаграмм для одноосного оптически активного кристалла (коим является монокристалл  $\text{TeO}_2$ ). Его индикатрисы показателей преломления аппроксимировались эллипсоидами вращения [1]:

$$\frac{n_1^2(\theta) \cos^2 \theta}{n_0^2(1 + \delta)^2} + \frac{n_1^2(\theta) \sin^2 \theta}{n_e^2} = 1, \quad (1)$$

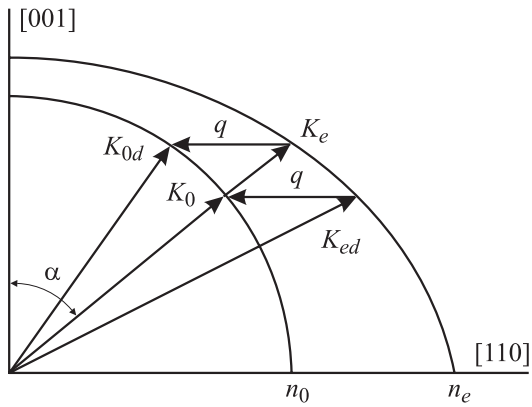
$$\frac{n_2^2(\theta) \cos^2 \theta}{n_0^2(1 - \delta)^2} + \frac{n_2^2(\theta) \sin^2 \theta}{n_e^2} = 1, \quad (2)$$

где  $n_1(\theta)$  — показатель преломления необыкновенного луча,  $n_2(\theta)$  — показатель преломления обыкновенного луча,  $\theta$  — угол по отношению к оптической оси,  $\delta = \lambda_0 \rho / 2\pi n_0$  — коэффициент расщепления,  $\rho$  — удельное вращение поляризации света (rad/mm),  $\lambda_0$  — длина волны света в вакууме.

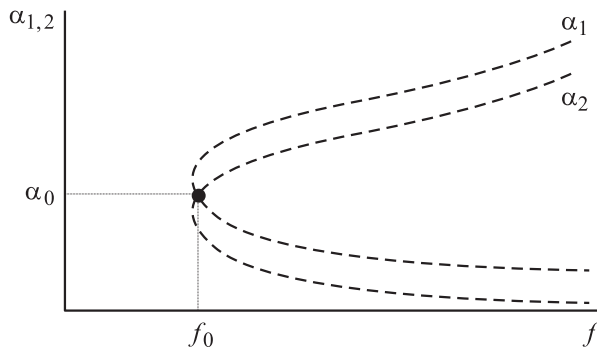
При этом использовались следующие значения  $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$ ,  $\rho = 254.8$ ,  $n_0 = 2.208$ ,  $n_e = 2.352$ . Скорость звука, распространяющегося в плоскости (110) при небольших отклонениях от нормали к оптической оси, следуя [2], аппроксимировалась функцией  $v = v_0(1 + b\varphi^2)$ , где  $b$  — параметр анизотропии упругих волн ( $b = 4.895$ );  $\varphi$  — угол отклонения направления фазовой скорости звука от нормали к оптической оси;  $v_0$  — скорость звука, распространяющегося перпендикулярно оптической оси кристалла ( $v_0 = 0.617 \cdot 10^6$  mm/s).

### 1. Модулятор нулевого порядка дифракции

В ряде технических задач, использующих АО модуляцию интенсивности света, необходимо минимизировать вносимые модулятором оптические потери. Это, например, модуляция добротности лазерного резонатора или задачи, связанные с обработкой материалов лазерным



**Рис. 1.** Векторная диаграмма взаимодействия двух собственных оптических мод на одной акустической волне.



**Рис. 2.** Качественная зависимость углов падения ортогонально поляризованных собственных оптических мод кристалла и углов от частоты звуковой волны.

лучом, когда решающей является мощность света „доставленного“ на поверхность материала. Для этих целей используется модулятор нулевого порядка дифракции, характеризующейся тем, что рабочим каналом является прошедший свет — нулевой порядок дифракции. Понятно, что без включения звука он не вносит потерь света и для него важной характеристикой является величина остаточной интенсивности света в прошедшем луче — эффективность дифракции.

Принцип разработанного высокоэффективного модулятора нулевого порядка на основе кристалла  $\text{TeO}_2$  [3] иллюстрируется на рис. 1. Здесь на кристалл под некоторым углом к оптической оси  $\alpha$  падает неполяризованное оптическое излучение. В кристалле это излучение расщепляется на две собственные ортогонально поляризованные моды с векторами  $\mathbf{K}_0$  и  $\mathbf{K}_e$ , соответствующие индикатрисам кристалла  $n_0$  и  $n_e$ . Задача состоит в поиске параметров единственной звуковой волны с волновым вектором  $\mathbf{q}$ , направленным вдоль оси [110], дифракция на которой обеспечивает выполнение следующей системы:

$$\mathbf{K}_0 \pm \mathbf{q} = \mathbf{K}_{ed}, \quad \mathbf{K}_e \pm \mathbf{q} = \mathbf{K}_{0d}, \quad (3), (4)$$

где  $\mathbf{K}_{ed}$  и  $\mathbf{K}_{0d}$  — волновые векторы ортогонально поляризованных, „+“ и „-“ первых брэгговских порядков дифракции.

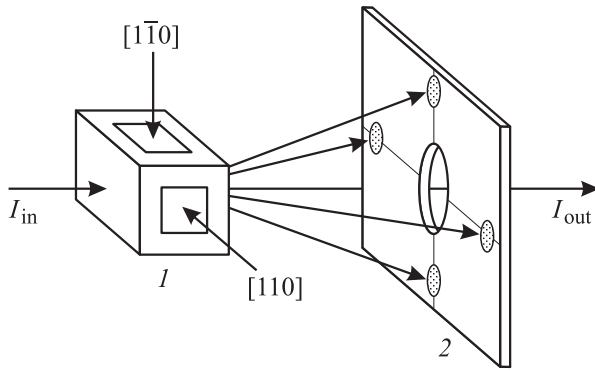
Рис. 2 качественно иллюстрирует существование совместного решения уравнений (3) и (4). Здесь представлены зависимости углов падений  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  для векторов  $\mathbf{K}_0$  и  $\mathbf{K}_e$  соответственно в зависимости от частоты звуковой волны  $f$ . Видно, что действительно существует единственная частота звуковой волны  $f_0$ , на которой обеспечивается одновременная дифракция двух ортогонально поляризованных компонент неполяризованного света в „+“ и „-“ первые брэгговские порядки — угол падения  $\alpha_0$ . По сути такой АО модулятор является „управляемой поляризационной призмой“, так как векторы поляризации этих порядков строго ортогональны. Таблица представляет результаты расчета значения  $f_0$  для нескольких практически значимых лазерных длин волн. Здесь же приведены минимальные длины преобразователя  $L$ , которые обеспечивают брэгговский режим дифракции (выполнение неравенства для параметра Клейна–Кука:  $Q \geq 4\pi$ ).

Однако сама по себе такая дифракция еще не обеспечивает достаточно малую остаточную интенсивность света в нулевом порядке при включенном звуке. Это связано с тем, что реальные оптические и акустические пучки имеют соизмеримые величины дифракционных расходимостей [4] и с тем, что акустический пучок всегда несколько неоднороден как по угловому распределению интенсивности, так и по координатному. Практически 90%-ная эффективность дифракции при одном акте АО взаимодействия является очень хорошим результатом.

Для существенного повышения эффективности дифракции был разработан АО модулятор, использующий практически интересную особенность монокристалла  $\text{TeO}_2$ , заключающуюся в том, что АО свойства идентичны при распространении звука по ортогональным кристаллографическим осям [110] и  $[1\bar{1}0]$ . Это позволяет в одном кристалле реализовать одновременную дифракцию в двух взаимно перпендикулярных направлениях на двух независимых звуковых пучках, что показано на рис. 3. Важно, что в этом случае эффективность дифракции для нулевого порядка будет равна произведению эффективностей на каждом из двух звуковых пучках (в силу независимостей этих АО взаимодействий). Строго говоря, то, что приходится наклонять кристалл под углом Брэгга в двух ортогональных плоскостях, приводит к некоторому смещению значения расчетной частоты  $f_0$ , однако величина этого смещения незначительна.

Расчетные значения  $f_0, L$  в зависимости от длины волны света  $\lambda$ . Для каждой длины волны приведены типы лазерных сред

$\lambda$ , nm	Тип лазерной среды	$f_0$ , MHz	$L$ , mm
440	He–Cd	30.1	1.9
488	Ar	23.4	2.8
514	Ar	21.1	3.3
633	He–Ne	13.4	6.7
1060	Nd: YAG	5.5	24



**Рис. 3.** Монокристалльный модулятор нулевого порядка дифракции с двумя ортогональными звуковыми волнами.  $I_{in}$  — падающий луч,  $I_{out}$  — выходной. 1 — кристалл  $\text{TeO}_2$ , 2 — диафрагма.

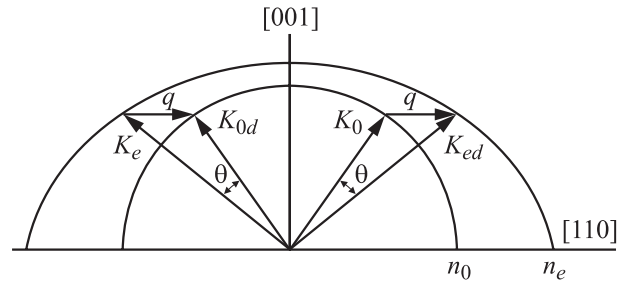
На базе описанного типа АО дифракции был изготовлен серийно выпускаемый модулятор для управления мощными твердотельными лазерами с  $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$ . Практическая величина относительной интенсивности нулевого порядка дифракции составила не более 1–3% в зависимости от параметров лазерного пучка.

## 2. Двухкристалльный модулятор первого брэгговского порядка

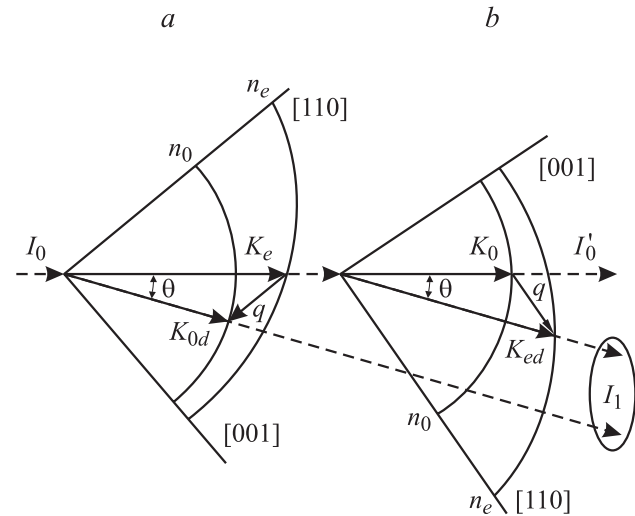
Одним из разработанных методов отклонения неполяризованного света в первый брэгговский порядок является использование двух идентичных АО ячеек, последовательно включенных в оптическую схему. Принципиальная возможность метода демонстрируется на векторной диаграмме (рис. 4). Пусть в одном кристалле  $\text{TeO}_2$  распространяется единственная звуковая волна с вектором  $\mathbf{q}$  и пусть справа и слева от оптической оси падают два входных оптических луча ортогональных поляризаций  $\mathbf{K}_e$  и  $\mathbf{K}_0$ . В силу симметрии видно, что ортогонально поляризованные дифракционные лучи  $\mathbf{K}_{ed}$  и  $\mathbf{K}_{0d}$  отклонены от падающих лучей на строго одинаковый угол  $\theta$ . Важно, что лучи отклоняются в одну и ту же сторону. Диаграмма рис. 5 показывает условия дифракции на двух идентичных, последовательно расположенных АО ячейках (с одинаковыми частотами акустических волн). Дифракция в первом кристалле соответствует левой части рис. 4, а во втором — правой. Таким образом, на выходе кристаллов образуются два дифрагированных, ортогонально поляризованных луча одного направления, сумма которых приводит к единому неполяризованному лучу. Последнее, однако, верно с точностью до возникающего пространственного параллакса между лучами, что поясняется рис. 6. Здесь АО ячейки 1 и 2 расположены одна от другой на расстоянии  $L$ . Видно, что центры лучей смещены на величину  $\Delta d$ . Конкретно для изготовленного модулятора лазера с длиной волны  $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$  при частоте звука 12 MHz и с расстоянием между кристаллами  $L = 10 \text{ mm}$  пространственный сдвиг

между центрами выходных лучей составляет величину  $\Delta d = 0.2 \text{ mm}$ . Очевидно, что возникающий параллакс  $\Delta d$  имеет значение в том случае, когда его величина соизмерима с апертурой входного луча  $d$ .

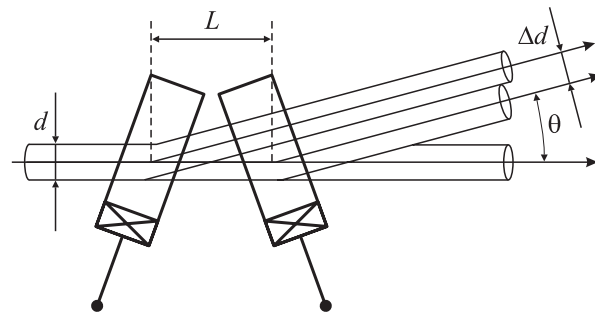
Разработанный модулятор является сравнительно недорогим технологическим устройством и нашел очень широкое применение. Однако в ряде случаев возникающий параллакс ограничивает его применение, в частно-



**Рис. 4.** Дифракция двух ортогональных по поляризации оптических лучей на одной звуковой волне в двух четвертях одного кристалла  $\text{TeO}_2$ .



**Рис. 5.** Последовательная дифракция неполяризованного луча на двух кристаллах  $\text{TeO}_2$  с образованием единого выходного луча.  $I_0$  — падающий оптический луч,  $I'_0$  — нулевой порядок дифракции,  $I_1$  — суммарный дифрагированный луч.  $a$  — первый кристалл,  $b$  — второй.



**Рис. 6.** Схема образования параллакса в выходном дифрагированном луче.

сти, когда требуется высокое бестродействие модулятора (малая апертура оптического луча  $d$ ). Устранению этого ограничения посвящен следующий раздел статьи.

### 3. Однокристалльный беспараллаксный модулятор

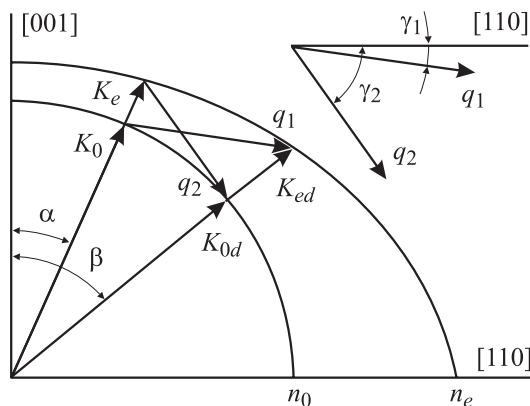
Раздел посвящен поляризационно-нечувствительному модулятору, выполненному на одном кристалле  $\text{TeO}_2$  с отсутствием параллакса для выходных ортогонально поляризованных лучей [5].

Идея метода иллюстрируется с помощью векторных диаграмм на рис. 7. Пусть на кристалл под некоторым углом к оптической оси  $\alpha$  падает неполяризованное оптическое излучение. В кристалле это излучение расщепляется на две собственные ортогонально поляризованные моды с векторами  $\mathbf{K}_0$  и  $\mathbf{K}_e$ , соответствующие индикатрисам кристалла  $n_0$  и  $n_e$ . И пусть существует одно направление  $\beta$  для дифрагированных лучей с векторами  $\mathbf{K}_{0d}$  и  $\mathbf{K}_{ed}$ . Связь падающих и дифрагированных оптических мод осуществляется двумя независимыми акустическими пучками с векторами  $\mathbf{q}_1$  и  $\mathbf{q}_2$  соответственно. Причем волновые векторы звуковых волн составляют углы  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  к кристаллографическому направлению [110]. В общем виде задача формулируется как поиск одновременного выполнения закона сохранения импульса для двух независимых процессов дифракции

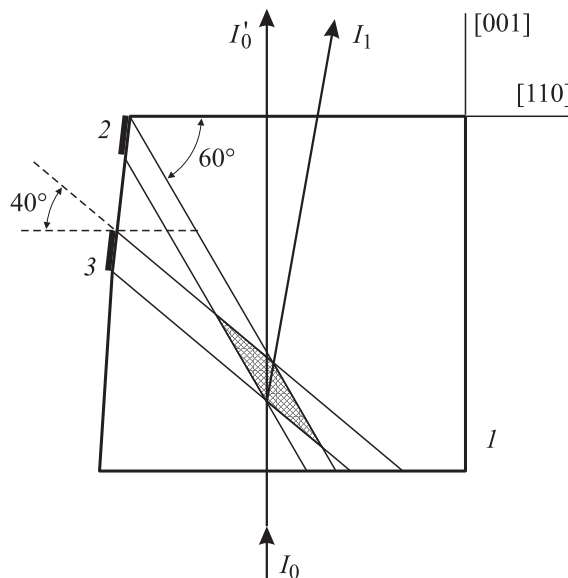
$$\mathbf{K}_0 + \mathbf{q}_1 = \mathbf{K}_{ed}, \quad \mathbf{K}_e + \mathbf{q}_2 = \mathbf{K}_{0d}. \quad (5), (6)$$

Данная система, как показано в работе (6), может иметь решение при различных комбинациях углов  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ . Здесь мы остановимся на практически реализованной ситуации, когда  $\gamma_1 = 4^\circ$  и  $\gamma_2 = 7^\circ$ , а длина волны света равна  $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$ . При этом расчетные частоты акустических пучков с векторами  $\mathbf{q}_1$  и  $\mathbf{q}_2$  равны 34.655 и 35.981 MHz соответственно.

Отсутствие параллакса в данном АО модуляторе обеспечивается тем, что АО взаимодействие света и обоих



**Рис. 7.** Векторная диаграмма взаимодействия двух собственных оптических мод на двух акустических волнах и углы наклона этих волн относительно оси [110].



**Рис. 8.** Схема однокристалльного брэгговского модулятора.  $I_0$  — падающий оптический луч,  $I'_0$  — нулевой порядок дифракции,  $I_1$  — дифрагированный луч.

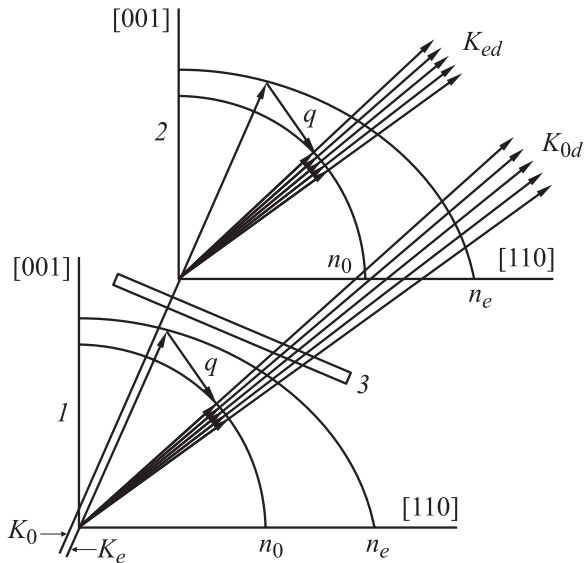
акустических пучков происходит в одной зоне кристалла. Такая возможность связана с сильной акустической анизотропией кристалла  $\text{TeO}_2$  — значительным отклонением потока энергии звуковой волны от оси [110] (на угол  $\Delta\varphi$ ) при небольшом наклоне фазового фронта звуковой волны (плоскости пьезопреобразователя) от этой оси (на угол  $\Delta\gamma$ ). Для дифракционной плоскости, в которой собственно и наклоняются преобразователи, отношение  $\Delta\varphi/\Delta\gamma$  примерно равно 10 (при  $\Delta\gamma$  менее  $7^\circ$ ).

Рис. 8 показывает схему разработанного модулятора. Здесь „звуковые“ торцы кристалла  $\text{TeO}_2$   $I$  при оптической обработке были наклонены таким образом, что плоскость пьезопреобразователя 2 составила с осью [110] угол  $7^\circ$ , а преобразователя 3 — угол  $4^\circ$ . Акустическая анизотропия приводит к отклонению энергетических пучков звуковых волн на углы примерно  $60$  и  $40^\circ$  относительно направления [110] соответственно для каждого пучка. Видно, что на незначительном расстоянии от преобразователей возникает область, где оба звуковых луча пересекаются и именно в этой области и происходит АО взаимодействие.

Изготовленные образцы модулятора полностью подтвердили его работоспособность. Однако необходимо заметить, что по сравнению с двухкристалльным модулятором данное решение является более технологически сложным.

### 4. Поляризационно-нечувствительный дефлектор

Помимо задач модуляции мощных неполяризованных лазерных пучков существуют практические задачи их сканирования. Это, например, лазерные устройства обработки материалов, где развертка луча (по крайней мере



**Рис. 9.** Векторная диаграмма для двухкристального поляризационно-нечувствительного дефлектора.

по одной координате) осуществляется АО дефлектором. Наиболее оптимальными являются дефлекторы на кристаллах  $\text{TeO}_2$ , использующие анизотропную дифракцию с неаксиальной геометрией. При такой дифракции падающее оптическое излучение должно иметь строго определенно ориентированную относительно кристалла линейную поляризацию. Для обеспечения поляризационной нечувствительности было реализовано техническое решение, суть которого поясняется на рис. 9. Здесь входное неполяризованное оптическое излучение с компонентами  $\mathbf{K}_0$  и  $\mathbf{K}_e$  проходит через два идентичных и одинаково ориентированных относительно луча АО дефлектора 1 и 2. Между дефлекторами устанавливается пластина 3, поворачивающая плоскость поляризации прошедшего через нее света на  $90^\circ$ . Пластина может быть либо полуволновой фазовой пластиной, либо выполнена из оптически активного кристалла с толщиной, соответствующей повороту поляризации на  $90^\circ$  на рабочей длине волны света. Дефлекторы работают строго синхронно — на них подаются одинаковые частоты управления (звуковые векторы  $\mathbf{q}$ ). Таким образом, неполяризованное входное излучение, пройдя дефлектор 1, преобразуется в два луча различных направлений: нулевой порядок и отклоненный с ортогональными поляризациями. После пластины поляризации обоих лучей изменяются на  $90^\circ$ , тем самым поляризация неотклоненного луча становится соответствующей дифракции на кристалле 2, а отклоненный не взаимодействует в нем. На выходе всей системы оба отклоненных в каждом кристалле луча образуют один неполяризованный дифракционный порядок, состоящий из лучей  $\mathbf{K}_{0d}$  и  $\mathbf{K}_{ed}$ . Понятно, что, как и в случае, описанном в разделе 2, здесь возникает параллакс между выходными лучами. Однако для дефлекторов в дифракционной плоскости

апертура света составляет, как правило, несколько миллиметров и возникающий параллакс не проявляется.

## 5. АО модуляция поляризации света

Анализ разработанных оптических схем открыл возможность создания нового класса АО приборов — модуляторов состояния поляризации света. Рассмотрим эту возможность на примере двухкристального модулятора рис. 5, 6. Пусть на вход такого модулятора поступает линейно поляризованное излучение, плоскость поляризации которого наклонена на  $45^\circ$  к плоскости дифракции. Очевидно, что такое излучение может быть разложено на две когерентные ортогональные линейно поляризованные компоненты равной интенсивности. Каждая компонента будет испытывать брэгговскую дифракцию на соответствующем кристалле, и выходное излучение также будет поляризованным, как суперпозиции двух дифрагированных лучей линейной поляризации. Здесь важно отметить, что при АО дифракции частота дифрагированного света сдвигается на частоту звуковой волны, причем знак сдвига определяется тем, „набегает“ ли звуковой фронт на фронт света или наоборот. В нашем случае знаки сдвига частот в первой и второй АО ячеек противоположны и суммарная разность частот для выходных дифракционных лучей будет равна удвоенной частоте звуковой волны — примерно 70 МГц в данной ситуации. Следовательно, состояние поляризации выходного луча будет испытывать модуляцию с данной частотой, проходить следующие стадии: линейная—круговая—линейная (повернутая на  $90^\circ$  относительно первоначальной ориентации).

Рассмотрим возможность управления поляризацией света устройством рис. 9. Пусть, как и в предыдущей ситуации, на вход поступает линейно поляризованное излучение, плоскость поляризации которого наклонена на  $45^\circ$  к плоскости дифракции. И пусть оба дефлектора работают на постоянной одинаковой частоте звука. В силу того что они ориентированы идентично относительно оптического входного луча, сдвиг частот выходных лучей будет иметь одну величину и один знак. Далее заметим, что дифрагированный луч приобретает не только частоту акустической волны, но и его фазу. Таким образом, вводя дополнительную фазовую задержку между сигналами, подводимыми к дефлекторам, можно управлять разницей фаз между выходными дифракционными лучами. Следовательно, появляется возможность управления состоянием поляризации выходного излучения: поворачивать линейную на  $90^\circ$ , модифицировать в круговую либо в эллиптическую.

Описанные принципы стали основой для практически реализованных АО приборов, которые позволили создать новые лазерные системы записи изображений (НПЦ „Альфа“, Москва, e-mail: <http://www.alpha-laser.ru>). Эти системы используют мощные твердотельные и волоконные лазеры с длиной волны  $1.06 \mu\text{m}$  и предназначены для изготовления флексографических форм, фотошаблонов, лазерной маркировки.

Статья подготовлена по материалам докторской диссертации, защищенной автором в 2003 г. [6].

## Список литературы

- [1] *Warner A.W., White D.L., Bonner W.A.* // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. N 11. P. 4489–4495.
- [2] *Семенков В.П.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 10. С. 2090–2095.
- [3] *Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 168–173.
- [4] *Магдич Л.Н., Молчанов В.Я.* Акустооптические устройства и их применения. М., 1978. 112 с.
- [5] *Антонов С.Н., Миргородский В.И.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 1. С. 84–86.
- [6] *Антонов С.Н.* Автореферат докт. дисс. Фрязино, 2003. 38 с.