

08

Близкое к обратному отражение упругих волн в акустооптическом кристалле парателлурита

© В.Б. Волошинов, О.Ю. Макаров, Н.В. Поликарпова

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

E-mail: volosh@osc162.phys.msu.su

Поступило в Редакцию 23 ноября 2004 г.

Экспериментально исследованы некоторые закономерности распространения и отражения акустических волн в плоскости ХУ кристаллов парателлурита. Реализовано необычное отражение акустических волн „назад“ от боковой грани кристалла при скользящем падении звука на границу между кристаллом и вакуумом. Получено хорошее совпадение экспериментальных результатов с теоретическими.

Акустооптическое взаимодействие активно используется в науке и технике для управления оптическими лучами. Достоинством акустооптических методов управления светом являются эффективность и быстродействие, а также широкие функциональные возможности [1–4]. В последние годы акустооптические приборы находят широкое применение в новых интенсивно развивающихся областях науки и техники, таких, как телекоммуникационные системы связи, системы спектральной фильтрации изображений для визуализации структуры и распознавания объектов и др. [3–4]. Потребности практики стимулировали создание новых типов акустооптических приборов, например акустооптических перестраиваемых фильтров, специально адаптированных для их оптимального применения. Так, для телекоммуникационных задач спектрального разделения каналов были созданы узкополосные акустооптические фильтры, использующие близкую к коллинеарной геометрию акустооптического взаимодействия в двулучепреломляющем кристалле [5–9]. При реализации квазиколлинеарной дифракции и создании квазиколлинеарных фильтров используется акустическая анизотропия материала. При этом возникают определенные сложности при введении светового пучка в звуковой и совмещении этих пучков в звукопроводе. Это приводит к необходимости использования отражения звуковой волны от граней

кристалла [6,8,9]. Такое отражение в анизотропном материале может происходить весьма необычным образом.

Традиционно в коллинеарных акустооптических фильтрах находят применение такие материалы, как кварц, ниобат лития, парателлурит (TeO_2), молибдат кальция и др. Однако новые задачи потребовали расширения круга применяемых материалов. Например, повышенный интерес представляют эффективные в инфракрасном диапазоне акустооптические материалы: каломель, теллур и др. [3–5]. Из традиционных акустооптических материалов в акустооптике очень широко используется парателлурит. Следует отметить, что перечисленные, а также и другие известные акустооптические материалы (Hg_2Br_2 , Hg_2I_2) характеризуются сильной анизотропией физических свойств. При этом сложные и интересные с практической точки зрения акустооптические явления происходят при распространении акустических и электромагнитных волн именно в сильно анизотропных твердых телах [10–12].

В акустооптике понятие „анизотропия“ распространялось лишь на оптическую анизотропию материала, в то время как анизотропия акустических свойств и связанные с ней особенности акустооптического взаимодействия во внимание принимались не достаточно полно [1–4]. Такой подход является не оправданным, так как в новых акустооптических материалах акустической анизотропией в силу ее значительной величины пренебрегать нельзя. Из теории упругости известно, что акустическая анизотропия среды проявляется, например, в том, что групповая и фазовая скорости звука направлены под углом друг к другу [1]. В кристаллических соединениях ртути и теллура эти углы достигают величины $60\text{--}70^\circ$ и более [8,9,11,12]. При этом акустическая анизотропия не только характеризуется различными направлениями фазовой и групповой скоростей звука в кристалле, но и может явиться причиной весьма необычных явлений, возникающих при отражении звуковой волны от граней кристалла.

Целью данной работы является исследование некоторых закономерностей распространения и отражения акустических волн в кристаллах парателлурита, которые характеризуются необычным характером распространения отраженных волн [10]. Можно ожидать, что исследование случаев отражения звуковых волн в акустически анизотропной среде позволит найти такие геометрии акустооптического взаимодействия, которые окажутся эффективными при создании приборов нового типа [5–9].

Для анализа особенностей распространения звуковых волн в кристаллах парателлуриита были выбраны образцы TeO_2 , вырезанные в форме прямоугольного параллелепипеда, ориентированного под углом α к осям X и Y . Исследования проводились для среза кристалла, при котором падающая и отраженная звуковые волны находились в плоскости XU . Направления фазовых и групповых скоростей показаны на рис. 1, там же показана ориентация кристалла относительно кристаллографических осей X и Y . Очевидно, что ось Z направлена перпендикулярно плоскости рисунка.

Квазипродольная акустическая волна (1) излучается в парателлурит пьезоэлектрическим преобразователем из ниобата лития, прикрепленным к грани (А) кристалла. Акустическая анизотропия кристалла парателлуриита проявляется в том, что волна 1 имеет фазовую скорость, нормальную к грани А, и групповую скорость, составляющую с фазовой углом акустического „сноса“ ψ_1 . Следует отметить, что при используемой ориентации кристаллов парателлуриита пьезопреобразователь излучает еще одну волну, однако ее групповая скорость направлена в сторону грани, противоположащей грани В. В отражении эта волна не участвует, поэтому на схеме (рис. 1) она не показана. Очевидно, что при отражении волны 1 от грани В кристалла возникают две отраженные волны 2 и 3. При этом для волны 2 угол между групповой V_{g2} и фазовой V_{p2} скоростями звука равен ψ_2 , а для волны 3 угол между V_{g3} и V_{p3} соответственно равен ψ_3 . Анализ показал, что угол γ между потоками энергии отраженной акустической волны 3 и падающей волны 1 может принимать весьма малые значения, поэтому и удастся реализовать неожиданное отражение волны 1 „назад“, как это и показано на рис. 1.

Экспериментальное исследование отраженных акустических волн осуществлялось акустооптическим методом визуализации ультразвука, при котором кристалл освещался широким коллимированным лучом света. Методику экспериментальных исследований иллюстрирует рис. 2. Эксперимент проводился на кристалле парателлуриита, когда звук распространялся в плоскости XU . Геометрические размеры кристалла были равны $1.8 \times 1.8 \times 0.7$ см, причем ось Z была направлена вдоль меньшего размера образца. На одну из боковых граней методом холодной индиевой вакуумной сварки был присоединен пьезопреобразователь из ниобата лития $Y + 36^\circ$ среза. Место расположения пьезопреобразователя показано на рис. 2 стрелкой. Кристалл TeO_2 был вырезан таким образом, что плоскость пьезопреобразователя была направлена

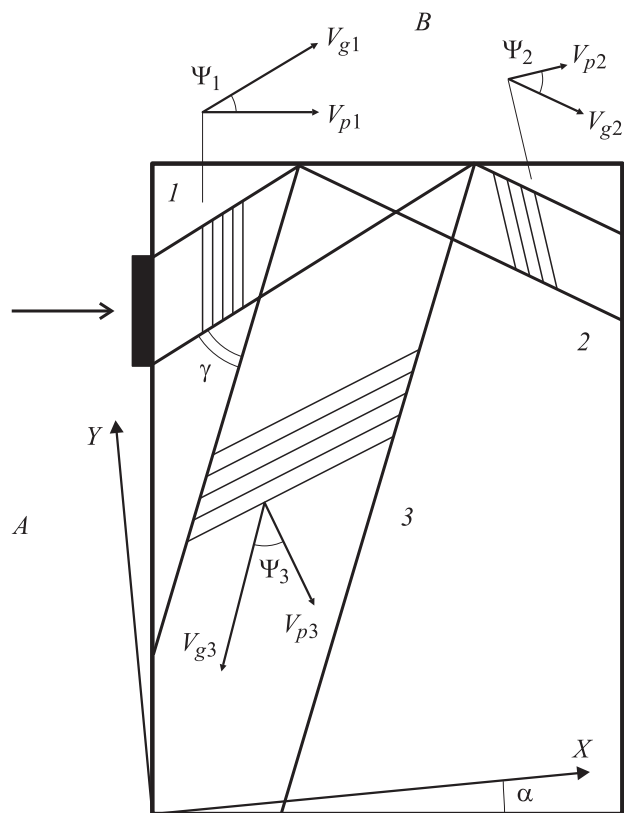


Рис. 1. Схема отражения звуковых волн в кристалле парателлурига.

под углом $\alpha = 5^\circ$ к оси X . Преобразователь возбуждал в основном продольную компоненту акустических волн. Рабочая полоса частот пьезопреобразователя составила $f = 60\text{--}100$ МГц. Коллимированный пучок лазера с длиной волны $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$ направлялся в кристалл под углом θ_B приблизительно вдоль оси Z материала.

На рис. 2 представлена фотография картины, наблюдаемой на выходе света из кристалла, а также поясняющий фотографию рисунок. Слева на рис. 2, *a* показан кристалл TeO_2 , а справа — дифракционная картина в первом порядке дифракции. Так как поток энергии звука

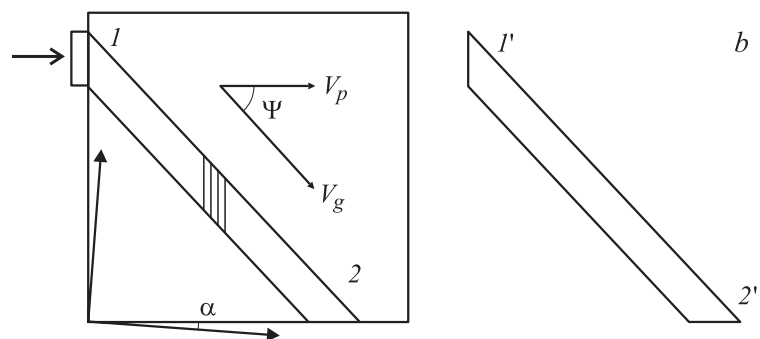
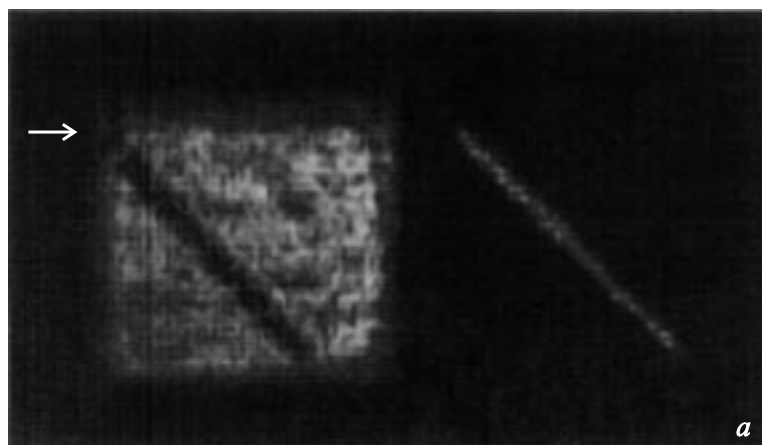


Рис. 2. Визуализация звуковой волны в кристалле TeO_2 .

распространяется под углом ψ к акустическому волновому фронту, то в дифрагированном свете видна наклонная световая полоска, повторяющая ориентацию и форму звукового столба в кристалле. На фотографии (рис. 2, *a*) видно, что проходящий через кристалл свет действительно дифрагирует на наклонном звуковом столбе в $+1$ дифракционный порядок. При этом точке 1 звукового столба соответствует точка $1'$ дифрагированного изображения, точке 2 — соответственно точка $2'$, что следует из рис. 2, *b*.

Известно, что угол Брэгга при изотропной дифракции обратно пропорционален фазовой скорости акустической волны [1–4]

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda f}{2nV}. \quad (1)$$

В акустооптике угол дифракции θ_d обратно пропорционален фазовой скорости ультразвука $\theta_d \sim 1/V$, так как $\theta_d = \theta_i$. Поэтому по углу отклонения света, пользуясь формулой (1), можно весьма точно определить значение фазовой скорости звука V_p в кристалле [1–4]. Угол акустического сноса ψ определяется при анализе дифракционной картины.

Экспериментальное значение угла сноса ψ между фазовой V_p и групповой V_g скоростями звука определялось непосредственно из вида дифракционной картины и составило $\psi = 47 \pm 2^\circ$, что хорошо согласуется с расчетными данными $\psi = 46^\circ$. Абсолютное значение фазовой скорости V_p определялось по экспериментально измеренной величине брэгговского угла отклонения и оказалось равным $V_p = 3.4 \cdot 10^5 \text{ cm/s} \pm 1\%$, что также хорошо согласуется с расчетами $V_p = 3.45 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$. Таким образом, акустооптические измерения позволили определить значение фазовой скорости V_p и угла сноса акустической энергии ψ в кристалле.

Основные закономерности обратного отражения акустических волн в монокристаллах парателлуриата иллюстрирует рис. 3. Эксперимент проводился в плоскости XU кристаллов. Размеры акустооптической ячейки на рис. 3 составили $1.8 \times 1.2 \times 0.7 \text{ mm}$. На боковую грань присоединен пьезопреобразователь из ниобата лития, отмеченный на рис. 3 стрелкой. Кристалл был вырезан таким образом, что плоскость пьезопреобразователя была направлена под углом 5° от оси X . Рабочая полоса частот пьезопреобразователя составила величину $f = 120\text{--}180 \text{ MHz}$. Излучение лазера с длиной волны $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ коллимировалось телескопом и направлялось в виде широкого луча света вдоль оси Z материала. Методика эксперимента была аналогична представленной выше (рис. 2).

Из-за того что поляризация собственных колебаний акустических мод в выбранном срезе TeO_2 не совпадает с перпендикуляром к плоскости пьезопреобразователя, пьезопреобразователь одновременно возбуждал в парателлуриате как медленную, так и быструю акустическую волны, различимые на фотографии (рис. 3, *a*) и обозначенные на поясняющем рисунке (рис. 3, *b*) цифрами 1 и 2. Волна 1 имеет меньшую фа-

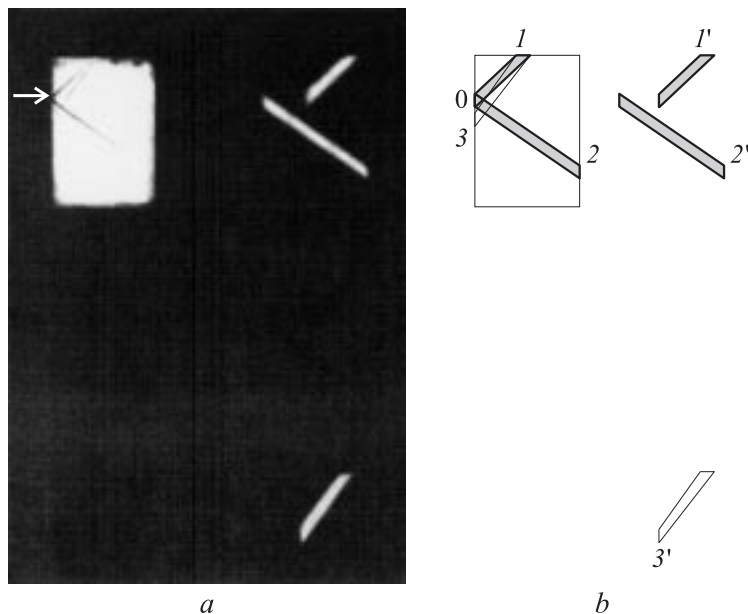


Рис. 3. Визуализация отражения акустических волн в кристалле парателлурифта.

зовую скорость по сравнению с фазовой скоростью волны 2. Из экспериментальных измерений брэгговских углов отклонения звуковых волн I и 2 по формуле (1) получены значения фазовых скоростей этих волн $V_{p1} = 2.89 \cdot 10^5 \text{ cm/s} \pm 1\%$ и $V_{p2} = 3.44 \cdot 10^5 \text{ cm/s} \pm 1\%$, что совпадает с теоретическими данными $V_{p1} = 2.88 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ и $V_{p2} = 3.45 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$. Из вида дифракционной картины (рис. 3, a) также были определены значения углов сноса: для волны I $\psi_1 = 47 \pm 2^\circ$ и для волны 2 — $\psi_2 = 35 \pm 2^\circ$. Экспериментально измеренные величины углов сноса для обеих акустических волн хорошо соответствуют расчетным значениям $\psi_1 = 46^\circ$ и $\psi_2 = 35^\circ$.

Как видно из рис. 3, волна I падает на верхнюю грань кристалла парателлурифта. При этом в соответствии с рис. 1 рождаются две отраженные акустические волны. Оказалось, что интенсивность одной из этих волн крайне мала по сравнению с другой (соотношение около 100:1), поэтому дифракция света на этой волне неэффективна. Эта волна была зарегистрирована в эксперименте, однако она не видна на

фотографии (рис. 3, *a*) из-за слабой яркости картины и не показана на поясняющем рисунке (рис. 3, *b*). Более мощная отраженная волна дает эффективную дифракцию, она видна на фотографии в нижнем правом углу и обозначена на поясняющей схеме (рис. 3, *b*) как волна 3. Величина фазовой скорости V_{p3} этой волны значительно отличается от значений скоростей V_{p1} и V_{p2} , что приводит к значительному отличию брэгговского угла для данных волн, и, как следствие, наблюдаемое дифракционное поле, порождаемое волной 3, расположено относительно кристалла на большем расстоянии, чем дифракционное поле волн 1 и 2. Это хорошо видно на рис. 3. По значению брэгговского угла отклонения для волны 3, полученному из эксперимента, была определена фазовая скорость отраженного звука $V_{p3} = 1.52 \cdot 10^5 \text{ cm/s} \pm 1\%$, что практически совпадает с величиной, полученной теоретически. Также из фотографии удалось определить угол пространственного разделения γ между групповыми скоростями V_{g1} и V_{g3} звуковых волн 1 и 3. Этот угол оказался равен $\gamma = 7^\circ$ при теоретическом значении $\gamma = 7.2^\circ$. Столь малое значение угла γ доказывает нетипичный „обратный“ характер распространения отраженной волны в кристалле.

Таким образом, потоки энергии отраженных акустических волн в кристалле парателлурита могут распространяться вдоль направлений, которые нельзя указать заранее, а следует определять, используя поверхность акустических медленностей материала [1,6–10]. Это обстоятельство необходимо принимать во внимание при реализации акустических отражений в акустооптических ячейках [8,9]. Новые модели акустооптических устройств на парателлурите могут в ближайшее время быть созданы с учетом необычного распространения и отражения акустических волн в кристалле [9]. Например, отражение звука от боковой грани кристалла целесообразно применять в квазилинейных акустооптических фильтрах для решения задачи ввода оптического излучения в звуковой столб. Исследования особенностей отражения акустической волны от граней кристалла позволяют также вывести паразитные отраженные звуковые волны из зоны акустооптического взаимодействия. Таким образом можно исключить их влияние на аппаратную функцию акустооптического фильтра и устранить ложные максимумы дифракции.

Авторы выражают глубокую признательность Молчанову Владимиру Яковлевичу за помощь и консультации при проведении экспериментов и подготовке статьи.

Список литературы

- [1] Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982.
- [2] Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
- [3] Xu J., Stroud R. Acousto-Optic Devices. Wiley, N.Y., USA, 1992.
- [4] Goutzoulis A., Pape D. Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices. Marcel Dekker, N.Y., USA, 1994.
- [5] Voloshinov V.B. // Opt. Eng. 1992. V. 31. N 10. P. 2089–2094.
- [6] Tran C.D., Huan G.-C. // Opt. Eng. 1999. V. 38. N 7. P. 1143–1148.
- [7] Sapriel J., Charissoux D., Voloshinov V. et al. // J. Lightwave Tech. 2002. V. 20. N 5. P. 888–896.
- [8] Polikarpova N.V., Voloshinov V. // Acustica–Acta Acustica. 2003. V. 89. N 6. P. 930–935.
- [9] Polikarpova N.V., Voloshinov V. // J. Molecular and Quantum Acoustics. 2003. V. 24. P. 225–235.
- [10] Musgrave M.J.P. // Geophys. J. Royal Astron. Soc. 1960. V. 3. N 4. P. 406–418.
- [11] Kastelik J.C., Gazalet M.G., Drunel C. et al. // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. P. 2813–2817.
- [12] Voloshinov V. // Ultrasonics. 1993. V. 31. P. 333–338.