

07;08

©1995 г.

## АКУСТООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

*В.М.Котов*

Институт радиотехники и электроники РАН,  
141120, Фрязино, Россия

(Поступило в Редакцию 7 июня 1994 г.

В окончательной редакции 17 марта 1995 г.)

Рассмотрен и проанализирован новый способ акустооптической модуляции лазерного излучения, основанный, на двойном прохождении излучения через акустооптическую ячейку, выполненную на базе гиротропного материала. Проанализирована зависимость дифракции от поляризации излучений, распространяющихся через ячейку во встречных направлениях. Выполненные эксперименты на базе He-Ne ( $\lambda = 0.63$  мкм) и Ar лазеров ( $\lambda_1 = 0.488$  мкм и  $\lambda_2 = 0.5145$  мкм) подтвердили основные выводы теории.

В [1] рассмотрена поляризационно независимая анизотропная акустооптическая (АО) дифракция лазерного излучения, которая основана на свойствах гиротропной среды и свойствах зеркальной поверхности изменять поляризацию оптического излучения при отражении. Иными словами, АО модулятор, выполненный на базе гиротропного кристалла, будучи помещенным в полость лазерного резонатора, полностью рассеивает оптическое излучение лазера с произвольной поляризацией.

В настоящей работе более детально рассмотрен этот режим дифракции, оценены предельные частотные и угловые характеристики АО модуляции, проведены эксперименты на базе двух источников лазерного излучения: He-Ne ( $\lambda = 0.63$  мкм) и Ar лазеров ( $\lambda_1 = 0.488$  мкм и  $\lambda_2 = 0.5145$  мкм).

Описываемый вид АО дифракции основан на двойном прохождении оптического излучения через АО ячейку. В наших экспериментах полость лазерного резонатора моделировалась пространством между лазером и отдельно расположенным зеркалом, нормально отражающим оптическое излучение. Основные выводы работы, на наш взгляд, справедливы и при расположении АО ячейки внутри лазерного резонатора. При этом нет необходимости использовать дополнительные элементы (зеркала, фазовые пластинки и т. п.).

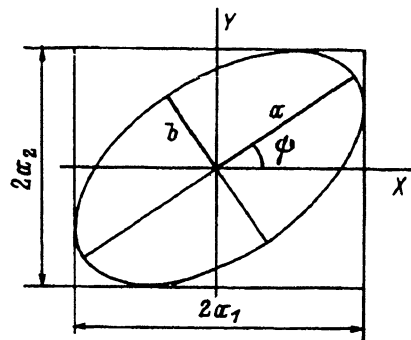


Рис. 1. Эллипс поляризации падающей волны. Разложение по собственным модам кристалла.

Как уже отмечалось в [1], эффективность описываемого вида дифракции существенным образом зависит от состояния поляризации отраженного от зеркала излучения. Учет изменения поляризации излучения, отраженного от лазерного зеркала, актуален еще и тем, что в целом ряде широко используемых лазеров (лазеры с несколькими линиями генерации, лазеры на красителях) для перестройки длины волны генерации устанавливается дополнительная призма или используется дифракционная решетка (см., например, [2]), что значительно искажает состояние поляризации света при использовании такого элемента. В настоящей работе мы рассмотрим общий случай, когда отраженное от "зеркала" излучение приобретает произвольную поляризацию.

Пусть оптическое излучение с произвольной поляризацией, сформированное в активной среде лазера или изменившее состояние поляризации в результате отражения от лазерных зеркал, падает на гиротропный кристалл, собственные моды которого имеют эллиптическую поляризацию. Получим общие выражения, описывающие разложение произвольно поляризованной волны по таким модам. Пусть падающая волна имеет в общем случае эллиптическую поляризацию. На рис. 1 показан ее эллипс поляризации, его полуоси равны  $a$  и  $b$ ; положим  $a \geq b$ . Волна распространяется вдоль  $Z$ , эллипс ориентирован в плоскости  $(X, Y)$ , угол между большей полуосью эллипса и направлением  $X$  равен  $\psi$ . Направления  $X$  и  $Y$  выбраны таким образом, что они совпадают с направлениями полуосей эллипсов поляризации собственных мод кристалла. Можно показать [3], что ориентация вектора электрической индукции  $\mathbf{D}$  этой волны может быть описана следующей парой уравнений, отражающих колебания компонент  $\mathbf{D}$  вдоль осей  $X$  и  $Y$ :

$$D_x = a_1 \cos \tau, \quad D_y = a_2 \cos(\tau + \delta), \quad (1)$$

где  $D_x, D_y$  — проекции  $\mathbf{D}$  на  $X, Y$  соответственно;  $a_1, a_2$  — их амплитуды;  $\tau$  — фаза волны;  $\delta$  — сдвиг фаз между волнами  $D_x$  и  $D_y$ .

Иными словами, эллипс вписан в прямоугольник, стороны которого параллельны  $X$  и  $Y$  и имеют длины  $2a_1$  и  $2a_2$  (рис. 1). Связь между параметрами эллипса  $a, b, \psi$  и величинами  $a_1, a_2, \delta$  устанавливается с помощью системы уравнений [3]

$$\begin{aligned} a^2 + b^2 &= a_1^2 + a_2^2, \\ \operatorname{tg} 2\psi &= \frac{2a_1 a_2}{a_1^2 - a_2^2} \cos \delta, \\ ab &= a_1 a_2 \sin \delta. \end{aligned} \quad (2)$$

Пусть заданы  $a$ ,  $b$  и  $\psi$ . Тогда из (2) нетрудно получить значения  $a_1$ ,  $a_2$  и  $\delta$

$$\begin{aligned} a_1^2 &= 0.5[(a^2 + b^2) + (a^2 - b^2) \cos 2\psi], \\ a_2^2 &= 0.5[(a^2 + b^2) - (a^2 - b^2) \cos 2\psi], \\ \sin \delta &= ab/(a_1 a_2). \end{aligned} \quad (3)$$

Для  $\sin \delta > 0$  исходный эллипс имеет правовращательную поляризацию, для  $\sin \delta < 0$  левовращательную. Случай  $\sin \delta = 0$  соответствует линейно поляризованной волне.

Пусть собственные волны кристалла являются эллиптически поляризованными и имеют вид [4]

$$\mathbf{D}_1 = b_1(\mathbf{e}_1 + i\rho\mathbf{e}_2), \quad \mathbf{D}_2 = c_1(i\rho\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2), \quad (4)$$

где  $\mathbf{D}_1$  и  $\mathbf{D}_2$  — векторы электрической индукции собственных волн;  $b_1$  и  $c_1$  — их амплитуды;  $\rho$  — их эллиптичность;  $\mathbf{e}_1$  и  $\mathbf{e}_2$  — орты вдоль направлений  $X$  и  $Y$  соответственно.

Тогда исходное эллиптически поляризованное излучение  $\mathbf{D} = a_1\mathbf{e}_1 + a_2\mathbf{e}_2 e^{i\delta}$ , эквивалентное волне, записанной в форме (1), распадается в кристалле на собственные волны

$$a_1\mathbf{e}_1 + a_2\mathbf{e}_2 e^{i\delta} = b_1(\mathbf{e}_1 + i\rho\mathbf{e}_2) + c_1(i\rho\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2). \quad (5)$$

Приравнивая члены при ортах  $\mathbf{e}_1$  и  $\mathbf{e}_2$ , получим систему двух уравнений с двумя неизвестными  $b_1$  и  $c_1$ . Определив их, получим

$$\mathbf{D}_1 = \frac{a_1 - i\rho a_2 e^{i\delta}}{1 + \rho^2}(\mathbf{e}_1 + i\rho\mathbf{e}_2), \quad \mathbf{D}_2 = \frac{a_2 e^{i\delta} - i\rho a_1}{1 + \rho^2}(i\rho\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2) \quad (6)$$

и после несложных преобразований

$$\begin{aligned} \mathbf{D}_1 &= \frac{1}{1 + \rho^2} \left\{ \mathbf{e}_1 \left[ (a_1 + \rho a_2 \sin \delta) - i\rho a_2 \cos \delta \right] + \mathbf{e}_2 \left[ \rho^2 a_2 \cos \delta + i\rho(a_1 + \rho a_2 \sin \delta) \right] \right\}, \\ \mathbf{D}_2 &= \frac{1}{1 + \rho^2} \left\{ \mathbf{e}_1 \left[ (\rho^2 a_1 - \rho a_2 \sin \delta) + i\rho a_2 \cos \delta \right] + \mathbf{e}_2 \left[ a_2 \cos \delta + i(a_2 \sin \delta - \rho a_1) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Интенсивности собственных мод пропорциональны  $D_1^2$  и  $D_2^2$

$$\begin{aligned} D_1^2 &= \frac{1}{1 + \rho^2} \left[ (a_1 + \rho a_2 \sin \delta)^2 + \rho^2 a_2^2 \cos^2 \delta \right], \\ D_2^2 &= \frac{1}{1 + \rho^2} \left[ (a_2 \sin \delta - \rho a_1)^2 + a_2^2 \cos^2 \delta \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

В частности, если исходное излучение линейно поляризовано ( $b = 0$ ), то из (3) имеем

$$a_1^2 = a^2 \cos^2 \psi, \quad a_2^2 = a^2 \sin^2 \psi, \quad \sin \delta = 0 \quad (9)$$

и на основании (8)

$$D_1^2 = \frac{I_0}{1 + \rho^2} [\rho^2 + \cos^2 \psi (1 - \rho^2)], \quad D_2^2 = \frac{I_0}{1 + \rho^2} [1 - (1 - \rho^2) \cos^2 \psi]. \quad (10)$$

Здесь  $I_0$  — нормированная интенсивность падающей волны

$$I_0 = a^2 + b^2 = a_1^2 + a_2^2. \quad (11)$$

Отметим, что при этом выполняется условие  $D_1^2 + D_2^2 = I_0$ .

Для исходного излучения с круговой поляризацией ( $a = b$ ) имеем  $a_1 = a_2 = a$ ,  $\sin \delta = 1$ ,

$$D_1^2 = \frac{I_0 (1 + \rho)^2}{2 (1 + \rho^2)}; \quad D_2^2 = \frac{I_0 (1 - \rho)^2}{2 (1 + \rho^2)}. \quad (12)$$

Здесь учтена нормировка (11).

Выражения (10) и (12) полностью совпадают с выражениями, полученными в [5], где рассмотрены частные случаи разложения линейно и циркулярно поляризованных волн на собственные эллиптические поляризованные волны.

Для исследования поляризационно независимой АО дифракции полезно рассмотреть еще один важный случай, когда ориентация полуосей эллипса поляризации совпадает с ориентацией полуосей собственных мод кристалла (случай  $\psi = 0$ ). Тогда из (3)  $a_1 = a$ ,  $a_2 = b$ ,  $\sin \delta = \pm 1$ . Последнее равенство отражает два возможных направления вращения вектора поляризации. Пусть эллиптичность поляризации падающего излучения равна  $\xi = b/a = a_2/a_1$ . Тогда на основании (8) с учетом нормировки (11) можно получить

$$D_1^2 = \frac{I_0 (1 \pm \rho \xi)^2}{(1 + \xi^2)(1 + \rho^2)}, \quad D_2^2 = \frac{I_0 (\rho \pm \xi)^2}{(1 + \xi^2)(1 + \rho^2)}, \quad (13)$$

где верхний знак описывает случай  $\sin \delta = 1$ , а нижний —  $\sin \delta = -1$ .

При  $\xi = \rho$  в первом случае получаем  $D_1^2 = 1$ ,  $D_2^2 = 0$ , т.е. все падающее излучение преобразуется только в одну собственную моду. Действительно, при этом параметры падающего излучения (ориентация большой полуоси эллипса, его эллиптичность и направление вращения вектора поляризации) полностью совпадают с аналогичными параметрами одной из собственных мод кристалла. Если один из вышеназванных параметров падающего излучения не совпадает с аналогичным параметром собственной волны кристалла, то падающее излучение распадается на две волны с интенсивностями  $D_1^2$  и  $D_2^2$ , которые находятся из (13). В частности, при  $\xi = \rho$  и  $\sin \delta = -1$  имеем

$$D_1^2 = I_0 \frac{(1 - \rho^2)^2}{(1 + \rho^2)^2}, \quad D_2^2 = I_0 \frac{4\rho^2}{(1 + \rho^2)^2}. \quad (14)$$

В общем случае, когда эллипс поляризации отраженной волны ориентирован произвольным образом, необходимо использовать (3) и (8).

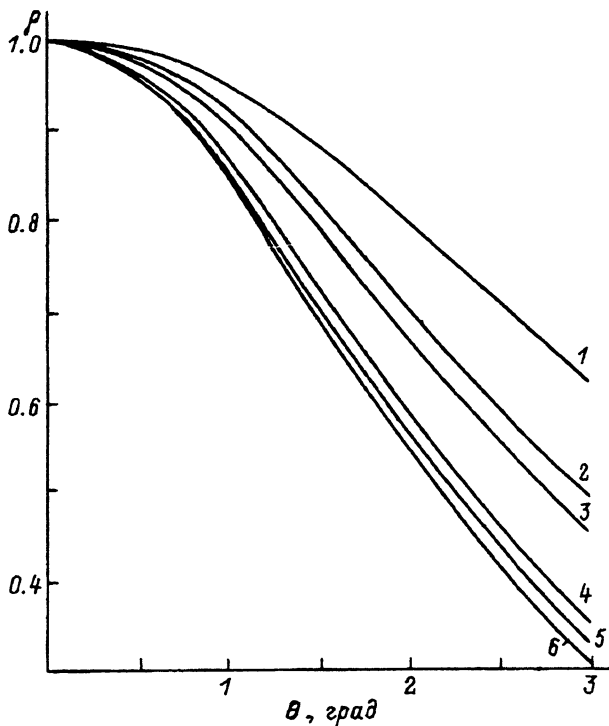


Рис. 2. Зависимость эллиптичности  $\rho$  от угла  $\Theta$ .

Если в качестве АО материала ячейки выбран одноосный гиротропный кристалл (например,  $\text{TeO}_2$ ), то эллиптичность собственных мод кристалла связана с углом  $\Theta$  между оптической осью кристалла  $OZ$  и направлением распространения света следующим соотношением:

$$\rho = \frac{1}{2G_{33}} \left[ \sqrt{\sin^4 \Theta \left( \frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2} - \sin^2 \Theta \left( \frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \right], \quad (15)$$

где  $n_0$  и  $n_e$  — главные показатели преломления кристалла в отсутствие гиротропии ( $G_{33} = 0$ ),  $G_{33}$  — компонента псевдотензора гирации [4].

На рис. 2 показаны зависимости  $\rho$  и  $\Theta$  для разных длин волн оптического излучения, распространяющегося в  $\text{TeO}_2$ . Кривые 1–6 соответствуют длинам волн 0.4, 0.488, 0.5145, 0.63, 0.8, 1.06 мкм соответственно.

Необходимо отметить, что оптическое излучение, падающее на кристалл под произвольным углом, распадается внутри кристалла на две собственные волны с разными, вообще говоря, эллиптичностью. Действительно, ввиду того что волны распространяются с разными скоростями, они будут преломляться внутри кристалла под разными углами и, следовательно, составлять разные углы с осью  $OZ$ . Кроме того, возможны ситуации, когда большие полуоси эллипсов поляризации будут не взаимоортогональными, а составят произвольный угол. Однако мы будем полагать эти отличия несущественными и примем, что их эллиптичности равны и эллипсы поляризаций ориентированы ортогонально друг другу.

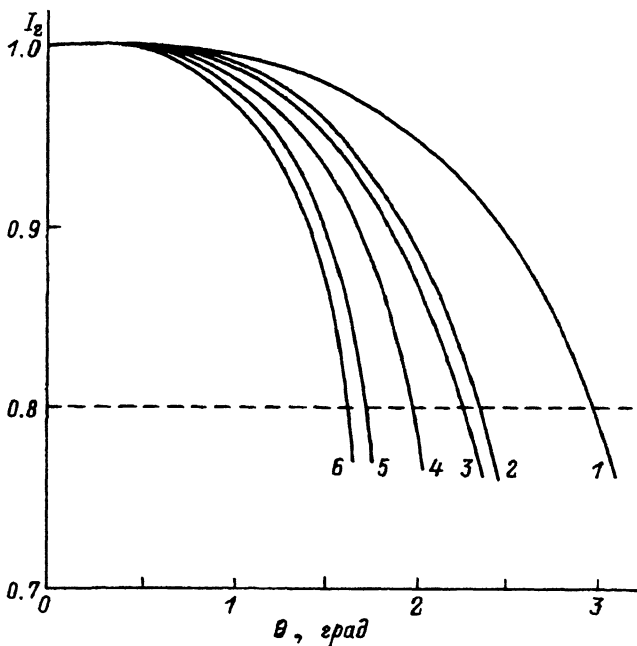


Рис. 3. Зависимость интенсивности собственной моды  $I_2$  от угла  $\Theta$ .

Для расчета интенсивностей собственных мод кристалла, на которые распадается отраженная волна, необходимо знать параметры последней (т.е.  $a$ ,  $b$  и  $\psi$  (рис. 1), а также направление вращения вектора  $\mathbf{D}$ ). Для дальнейших оценок ограничимся случаем, когда свет нормально отражается от лазерного зеркала, при этом эллиптичность отраженной от зеркала волны совпадает с эллиптичностью падающей на зеркало, а направление вращения вектора  $\mathbf{D}$  изменяется на обратное. Тогда интенсивности собственных мод находятся из (14). При  $\rho \approx 1$  наибольшую интенсивность приобретает волна  $\mathbf{D}_2$ . На рис. 3 показаны зависимости  $I_2 = D_2^2/I_0$  от угла  $\Theta$ , вычисленные на основании (14) с учетом (15) для света, распространяющегося в  $\text{TeO}_2$  для тех же длин волн, что и на рис. 2. Нумерация кривых соответствует нумерации рис. 2. Видно, что с ростом длины волны значение  $I_2$  падает с увеличением  $\Theta$ , а значит, будет уменьшаться и эффективность рассматриваемого вида двухпроходной дифракции.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Пусть линейно поляризованное излучение попадает в монокристалл  $\text{TeO}_2$  и распадается в нем на две собственные моды с эллиптическими поляризациями. Примем, что собственные моды распространяются под одним и тем же углом  $\Theta$  к оптической оси  $OZ$  кристалла. Пусть в том же кристалле ортогонально оси  $OZ$  распространяется акустическая волна  $q$ , величина которой обеспечивает брэгговский синхронизм с одной из собственных оптических мод. Примем, что эффективность дифракции равна 100%, т.е. эта волна полностью дифрагирует на звуке. Вторая собственная волна распространяется через кристалл без дифракции. После нормального отражения от внешнего зеркала эта волна сменит направление вращения вектора поляризации на противоположное, не поменяв при этом

ориентацию большой полуоси эллипса поляризации. Вследствие этого отраженная от зеркала волна, попадая вновь в кристалл, распадается в нем на две собственные эллиптические волны, интенсивности которых  $D_1^2$  и  $D_2^2$  вычисляются согласно (14) с учетом (15). Если собственные моды распространяются вблизи оптической оси кристалла, т.е.  $\rho \approx 1$ , то выполняется  $D_2^2 \gg D_1^2$ . В брэгговском синхронизме с  $\mathbf{q}$ , как нетрудно показать, окажется волна  $D_2$ . При 100%-ной эффективности дифракции волны  $D_2$  волна  $D_1$  представляет собой часть излучения, не взаимодействующая со звуковой волной. Для численных оценок зададимся величиной  $D_1^2/I_0 = 0.2$ . Тогда при 100%-ной эффективности дифракции доля дифрагированного излучения исходного линейно поляризованного света составит  $\sim 50\%$  при распространении света через кристалл в прямом направлении, а после отражения от зеркала (при распространении "назад") — 80% от оставшегося не продифрагированного за первый "проход" излучения. Иными словами, эффективность двойной дифракции при этом составляет 90%. Понятно, что условие  $D_1^2/I_0 = 0.2$  определяется значением угла  $\Theta$ . При  $\Theta \rightarrow 0$  имеем  $D_1^2/I_0 \rightarrow 0$ . На рис. 3 условие  $D_1^2/I_0 = 0.2$  отображено эквивалентным условием  $D_2^2/I_0 = 0.8$  (штриховая линия, параллельная оси  $\Theta$ ), откуда можно оценить диапазон изменения угла  $\Theta$ . В частности, для излучения  $\lambda = 1.06$  мкм (кривая 6) условие  $D_2^2/I_0 \geq 0.8$  ограничивает  $\Theta$  значением  $1.6^\circ$ ; для излучения  $\lambda = 0.4$  мкм (кривая 1) это изменение в два раза больше.

На рис. 4 приведены зависимости частоты звука, на котором происходит дифракция, от угла  $\Theta$ . В левом верхнем углу рисунка приведена векторная диаграмма АО взаимодействия. Падающее оптическое из-

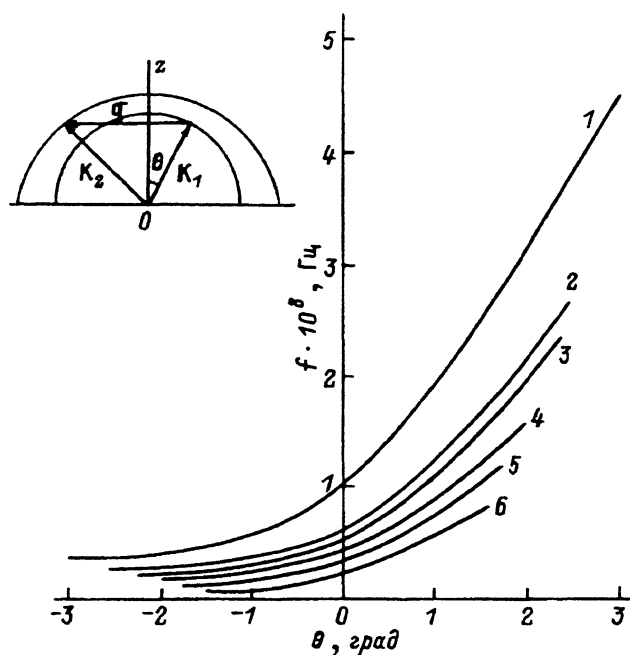


Рис. 4. Зависимость частоты звука  $f$  от угла  $\Theta$ .

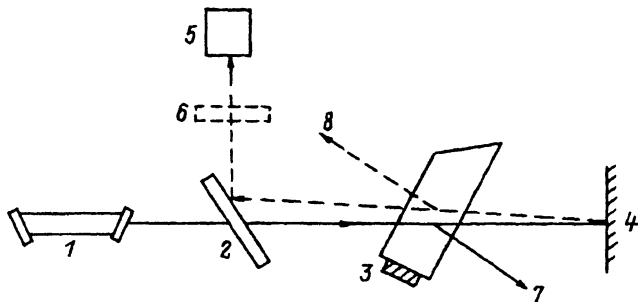


Рис. 5. Оптическая схема эксперимента.

лучение  $K_1$ , распространяющееся под углом  $\Theta$  к оптической оси кристалла  $OZ$ , дифрагирует на звуке  $q$  в направлении  $K_2$ . Для численного расчета частоты звука  $f = |q|v/2\pi$ , где  $v$  — скорость звука, здесь использовалась модель оптических индикатрис, полученная в [6,7]; звуковая волна распространяется в монокристалле  $TeO_2$  ортогонально его оптической оси. Кривые рассчитаны для тех же длин волн оптического излучения, что и на рис. 2,3, нумерация кривых также совпадает с нумерацией на этих рисунках. Каждая кривая на рис. 4 ограничена некоторым значением угла  $|\Theta| \leq \Theta_0$ , где  $\Theta_0$  — угол, при котором  $I_2 = 0.8$  в соответствии с принятым ограничением (штриховая линия на рис. 3). Угол  $\Theta_0$  определяет диапазон изменения частоты. В частности, для  $\lambda = 1.06$  мкм частота изменяется в пределах 5–90 МГц, для  $\lambda = 0.4$  мкм это изменение лежит в пределах 40–450 МГц. Другими словами, частота звука может изменяться на порядок и более. Это дает широкие возможности для использования предлагаемого вида АО модуляции.

Описанный вид дифракции проверялся экспериментально по методике, близкой методике [1]. Оптическое излучение, генерируемое лазером 1 (рис. 5), направлялось на светоделительную пластинку 2, проходило через АО модулятор 3, отражалось от “глухого” зеркала 4, вновь проходило через модулятор 3 и попадало на фотоприемник 5. Пространство между зеркалом 4 и задним зеркалом лазера 1, как уже упоминалось в начале работы, имитировало полость лазерного резонатора. Зеркало 4 было выбрано “глухим”, чтобы обеспечить равенство интенсивностей оптических лучей, пересекающих АО элемент 3 во встречных направлениях. Если в качестве источника 1 использовался лазер, генерирующий несколько линий (в нашем случае Ar лазер), то перед фотоприемником дополнительно устанавливался интерференционный фильтр 6 для выделения нужной лазерной линии. В отличие от методики [1] отраженное от зеркала 4 излучение направлялось не в строго обратном направлении, в область лазерного резонатора 1, а под некоторым малым углом (порядка угла лазерной расходимости, 3–5 мин). Это сделано для того, чтобы избежать нежелательных эффектов, обусловленных особенностями лазерных систем со связанными резонаторами (в нашем случае это система зеркал лазера 1 и зеркало 4). Выбранный угол отражения заведомо меньше расходимости звука в АО ячейке ( $\sim 25$  мин) и угол АО дифракции ( $\sim 1$ – $2^\circ$ ). В качестве источника 1 использовались He-Ne лазер ( $\lambda = 0.63$  мкм) и Ar лазер, генерирующий две яркие линии ( $\lambda_1 = 0.488$  мкм и  $\lambda_2 = 0.5145$  мкм).



В последнем случае использовался интерференционный фильтр. АО ячейка 3 была выполнена на базе монокристалла  $\text{TeO}_2$ , имевшем размер  $8 \times 8 \times 10$  мм вдоль направлений  $[001]$ ,  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$ . Пьезопреобразователь из  $\text{LiNbO}_3$  приклеивался к грани  $\{110\}$  кристалла и генерировал поперечную акустическую волну с направлением сдвига вдоль  $[1\bar{1}0]$ . Частота акустической волны  $f$  была выбрана 90 МГц, полоса звука 4 МГц. При распротранении звука часть исходного линейно поляризованного оптического излучения лазера 1 дифрагировала в направлении 7 (при "прямом" прохождении света через АО ячейку), а оставшееся излучение — в направлении 8 (при "обратном" прохождении). Путем тщательной угловой настройки АО ячейки и подбора мощности звука получали минимальный сигнал на фотоприемнике 5. Минимум сигнала составлял  $\sim 10\%$  от полного, регистрируемого фотоприемником в отсутствие акустической волны. Таким образом, эффективность двойной дифракции составила  $\sim 90\%$ . Это реализовывалось при подводимой к пьезопреобразователю электрической мощности 0.3–0.4 Вт. Эффективность дифракции практически не менялась при изменении поляризации излучения лазера 1 путем вращения лазера вокруг его оптической оси или при размещении фазовой пластинки перед ячейкой.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы: предложен новый способ АО поляризационно-нечувствительной модуляции лазерного излучения, основанный на изменении поляризации оптического излучения при отражении его от зеркала, а также на оптических свойствах гиротропных сред, являющихся основой АО ячейки; предложенная модуляция может быть реализована в широком диапазоне акустических частот (частота звука может изменяться на порядок) и эффективностью дифракции до  $\sim 90\%$ ; поляризационно-независимая АО дифракция реализована на трех длинах волн оптического излучения (0.63, 0.488 и 0.5145 мкм) на частоте звука 90 МГц с высокой эффективностью дифракции.

Предложенный вид АО модуляции может найти самое широкое применение для управления лазерным излучением с произвольной поляризацией.

#### Список литературы

- [1] Котов В.М., Шкердин Г.Н. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 6. С. 35–38.
- [2] Севастин А.С., Сычугов В.А., Тихомиров А.Е. // Квантовая электрон. 1994. Т. 21. № 3. С. 250–252.
- [3] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
- [4] Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 640 с.
- [5] Yano T., Watanabe A. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 3. P. 1243–1245.
- [6] Котов В.М. // Опт. и спектр. 1993. Т. 74. Вып. 2. С. 386–391.
- [7] Котов В.М. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 2. С. 167–170.