

07;08;12

Анизотропный акустооптический модулятор неполяризованного света на медленной звуковой волне в кристалле парателлуриата

© С.Н. Антонов, В.И. Миргородский

Институт радиотехники и электроники РАН,
141196 Фрязино, Московская область, Россия
e-mail: olga-ant@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 22 апреля 2003 г.)

Найдена возможность и получены решения анизотропной Брэгговской дифракции для неполяризованного оптического излучения в кристалле TeO_2 на медленной акустической волне. Принцип основан на возбуждении в одном кристалле двух независимых акустических волн. Неполяризованное оптическое излучение в кристалле расщепляется на две собственные ортогонально поляризованные моды, которые и дифрагируют каждая на своем звуковом пучке. Произведен расчет и определены условия, когда существуют один угол падения и один угол дифракции для этих двух процессов дифракции. В зависимости от выбранных частот звука выходное дифрагированное излучение может быть либо строго одним неполяризованным лучом, либо двумя лучами несопадающих направлений и ортогональных поляризаций. Этим обеспечивается возможность высокой эффективности дифракции (вплоть до 100%) в кристалле TeO_2 для неполяризованного света. Экспериментально подтверждена верность теоретических расчетов, созданы модуляторы для управления мощным лазером на длине волны $1.06 \mu\text{m}$.

Монокристалл парателлуриата (TeO_2) в случае дифракции на так называемой медленной акустической волне является рекордсменом по широте практической применимости среди многообразия известных акустооптических (АО) материалов. Это связано не только с феноменально большой величиной АО качества M_2 , но и по комбинации оптических, акустических и технологических свойств. Однако высокая эффективность дифракции (вплоть до 100%) на медленной акустической волне реализуется только при анизотропной АО дифракции поляризованного света. В то же время излучение наиболее производительных промышленных твердотельных, волоконных лазеров (в частности, на длине волны $1.06 \mu\text{m}$), как правило, либо неполяризованное, либо случайно поляризованное.

Таким образом, решалась задача поиска АО решения, которое позволяло бы управлять (модулировать) неполяризованным оптическим излучением в условиях высокоэффективной дифракции на медленной акустической волне. Идея метода иллюстрируется с помощью векторных диаграмм на рис. 1. Пусть на кристалл под некоторым углом к оптической оси α падает неполяризованное оптическое излучение. В кристалле это излучение расщепляется на две собственные ортогональные поляризованные моды с векторами \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_2 , соответствующие индикатрисам кристалла: n_0 и n_e . И пусть существует одно направление β для дифрагированных лучей с векторами \mathbf{K}'_1 и \mathbf{K}'_2 . Связь падающих и дифрагированных оптических мод осуществляется двумя акустическими пучками с векторами \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 соответственно. Причем волновые вектора звуковых волн составляют углы γ_1 и γ_2 к кристаллографическому направлению $[110]$. В общем виде задача формулируется как поиск одновременного выполнения закона сохранения импульса для двух независимых процессов

дифракции

$$\mathbf{K}_1 + \mathbf{q}_1 = \mathbf{K}'_1, \quad (1)$$

$$\mathbf{K}_2 + \mathbf{q}_2 = \mathbf{K}'_2. \quad (2)$$

В численном виде были проведены расчеты углов падения и дифракции света в кристалле TeO_2 в зависимости от направления распространения звука и от его частоты. Индикатрисы показателей преломления аппроксимировались эллипсоидами вращения [1]

$$\frac{n_1^2(\theta) \cos^2 \theta}{n_0^2(1 + \delta)^2} + \frac{n_1^2(\theta) \sin^2 \theta}{n_e^2} = 1, \quad (3)$$

$$\frac{n_2^2(\theta) \cos^2 \theta}{n_0^2(1 - \delta)^2} + \frac{n_2^2(\theta) \sin^2 \theta}{n_e^2} = 1, \quad (4)$$

где $n_1(\theta)$ — показатель преломления необыкновенного луча, $n_2(\theta)$ — показатель преломления обыкновенного

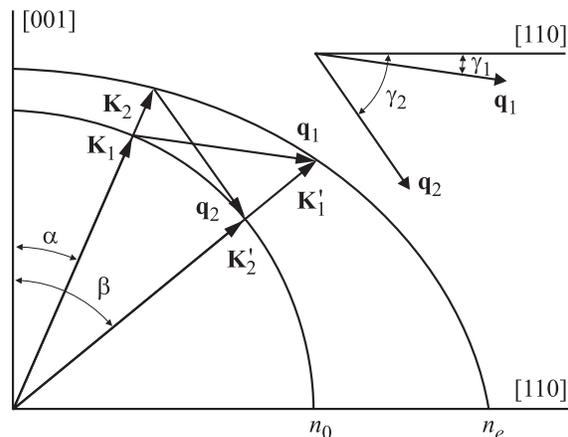


Рис. 1. Векторная диаграмма взаимодействия двух собственных оптических мод на двух акустических волнах и углы наклона этих волн относительно оси $[110]$.

луча, θ — угол по отношению к оптической оси, $\delta = \lambda_0 \rho / 2\pi n_0$ — коэффициент расщепления, ρ — удельное вращение поляризации света (рад/мм), λ_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 ($b = 4.895$); φ — угол отклонения направления фазовой скорости звука от нормали к оптической оси; v_0 — скорость звука, распространяющегося перпендикулярно оптической оси кристалла ($v_0 = 0.617 \cdot 10^6 \text{ mm/s}$).

Поиск решения данной задачи проводился для нескольких практически значимых комбинаций углов γ_1 и γ_2 ; о выборе величин этих углов и ограничениях на этот выбор остановимся более подробно ниже. Иллюстрацию метода проведем для практически реализованной ситуации, когда $\gamma_1 = 4^\circ$ и $\gamma_2 = 7^\circ$. Рис. 2 показывает зависимость углов падения ортогонально поляризованных собственных мод кристалла α_1 и α_2 от частоты звуковой волны и соответственно углов дифракции β_1 и β_2 . Отметим, что зависимости для углов α_1 и β_1 соответствуют процессу дифракции по уравнению (1), а α_2 и β_2 — по уравнению (2). Углы отсчитывались от оптической оси, а их значения приведены в кристалле. Обозначим существенные для нас точки на графике. Точка А — частоты обеих звуковых волн (вектора \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2) равны и углы падения соответствующих ортогонально поляризованных мод строго равны, однако направление распространения дифрагированных лучей не совпадает. Точкам В и С соответствует строгое равенство углов дифракции для обеих оптических мод. Однако для достижения этого равенства частоту звуковой волны с волновым вектором \mathbf{q}_2 следует перестроить на некоторую величину (в этом конкретном случае на 1.326 МГц). Рис. 3 показывает окрестность точек А и D в увеличенном виде. Здесь видно, что данная перестройка частоты звуковой волны с вектором \mathbf{q}_2 привела к изменению угла падения, соответствующего точному выполнению Брэгговского синхронизма, — точка D'. Следовательно, при фиксированном угле падения и измененной частоте для данной оптической моды появляется расстройка Брэгговского синхронизма на величину, равную разности ординат точек D' и D, что для нашего случая составляет величину около 0.2 mrad. Столь небольшая величина появляющейся расстройки практически перекрывается реальной расходимостью звуковой волны и не приводит к уменьшению эффективности дифракции. Так, для этой частоты при ширине пьезопреобразователя 10 мм расходимость звуковой волны составляет около 2 mrad. Заметим, что именно слабая зависимость угла падения от частоты звука и позволяет использовать этот режим АО дифракции для создания так называемых косоугольных анизотропных дефлекторов на основе кристаллов TeO_2 [1,2]. Основой этих дефлекторов и

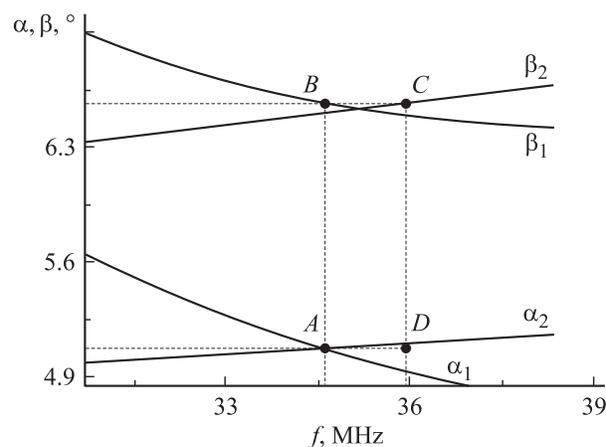


Рис. 2. Зависимость углов падения ортогонально поляризованных собственных оптических мод кристалла и углов дифракции от частот звуковых волн.

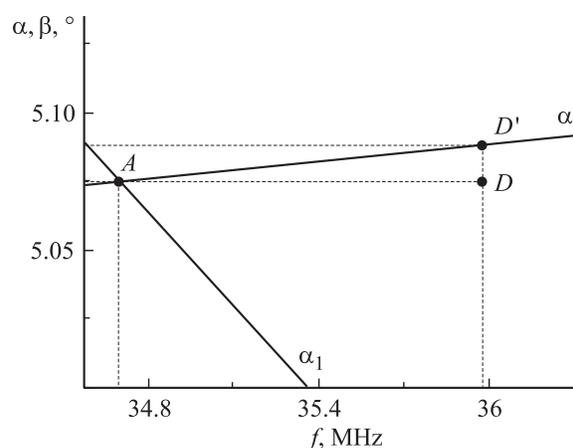


Рис. 3. Увеличенный вид окрестностей точек А и D, показанных на рис. 2.

является возможность существенной перестройки частоты звука, а следовательно, и угла дифракции при практически неизменной эффективности дифракции.

Таким образом, видно, что возможно высокоэффективное управление (модуляция) неполяризованным излучением двумя акустическими пучками в одном кристалле TeO_2 . Однако необходимо отметить следующую особенность такого способа модуляции света. При управлении строго неполяризованным светом, когда отсутствует какое-либо преимущественное состояние поляризации оптического пучка, собственные моды кристалла являются некогерентными и при их суммировании на выходе кристалла в результате дифракции свет также будет строго неполяризованным. Если же подать на кристалл поляризованное излучение произвольной ориентации, то собственные моды кристалла будут когерентными. Поскольку дифракция происходит на двух звуковых волнах различных частот, суммирование этих когерентных, но сдвинутых (каждая на свою частоту) световых волн, приведет к временной модуляции состояния поляризации выходного света. Для большинства практических задач

это не имеет значения. Однако в общем случае это учитывать необходимо.

Для более полного расчета возможных вариантов исполнения такого модулятора остановимся на практических ограничениях при выборе углов распространения звуковых волн, углов γ_1 и γ_2 . Первое связано с тем, что медленная акустическая волна, распространяясь вблизи оси [110], характеризуется большой величиной акустической анизотропии. Следовательно, небольшое уклонение фазового фронта звуковой волны (плоскости пьезопреобразователя) от этой оси на угол γ приводит к значительному отклонению энергетического вектора на угол φ . Для дифракционной плоскости, в которой собственно и наклоняются в нашем случае преобразователи, отношение φ/γ примерно равно 10 (при γ менее 7°). Следовательно, большая величина γ практически неприемлема, так как требует использования больших размеров кристалла. Второе ограничение связано с минимально возможным углом γ по следующей причине. Кристалл TeO_2 является оптически активным, величина которого максимальна вдоль оптической оси и резко падает при уходе от нее. Как показано в работе [3], при углах γ менее 4° , для использованных нами режимов АО взаимодействия, собственные моды кристалла становятся эллиптически поляризованными, причем степень эллиптичности есть функция угла γ . Понятно, что при этом две собственные оптические моды, являющиеся результатом дифракции на звуковых пучках с различными углами γ , уже не будут строго ортогонально поляризованными, а именно на этой ортогональности и основан предлагаемый принцип. Помимо этого, существуют ограничения, связанные с частотным диапазоном, который определяется выбором углов γ_1 и γ_2 . Практически, по-видимому, наиболее оптимальный диапазон для углов γ_1 и γ_2 находится от 4 до 7° .

В таблице приведены расчетные данные для узловых точек A , B , C , D и D' для нескольких комбинаций углов γ_1 и γ_2 . Верхнее значение для каждой узловой точки есть ее частота, а нижнее — величина угла. Видно, что в данном диапазоне углов γ_1 и γ_2 можно реализовать модулятор с частотами звуковых волн от 24 до 50 МГц.

На рис. 4 показана схема изготовленного кристалла TeO_2 . Здесь „звуковые“ торцы кристалла I при оптической обработке были наклонены таким обра-

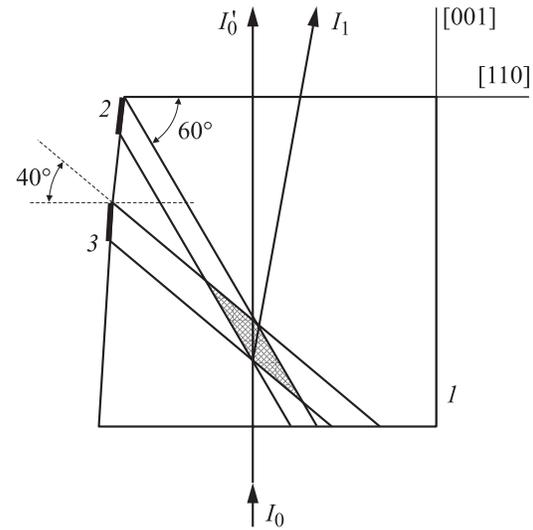


Рис. 4. Схема изготовленного кристалла TeO_2 . I_0 — падающий оптический луч, I_0' — нулевой порядок дифракции, I_1 — дифрагированный луч.

зом, что плоскость пьезопреобразователя 2 составила с осью [110] угол 7° , а преобразователя 3 угол 4° . При этом эффект акустической анизотропии приводит к уклонению энергетических пучков звуковых волн на углы примерно 60 и 40° относительно направления [110] соответственно для каждого пучка. Существенно, что такая геометрия позволяет реализовать ситуацию, когда существует область, в которой звуковые пучки двух пьезопреобразователей пересекаются. При АО взаимодействии именно в этой зоне будет отсутствовать пространственный параллакс между двумя лучами на выходе кристалла. Иными словами, выходные ортогонально поляризованные лучи будут совмещены не только в угловом, но и в координатном пространстве, что, безусловно, важно для практического использования.

Эксперименты подтвердили верность теоретических расчетов. Было изготовлено несколько „сигнальных“ образцов АО модуляторов по рис. 4. Рассчитанные частоты звуковых волн отличались от тех, которые необходимо было устанавливать для равенства углов дифракции на том или ином экземпляре кристалла не более чем на $\pm 10\%$, что, очевидно, связано с технологическим разбросом ориентации „звуковых“ граней кристаллов при их оптическом изготовлении. Модуляторы использовались для управления излучением мощного (25 W) непрерывного неполяризованного волоконного лазера с длиной волны $1.06 \mu\text{m}$. Реально достигнутые суммарные эффективности дифракции составили не менее $85\text{--}90\%$.

Список литературы

- [1] Warner A.W., White D.L., Bonner W.A. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. N 11. P. 4489–4495.
- [2] Семенов В.П. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 10. С. 2090–2095.
- [3] Брыжжина М.Ф., Есаян С.Х. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 9. С. 1937–1943.

$\gamma_2, \gamma_1, ^\circ$	A, MHz; deg	B, MHz; deg	C, MHz; deg	D, MHz; deg	D', MHz; deg
4, 3	49.973, 2.616	49.973, 4.836	50.702, 4.836	50.702, 2.616	50.702, 2.606
5, 3	29.755, 3.591	29.755, 4.913	30.404, 4.913	30.404, 3.591	30.404, 3.593
6, 3	24.039, 4.236	24.039, 5.304	24.679, 5.304	24.679, 4.236	24.679, 4.249
6, 4	44.235, 4.348	44.235, 6.292	45.666, 6.292	45.666, 4.348	45.666, 4.341
7, 4	34.655, 5.075	34.655, 6.597	35.981, 6.597	35.981, 5.075	35.981, 5.0869