

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА**

УДК 535.51

**ПОВОРОТ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ СЛОЖЕНИЕМ ДВУХ
ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН,
УПРАВЛЯЕМЫХ ЗВУКОМ**

© 2024 г. В. М. Котов^{а,*}

^аИнститут радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова

Российской академии наук

Россия, 141195, Фрязино, Московская обл., пл. Введенского, 1

e-mail: vmk277@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 01.07.2024 г.

После доработки 19.09.2024 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

Предложен метод управляемого поворота плоскости поляризации линейно-поляризованного излучения, основанный на сложении двух взаимно ортогональных эллиптически поляризованных волн, параметры которых управляются звуковой волной в процессе акустооптической (АО) брэгговской дифракции. Теоретически показано, что угол поворота поляризации зависит от эллиптичности лучей и не зависит от длины волны света. Максимальный поворот поляризации определяется эллиптичностью складываемых волн и может достигать примерно 45°. Эксперименты по управлению поворотом поляризации оптического излучения с длиной волны 0.63 мкм, выполненные на основе АО-ячейки из кристалла парателлуриата, подтвердили основные теоретические выводы.

1. ВЕДЕНИЕ

Акустооптические (АО) ячейки позволяют управлять многими параметрами оптического излучения: его амплитудой, фазой, частотой, направлением распространения света и т. д. [1, 2]. В настоящее время разработка АО-ячеек развивается по двум направлениям – совершенствование старых, хорошо зарекомендовавших себя на практике АО-элементов, таких как дефлекторы [3–5],

модуляторы [6] и т.д., и создание принципиально новых устройств, например, сумматоров оптических лучей как с одинаковыми [7], так и с разными [8] длинами волн, измерителей энергогеометрических параметров лазерного излучения [9], измерителей распределения температуры микрообъектов [10], АО-элементов управления одновременно многими лучами [11], АО-линий задержки для измерения характеристик внешних воздействий [12], фильтрации пространственных частот двухцветного излучения [13] и т. д.

Среди всех АО-устройств особое место занимают устройства, в которых используется дифракция двух собственных мод кристалла на одной акустической волне. К таким устройствам относятся АО-расщепители [14], АО-модуляторы излучения с произвольной поляризацией [15, 16], анализаторы изображений [17] и др. В настоящей работе описывается еще одно применение АО-дифракции двух собственных мод кристалла на одной акустической волне, которое позволяет осуществлять контролируемое вращение плоскости поляризации линейно-поляризованного излучения посредством изменения частоты акустической волны. Эффект основан на сложении двух взаимно ортогональных эллиптически поляризованных волн, амплитуды и фазы которых контролируются частотой звуковой волны в процессе АО-взаимодействия. Это существенно расширяет круг задач, которые можно решать с привлечением АО-устройств. Подобные устройства востребованы, например, в лазерной доплеровской анемометрии, где эффективность рассеяния света существенно зависит от поляризации [18], в различных интерферометрах для получения максимально контрастной картины интерференции [19], в лазерных гироскопах и т. д.

2. ТЕОРИЯ

Определим сначала условия, при которых сложение двух взаимно ортогональных эллиптически поляризованных волн приводит к формированию линейно-поляризованной волны. Пусть складываемые волны распространяются вдоль некоторого направления z , а проекции векторов электрической индукции \mathbf{D}_1 и \mathbf{D}_2 на направления x и y , ортогональные друг другу и ортогональные z , определяются соотношениями [20]

$$D_{x1}=a_1\cos(\omega t+\delta_m), D_{y1}=a_2\sin(\omega t+\delta_m), \quad (1)$$

$$D_{x2}=b_1\sin(\omega t); D_{y2}=b_2\cos(\omega t).$$

Здесь D_{x1}, D_{y1} и D_{x2}, D_{y2} – проекции векторов \mathbf{D}_1 и \mathbf{D}_2 на направления x и y ; a_1, a_2 – амплитуды проекций 1-го эллипса; b_1, b_2 – амплитуды проекций 2-го эллипса; ω – циклическая частота, t – время; δ_m – разность фаз между колебаниями 1-го и 2-го эллипсов. Полагается, что $a_2/a_1 = b_1/b_2 = \rho$, где ρ – эллиптичность складываемых волн. Проекция суммарной волны на направление x задается формулой

$$D_{x1} + D_{x2} = a_1\cos(\omega t+\delta_m) + b_1\sin(\omega t) = T_1\cos(\omega t + \delta_1), \quad (2)$$

где

$$T_1 = \sqrt{(a_1 \cos \delta_m)^2 + (-a_1 \sin \delta_m + b_1)^2}, \quad (3)$$

$$\operatorname{tg} \delta_1 = \frac{a_1 \sin \delta_m - b_1}{a_1 \cos \delta_m}. \quad (4)$$

Аналогично находится суммарная волна вдоль направления y :

$$D_{y1} + D_{y2} = a_2\sin(\omega t+\delta_m) + b_2\cos(\omega t) = T_2\cos(\omega t + \delta_2). \quad (5)$$

Здесь

$$T_2 = \sqrt{(a_2 \cos \delta_m)^2 + (a_2 \sin \delta_m + b_2)^2}, \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} \delta_2 = -\frac{a_2 \cos \delta_m}{a_2 \sin \delta_m + b_2}. \quad (7)$$

Суммарный эллипс формируется как результат сложения двух гармонических колебаний, направленных по осям x и y . Полуоси a и b суммарного эллипса задаются формулами [20, 21]

$$a^2 = \frac{1}{2} \left(T_1^2 + T_2^2 + \sqrt{(T_1^2 + T_2^2) - 4T_1^2 T_2^2 \sin^2 \delta} \right), \quad (8)$$

$$b^2 = \frac{1}{2} \left(T_1^2 + T_2^2 - \sqrt{(T_1^2 + T_2^2) - 4T_1^2 T_2^2 \sin^2 \delta} \right). \quad (9)$$

Здесь a – большая полуось, b – малая полуось; $\delta = \delta_2 - \delta_1$. Угол ψ наклона большой полуоси связан с T_1, T_2 и δ соотношением [20]

$$\operatorname{tg} 2\psi = \frac{2T_1 T_2}{T_1^2 - T_2^2} \cos \delta. \quad (10).$$

Отметим, что в выражения (8)–(10) циклическая частота ω не входит, значит, полуоси a , b и фаза δ не зависят в явном виде от длины волны света λ .

Условие линейности поляризации суммарного эллипса определяется как равенство нулю малой полуоси эллипса: $b = 0$. При этом наклон вектора поляризации будет равен углу ψ . Выражение (9) при $b = 0$, $T_1 \neq 0$, $T_2 \neq 0$ приводит к соотношению $\sin \delta = 0$, т. е. $\delta = n\pi$, где n – целое число. Отсюда следует, что $\operatorname{tg} \delta = 0$. Используя соотношение $\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} (\delta_2 - \delta_1) = (\operatorname{tg} \delta_2 - \operatorname{tg} \delta_1) / (1 + \operatorname{tg} \delta_2 \operatorname{tg} \delta_1)$, получаем $\operatorname{tg} \delta_2 = \operatorname{tg} \delta_1$.

Тогда из формул (4) и (7) вытекает следующее соотношение:

$$\frac{a_1 \sin \delta_m - b_1}{a_1 \cos \delta_m} = - \frac{a_2 \cos \delta_m}{a_2 \sin \delta_m + b_2}, \quad (11)$$

откуда

$$\sin \delta_m = \frac{a_1 a_2 - b_1 b_2}{a_2 b_1 - a_1 b_2}. \quad (12)$$

Это уравнение определяет сдвиг фазы δ_m между складываемыми эллипсами в зависимости от амплитуд эллипсов a_1 , a_2 , b_1 , b_2 при условии, что суммарное излучение будет линейно-поляризованным.

Для практического применения полученных результатов свяжем амплитуды a_1 , a_2 , b_1 , b_2 дополнительными условиями. Положим, что амплитуда одного из эллипсов увеличивается, а другого – уменьшается, но таким образом, что суммарная интенсивность лучей остается неизменной. Для этого зададим амплитуды в следующем виде:

$$a_1 = A\sqrt{0.5(1+P)}, \quad a_2 = \rho A\sqrt{0.5(1+P)}, \quad b_1 = \rho A\sqrt{0.5(1-P)}, \quad b_2 = A\sqrt{0.5(1-P)}. \quad (13)$$

Здесь A – эффективная амплитуда лучей, ρ – эллиптичность, P – параметр, определяющий соотношение амплитуд. Полагается, что все параметры – положительные, при этом $\rho \leq 1$. При выборе амплитуд в форме (13) суммарная интенсивность складываемых лучей будет одной и той же при любых значениях P , а именно, она будет задаваться соотношением

$$a_1^2 + a_2^2 + b_1^2 + b_2^2 = A^2(1 + \rho^2).$$

После подстановки выражений (13) в формулу (12) получим

$$\sin \delta_m = -\frac{2\rho P}{(1-\rho^2)\sqrt{1-P^2}}. \quad (14)$$

На рис. 1 приведены зависимости изменения фазы δ_m от параметра P для разных величин ρ , равных 0.9, 0.8, 0.7, 0.6 и 0.5 (кривые 1–5 соответственно). Видно, что по мере уменьшения ρ наклон зависимостей δ_m от P становится менее крутым. Анализ показывает, что параметр P , увеличиваясь от нуля, не может превышать примерно $(1-\rho)$. В противном случае $\sin \delta_m \geq 1$.

Рис. 1. Зависимость изменения фазы δ_m от параметра P для величин эллиптичности 0.9, 0.8, 0.7, 0.6, 0.5, соответствующим кривым 1–5.

На рис. 2 приведены зависимости угла ψ наклона плоскости поляризации, вычисленные согласно формуле (10) при условии $\delta = 0$ и при выполнении соотношений (13), которые используются для вычисления T_1 и T_2 согласно выражениям (3) и (6). Здесь кривые 1–5 соответствуют тем же эллиптичностям, что и кривые на рис. 1. Видно, что здесь также наклон кривых уменьшается с уменьшением эллиптичности. Диапазон изменения угла ψ равен примерно 45° при $\rho = 0.9$ и примерно 30° при $\rho = 0.5$.

Рис. 2. Зависимость угла поворота ψ суммарного вектора поляризации от параметра P . Кривые 1–5 соответствуют тем же эллиптичностям, что и кривые на рис. 1.

Изменение амплитуд эллиптически поляризованных волн и изменение фазы между волнами можно осуществлять посредством брэгговской АО-дифракции.

На рис. 3 приведена векторная диаграмма АО-дифракции, которая предлагается для выполнения такой задачи. Предполагается, что дифракция происходит в одноосном гиротропном кристалле TeO_2 . Поверхности волновых векторов “необыкновенного” и “обыкновенного” лучей обозначены цифрами 1 и 2. На рисунке направление z совпадает с оптической осью кристалла, а x – направление,

ортогональное оптической оси. Оптическая грань S , на которую падает исходное оптическое излучение с волновым вектором \mathbf{K} , ориентирована под углом α к оси x . Излучение распадается в кристалле на две собственных эллиптически поляризованных волны \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_2 , принадлежащие волновым поверхностям 1 и 2 соответственно. В кристалле распространяется поперечная акустическая волна с волновым вектором \mathbf{q} , ориентированным под углом β к направлению x . Отметим, что вектор \mathbf{q} направлен практически по “касательной” к волновой поверхности 2, что обеспечивает наименьшее отклонение конца волнового вектора \mathbf{q} от волновой поверхности 2 при существенном изменении длины вектора \mathbf{q} (режим, аналогичный режиму работы АО-дефлектора [2]). Этот момент особенно важен, поскольку предполагается управление параметрами оптических волн в широких пределах изменения частоты звука. Для анализа эффекта поворота поляризации положим, что поляризация падающей волны \mathbf{K} совпадает с поляризацией волны \mathbf{K}_1 , т.е. все излучение внутри кристалла сконцентрировано в волне \mathbf{K}_1 . Эта волна в результате анизотропной АО-дифракции на акустической волне \mathbf{q} дифрагирует в направлении волны \mathbf{K}_3 , принадлежащей поверхности 2. В режиме перемодуляции все излучение, содержащееся в волне \mathbf{K}_3 , вновь возвращается в волну \mathbf{K}_1 , но часть излучения дифрагирует в волну \mathbf{K}_2 как результат изотропной дифракции. Дифракция в два близко расположенных порядка возможна, она осуществляется на “боковых” лепестках излучения акустического преобразователя [22]. Таким образом, в результате “обратной” дифракции формируются две собственные эллиптически поляризованные волны \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_2 , амплитуды которых меняются в зависимости от условий дифракции. Другими словами, происходит управляемая “перекачка” энергии из волны \mathbf{K}_1 в \mathbf{K}_2 . Отметим, что в данном случае изотропная дифракция рассматривается как важная составляющая формирования выходного оптического излучения. Эффективность изотропной дифракции в TeO_2 на “медленной” акустической волне, наблюдаемой в экспериментах, достаточно высока. Она всего в два раза меньше эффективности анизотропной дифракции [2]. Этого вполне достаточно, чтобы в нашем случае сформировать собственные волны \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_2 с соизмеримыми амплитудами.

Рис. 3. Векторная диаграмма АО-дифракции в одноосном гиротропном кристалле.

Сдвиг фаз между собственными волнами обусловлен природой АО-взаимодействия. В работах [23, 24] теоретически и экспериментально исследован фазовый сдвиг, вызванный звуковой волной. Там показано, что сдвиг фазы излучения, участвующего в дифракции, может достигать примерно 360° относительно фазы излучения, не дифрагировавшего на акустической волне. Строго говоря, в пучках, участвующих в АО-дифракции, сдвиг фазы присутствует всегда. Это следует из того факта, что амплитуды всех порядков, формирующихся в процессе АО-взаимодействия, – комплексные, что означает наличие фазового сдвига.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эффект поворота плоскости поляризации оптического излучения наблюдался в экспериментах, в которых поворот поляризации осуществлялся с помощью АО-ячейки из TeO_2 . Источником оптического излучения являлся He–Ne-лазер, генерирующий свет на длине волны 0.63 мкм. Размеры кристалла, из которого была изготовлена АО-ячейка, равнялись $1.3 \times 1.0 \times 1.5$ см³ вдоль кристаллографических осей $[110]$, $[1\bar{1}0]$ и $[001]$ соответственно, где $[001]$ – оптическая ось кристалла z , $[110]$ – направление x (рис. 3). Оптическая грань кристалла была “скошена” на угол $\alpha = 8.3^\circ$ относительно плоскости (001) , акустическая грань – на угол $\beta = 3.7^\circ$ относительно плоскости (110) . Акустическая волна генерировалась пьезопреобразователем, изготовленным из LiNbO_3 и приваренным к TeO_2 методом холодной сварки [25]. Размеры преобразователя – 0.3×0.3 см². Преобразователь генерировал поперечную акустическую волну в диапазоне частот 25–50 МГц. Скорость звука в кристалле равнялась $0.63 \cdot 10^5$ см/с.

На рис. 4 приведена фотография изготовленной АО-ячейки. Здесь 1 – СВЧ-вход, по которому на ячейку подается высокочастотный электрический сигнал; 2 – кристалл парателлурита TeO_2 , являющийся основным элементом ячейки; 3 – держатель кристалла; 4 – теплоотвод, расположенный со стороны пьезопреобразователя. Он необходим для отвода тепла от ячейки, поскольку ячейка работает в режиме перемодуляции, т.е. при повышенной электрической мощности, приводящей к нагреву ячейки. В экспериментах напряжение электрического

сигнала равнялось примерно 10 В, что соответствует примерно 1 Вт электрической мощности на нагрузке 50 Ом. Отметим, что теплоотвод обеспечивал стабильную работу ячейки в течение 2–3 часов.

Рис. 4. Фотография экспериментальной АО-ячейки.

Поворот плоскости поляризации осуществлялся путем изменения частоты сигнала, подаваемого на ячейку. Процесс измерения поворота плоскости поляризации заключался в следующем: изначально на АО-ячейку подавался сигнал частотой 36 МГц. При этом ячейка ориентировалась таким образом, чтобы на ее выходе формировалось излучение с максимально возможной интенсивностью и минимальной эллиптичностью. Эллиптичность излучения контролировалась поляризатором, расположенным на выходе ячейки. Интенсивность света измерялась фотоприемником, располагавшимся за поляризатором. При каждом значении частоты поляризатор ориентировался в положениях минимального и максимального пропускания света. Угол поворота определялся по положению минимального пропускания поляризатора, поскольку угловая ориентация поляризатора наиболее чувствительна к минимуму пропускания излучения. Эллиптичность волны определялась как отношение сигналов, измеренных в положениях минимального и максимального пропускания. Сигнал при максимальном пропускании равнялся примерно 600 мВ во всем диапазоне измерения частоты звука. В процессе измерений менялась только частота звука, при этом мощность генератора и ориентация АО-ячейки оставались неизменными. На рис. 5 приведены экспериментальные результаты для угла поворота ψ поляризации, определяемые по минимуму сигнала, отображенные в виде кружков, объединенных интерполяционной кривой (сплошная линия, левая шкала ординат), в зависимости от частоты звука f . На том же рисунке приведены значения эллиптичностей лучей в виде треугольников (правая шкала ординат). Штриховая кривая – интерполяция полученных результатов. Видно, что зависимость угла ψ от f , вообще говоря, не является линейной. Этот результат вполне ожидаем, поскольку, как показано в работе [24], зависимость сдвига фазы оптического луча от частоты звука в процессе АО-взаимодействия нелинейная. На зависимости ψ от f

можно выделить два участка с диапазонами частот 36–43 МГц и 45–50 МГц, на каждом из которых зависимости практически линейные. Их можно использовать на практике для линейного управления поворотом поляризации посредством изменения частоты звука. На рис. 5 видно, что эллиптичность выходных лучей не превышает значения 0.07. Это вполне приемлемо для многих задач, встречающихся на практике.

Рис. 5. Зависимость угла ψ поворота плоскости поляризации (сплошная кривая, левая шкала ординат) и эллиптичности ρ (штриховая кривая, правая шкала) от частоты f звуковой волны.

Необходимо добавить следующее: диапазон изменения угла ψ , полученный в результате теоретических расчетов, не превышает примерно 45° (см. рис. 2), в то время как аналогичный диапазон углов, полученный в экспериментах, достигает примерно 50° (рис. 5). Это несоответствие может быть объяснено тем, что при проведении экспериментов не выполнено условие строгой линейности выходной поляризации, а в области существования даже незначительной эллиптичности диапазон углов ψ может быть существенно превышен.

4. ВЫВОДЫ

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Предложен метод управляемого поворота плоскости поляризации линейно-поляризованного излучения, основанный на сложении двух взаимно ортогональных эллиптически поляризованных волн. Выявлено, что суммарное излучение будет линейно-поляризованным при выполнении условия (12).

2. Для управления амплитудами и фазами волн предложено использовать особенности брэгговской АО-дифракции – дифракцию на боковых “лепестках” излучения акустического преобразователя, а также сдвиг фаз оптических лучей, обусловленный природой АО-взаимодействия.

3. Эксперименты по управляемому изменению угла поворота плоскости поляризации оптического излучения с длиной волны 0.63 мкм, выполненные на основе АО-ячейки из кристалла парателлурита, подтвердили основные

теоретические выводы: получен поворот поляризации на угол около 50° при изменении частоты звука от 36 до 50 МГц. Эллиптичность выходного излучения не превысила величину 0.07.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках госзадания ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
№ 075-00395-24-03 .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Магдич Л.Н., Молчанов В.Я.* Акустооптические устройства и их применение
Москва: Сов. Радио, 1978.
2. *Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы
акустооптики. Москва: Радио и связь, 1985.
3. *Антонов С.Н.* // ПТЭ. 2019. №3. С.89.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219020174>
4. *Антонов С.Н.* // ПТЭ. 2019. №6. С. 82.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219060016>
5. *Антонов С.Н., Резвов Ю.Г.* // ПТЭ. 2021. № 5. С.100.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221040017>
6. *Антонов С.Н., Резвов Ю.Г.* // ПТЭ. 2021. № 5. С.105.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221050025>
7. *Антонов С.Н.* // ПТЭ. 2021. № 4. С. 51.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221030162>
8. *Котов В.М.* // ПТЭ. 2023. № 3. С. 61.
<https://doi.org/10.31857/S0032816223020222>
9. *Гасанов А.Р., Гасанов Р.А., Ахмедов Р.А., Агаев Э.А.* // ПТЭ. 2020. № 2. С.
109. <https://doi.org/10.31857/S0032816220020111>
10. *Мачихин А.С., Батшеев В.И. Зинин П.В., Шурыгин А.В., Хохлов Д.Д., Пожар
В.Э., Мартьянов П.С., Быков А.А., Боритко С.В., Троян И.А., Казаков В.А.* //
ПТЭ. 2017. № 3. С.100. <https://doi.org/10.7868/S0032816217020100>
11. *Антонов С.Н., Резвов Ю.Г.* // ПТЭ. 2020. № 6. С. 46.

- <https://doi.org/10.31857/S0032816220050262>
12. *Гасанов А.Р., Гасанов Р.А.* // ПТЭ. 2018. № 3. С.54.
<https://doi.org/10.7868/S0032816218030114>
 13. *Котов В.М., Воронко А.И.* // ПТЭ. 2021. № 4. С.54.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221040212>
 14. *Котов В.М.* // Автометрия. 1992. № 3. С.109.
 15. *Антонов С.Н.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. С. 84. <https://doi.org/10.1134/1.1809706>
 16. *Волошинов В.Б., Молчанов В.Я., Бабкина Т.М.* // ЖТФ. 2000. Т.70. № 9. С. 93.
<https://doi.org/10.1134/1.1318107>
 17. *Анчуткин В.С., Бельский А.Б., Волошинов В.Б., Юшков К.Б.* // Оптический журнал. 2009. Т.76. № 8. С. 29. <https://doi.org/10.1364/JOT.76.000473>
 18. *Клочков В.П., Козлов Л.Ф., Потыкевич И.В., Соскин М.С.* Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия. Справочник. Киев: Наукова думка, 1985.
 19. *Коронкевич В.П., Ханов В.А.* Современные лазерные интерферометры. Новосибирск: Наука, 1985.
 20. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. Москва: Наука, 1973.
 21. *Федоров Ф.И.* Оптика анизотропных сред. Москва: УРСС, 2004.
 22. *Котов В.М.* // Акустический журнал. 2016. Т. 62. № 5. С. 525.
<https://doi.org/10.7868/S0320791916040109>
 23. *Зильберман Г.Е., Купченко Л.Ф.* // Радиотехника и Электроника. 1977. Т. 22. № 8. С. 1551.
 24. *Антонов С.Н., Проклов В.В.* // ЖТФ. 1983. Т. 53. № 2. С. 306.
 25. *Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И., Нарвер В.Н., Розенштейн А.З., Солодовников Н.П., Шаповаленко К.Г.* Теория и практика современной акустооптики. Москва: Изд. дом МИСиС, 2015.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Зависимость изменения фазы δ_m от параметра P для величин эллиптичности 0.9, 0.8, 0.7, 0.6, 0.5, соответствующим кривым 1–5.

Рис. 2. Зависимость угла поворота ψ суммарного вектора поляризации от параметра P . Кривые 1–5 соответствуют тем же эллиптичностям, что и кривые на рис. 1.

Рис. 3. Векторная диаграмма АО-дифракции в одноосном гиротропном кристалле.

Рис. 4. Фотография экспериментальной АО-ячейки.

Рис. 5. Зависимость угла ψ поворота плоскости поляризации (сплошная кривая, левая шкала ординат) и эллиптичности ρ (штриховая кривая, правая шкала) от частоты f звуковой волны.

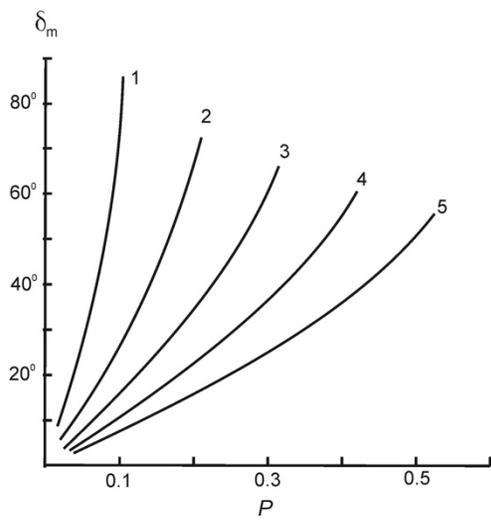


Рис.1.

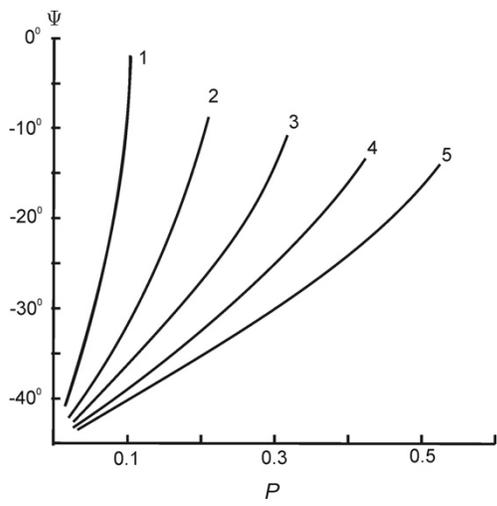


Рис.2.

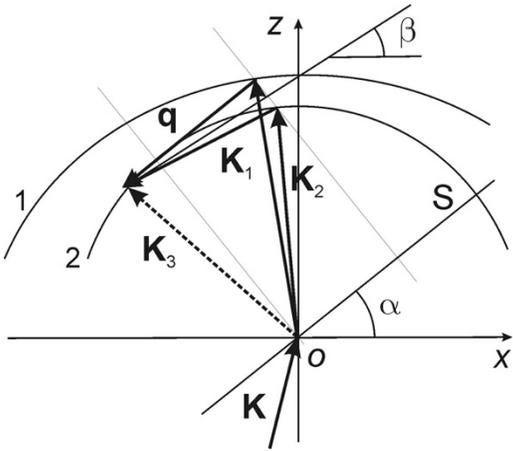


Рис.3.

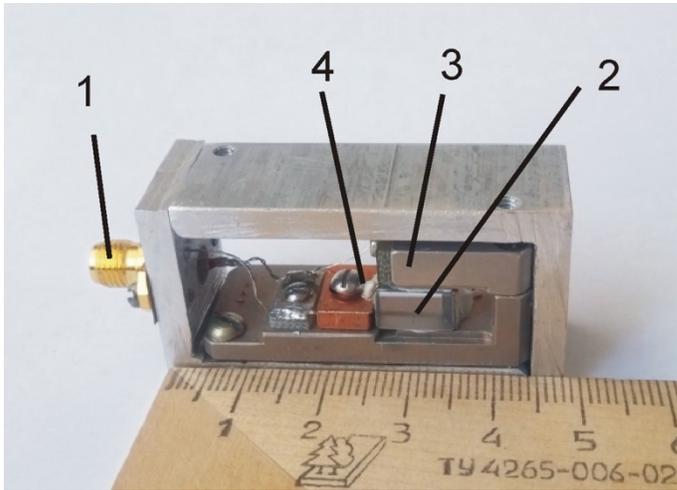


Рис. 4

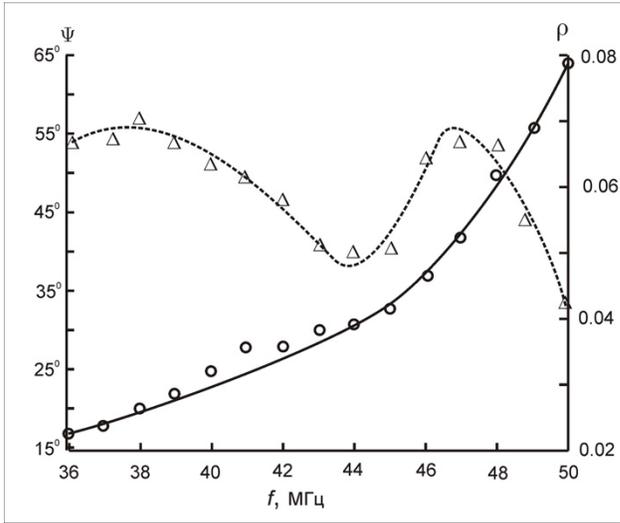


Рис. 5

Для переводчика:

~~ROTATION OF THE PLANE OF POLARIZATION OF OPTICAL RADIATION, CAUSED BY THE
ADDITION OF TWO ELLIPTICALLY POLARIZED WAVES CONTROLLED BY SOUND
V.M. Kotov~~

~~*Kotel'nikov' Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS,
Russia, 141195, Fryazino Moscow Region, Vvedenskogo sq., 1
e-mail: vmk277@ire216.msk.su~~

~~A method for controlled rotation of the plane of polarization of linearly polarized radiation is proposed, based on the addition of two mutually orthogonal elliptically polarized waves, the parameters of which are controlled by an acoustic wave in the process of acousto-optical (AO) Bragg diffraction. It has been shown theoretically that the angle of polarization rotation depends on the ellipticity of the beams and does not depend on the wavelength of the light. The maximum polarization rotation is determined by the ellipticity of the summed waves and can reach approximately 45°. Experiments on controlling the polarization rotation of optical radiation with a wavelength of 0.63 μm , performed on the basis of an AO cell made of a paratellurite crystal, confirmed the main theoretical conclusions.~~