

УДК 534.25

ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ ПРЕЛОМЛЕНИИ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА НИОБАТ ЛИТИЯ–ПАРАТЕЛЛУРИТ В АКУСТООПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВАХ

© 2020 г. Н. В. Поликарпова*

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия*

**E-mail: polikarpnv@gmail.com*

Поступила в редакцию 16.12.2019 г.

После доработки 20.01.2020 г.

Принята к публикации 26.02.2020 г.

Приведены результаты исследования закономерностей распространения и преломления объемных акустических волн в акустооптических кристаллах. Сильная анизотропия упругих свойств рассматриваемых материалов позволяет наблюдать новые эффекты, которые невозможно реализовать в изотропной среде. Обсуждаются особенности использования акустической анизотропии кристаллов в акустооптических устройствах и преимущества приборов с использованием акустической анизотропии по сравнению с аналогичными приборами, в которых данная анизотропия не является принципиальным фактором.

DOI: 10.31857/S0367676520060228

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время широкое применение в физике находят анизотропные материалы, свойства которых зависят от направления. В частности, сильную анизотропию физических свойств демонстрируют некоторые кристаллические среды. В таких кристаллах величины фазовой и групповой скорости акустических волн зависят от направления распространения волны. Для ряда материалов эффекты анизотропии выражены особенно сильно: скорости в различных направлениях различаются на величину того же порядка, что и сами скорости. К этим кристаллам можно отнести: парателлури́т, каломель, теллур, и др. Все эти среды широко используются на практике, в частности, при создании акустооптических устройств, например, видеоспектрометров [1–3]. В акустооптических спектрометрах, допускающих получение отфильтрованных стереоскопических изображений, используется явление взаимодействия световых лучей с дифракционными решетками, индуцированными акустическими возмущениями [1–23]. Свет испытывает дифракцию на акустической волне и формирует характерную дифракционную картину.

При акустооптическом взаимодействии решающую роль играет акустическая волна. Необходимо знать, какого типа упругие волны существуют, и каким образом они распространяются в материале, а также иметь данные об их фазовых,

групповых скоростях, направлениях векторов поляризации, интенсивностях и т.д. Оптимально управлять лазерным излучением можно только при полном понимании особенностей распространения акустических пучков в среде, а также их поведения на границе раздела двух сред [4–23]. Решение задачи отражения и преломления волн на границе двух анизотропных сред может найти применение в акустооптике, а неожиданные режимы отражения и преломления волн могут открыть возможность построения акустооптических устройств нового типа [4–23]. В частности, тех, в которые возможна обработка стереоскопических изображений [1–3].

ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПЛОСКИХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА НИОБАТ ЛИТИЯ–ПАРАТЕЛЛУРИТ

Известно, что в акустооптических устройствах исследование закономерностей возбуждения звуковой волны преобразователем является одной из ключевых задач. Для ее решения необходимо детально исследовать вопросы возникновения упругих волн при прохождении ими границы раздела двух сред. Настоящая работа посвящена рассмотрению особенностей поведения акустических волн на поверхности между двумя анизотропными средами. Исследуются преломленные волны в кристалле по-

сле их трансформации на границе раздела, их количество, направления фазовых и групповых скоростей. Для анализа в качестве одной из рабочих сред выбран кристалл парателлурита как основной материал, использующийся при создании акустооптических устройств для анализа изображений. Кроме того, этот материал представляет особый интерес благодаря исключительно сильной анизотропии упругих свойств, что позволяет наблюдать в нем эффекты, которые невозможно реализовать в изотропной среде [4–23]. В качестве исходной среды в данной работе рассмотрен пьезоэлектрический кристалл ниобата лития, широко использующийся в различных устройствах для возбуждения звука. Рассмотрено преломление для наиболее характерного для практики сочетания срезов данных материалов: плоскость (100) в ниобате лития и плоскость (001) в кристалле парателлурита (рис. 1). Поиск направлений распространения преломленных волн осуществлен с помощью уравнений распространения для каждой среды и граничных условий на поверхности раздела. Необходимо отметить, что в работе использовано приближение, в котором преломление и отражение волн происходит на границе двух полубесконечных сред, в то время как на практике одна из сред часто представляет собой тонкую пластину, если исходная среда не является буфером. Конечная толщина пластинки изменяет граничные условия со стороны ниобата лития, тем не менее, соответствующие эффекты могут быть учтены с использованием принципа суперпозиции и результатов настоящей работы.

При исследовании закономерностей распространения волн были рассчитаны зависимости акустической фазовой скорости от направления распространения волны в кристаллах парателлурита и ниобата лития (рис. 1), относящихся к тетрагональной и тригональной сингониям соответственно [1–23]. Для каждого материала построены поверхности обратных скоростей в выбранных плоскостях (рис. 1). Необходимо отметить, что быстрая квазипродольная волна и медленная сдвиговая мода в парателлурите демонстрируют сильную анизотропию. Скорость поперечной волны, диаграмма медленностей которой представляет собой окружность, не зависит от направления.

При прохождении монохроматической плоской упругой волны через границу раздела двух кристаллических сред в общем случае возникают три волны по каждую сторону от границы [4]. Возможные отраженные и преломленные волны рассчитываются исходя из известных принципов [5]. В кристалле ниобата лития направление волнового вектора падающей волны выбирается под углом θ к нормали границы раздела. Углы отражения и преломления определяются как угол между волновым вектором и нормалью к границе в соот-

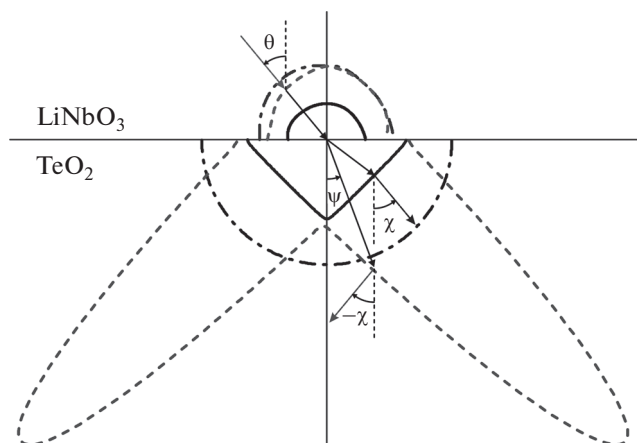


Рис. 1. Общая схема преломления акустических волн на границе раздела ниобат лития–парателлурит в случае наклонного падения в плоскости XOY : пунктирная линия – медленная квазисдвиговая волна, сплошная линия – быстрая продольная волна, штрих-пунктирная линия – быстрая квазисдвиговая волна, θ – угол падения между направлением фазовой скорости и нормалью к границе раздела для падающей волны, ψ – угол между направлением фазовой скорости и нормалью к границе раздела для преломленной волны, χ – угол между потоком энергии и нормалью к границе раздела для преломленной волны.

ветствующей среде. Необходимо отметить, что одному и тому же углу падения могут отвечать три различных значения фазовой скорости, соответствующие трем различным поверхностям медленностей в ниобате лития с соответствующими поляризациями. Эти поверхности показаны на рис. 1 пунктирной, штрих-пунктирной и непрерывной линиями, что соответствует двум квазисдвиговым и одной квазипродольной волне соответственно. После того как задан тип волны, найдем проекцию волнового вектора исходной моды на границу раздела. Далее, вдоль границы раздела откладываем отрезок, равный исходной проекции. Затем строим перпендикуляр до пересечения с поверхностями обратных скоростей. Места пересечений укажут направления возможных отраженных и преломленных волн, имеющих такую же тангенциальную составляющую волнового вектора, что и исходная волна.

В качестве основных характеристик преломленных волн построены зависимости углов преломления для фазовых и групповых скоростей от направления падающей волны θ . На первом этапе проводим анализ поведения фазовых скоростей, соответствующих преломленным волнам. Угол падения θ изменялся в диапазоне значений от $-90^\circ < \theta < 90^\circ$. Для каждого типа волны, падающей на границу раздела, найдены три возможные преломленные волны и построены соответ-

ствующие графики, на которых показаны углы преломления ψ в зависимости от угла падения θ .

Практически всегда, когда исследуется распространение звука в анизотропной среде, возникает задача о направлении переноса энергии акустической волной. В кристаллических средах в общем случае направление волнового вектора звука не совпадает с направлением переноса энергии, так называемым, лучевым вектором [1–23]. В данной работе выполнен расчет направлений групповых скоростей преломленных волн в парателлурите (при падении волны из ниобата лития) в зависимости от угла падения θ . На рис. 1 видно, что в каждом кристалле для выбранного направления фазовой скорости могут распространяться 3 волны с различными поляризациями, фазовыми и групповыми скоростями [4]. При этом поляризации поперечных волн в ниобате лития и в парателлурите всегда направлены перпендикулярно рассматриваемым плоскостям, т.е. эти волны являются чистыми поперечными модами. Поляризации быстрой квазипродольной волны и медленной квазипоперечной волны в ниобате лития, а также быстрой и медленной волн в парателлурите лежат в рассматриваемых плоскостях. Можно сделать вывод, что чистая поперечная волна в ниобате лития сможет возбуждать только быструю сдвиговую волну в парателлурите, никак не влияя при этом на поведение квазипродольной и квазипоперечной волн. И, наоборот, волны в ниобате лития, у которых поляризация лежит в плоскости падения, смогут возбудить только волны, поляризация которых лежит в плоскости преломления.

Легко видеть, что в ниобате лития анизотропия выражена достаточно слабо для всех трех волн, в то время как парателлурит демонстрирует уникальное изменение скорости возможных волн (от $616 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ для медленной волны в направлении [110] до $3055 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ в направлении [100]). Это позволяет предположить, что изменение ориентации парателлурита в плоскости (001) будет значительно сильнее влиять на направления распространения преломленных волн, чем поворот ниобата лития. Поэтому целесообразным будет рассмотрение конфигураций с разными углами поворота кристалла парателлурита и фиксированным углом поворота ниобата лития.

Мы рассмотрели два варианта распространения волн. В первом случае рассматривалось падение квазипродольной (QL) волны (рис. 1, сплошная линия). При этом кристалл ниобата лития расположен так, что ось [001] ортогональна границе, а ось [010] направлена вдоль границы раздела (рис. 1). Во втором случае считали, что в ниобате лития распространяется квазипоперечная (QS) волна (рис. 1, пунктирная линия), при этом ориентация ниобата лития осталась прежней. Как было отмечено выше, поперечная волна (штрихпунктирная линия) в нио-

бате лития не представляет интереса и не рассматривается, так как она влияет только на поведение изотропной моды в парателлурите.

На рис. 1 угол падения θ — это угол между волновым вектором падающей волны и нормалью к границе раздела, угол преломления ψ — угол между волновым вектором преломленной волны и нормалью к границе, а угол преломления χ — угол между направлением потока энергии и нормалью к границе раздела. Были рассмотрены различные ориентации кристалла парателлурита под углом α относительно границы. Для каждой конфигурации построены зависимости углов преломления χ от угла падения θ .

ПРЕЛОМЛЕНИЕ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА НИОБАТ ЛИТИЯ— ПАРАТЕЛЛУРИТ ДЛЯ БЫСТРОЙ КВАЗИПРОДОЛЬНОЙ ВОЛНЫ

Рассмотрим преломление волн при возбуждении в ниобате лития быстрой квазипродольной волны. На рис. 2а представлен случай, когда кристаллографические оси кристалла парателлурита составляют угол $\alpha = 35^\circ$ с границей раздела. Построены зависимости угла преломления для групповой скорости χ от угла падения θ (рис. 2в). Они обладают интересным свойством. Можно видеть, что одному и тому же значению угла преломления энергии χ соответствует широкий диапазон углов падения θ . Это говорит о том, что углы преломления χ практически не зависят от угла падения. График для быстрой преломленной волны (непрерывная линия) слабо изменится во всем интервале углов падения. То же можно сказать и про медленную преломленную моду, показанную пунктиром. В данном случае углы преломления также практически не изменяются. Это означает, что преломленные волны остаются фиксированными в пространстве при любых углах падения, и система не чувствительна к тому, в каком направлении распространяется падающая волна. Схема на рис. 2г иллюстрирует данный случай. Пунктиром показаны различные направления падающей волны, при этом групповые скорости преломленных волн не изменяют своего направления. Аналогичные зависимости в изотропных средах очень сильно отличаются от полученных и напоминают кривую, показанную штрихпунктиром на рис. 2в. Вид зависимостей говорит о том, что одновременно в указанном срезе реализуется несколько необычных физических явлений.

Во-первых, необходимо отметить, что углы преломления χ для групповой скорости с нормалью к границе раздела достигают величины $\chi = 10^\circ$ для быстрой моды (непрерывная линия), и $\chi = -65^\circ$ для медленной моды (пунктир). При этом углы противоположны по знаку, то есть энергетические пото-

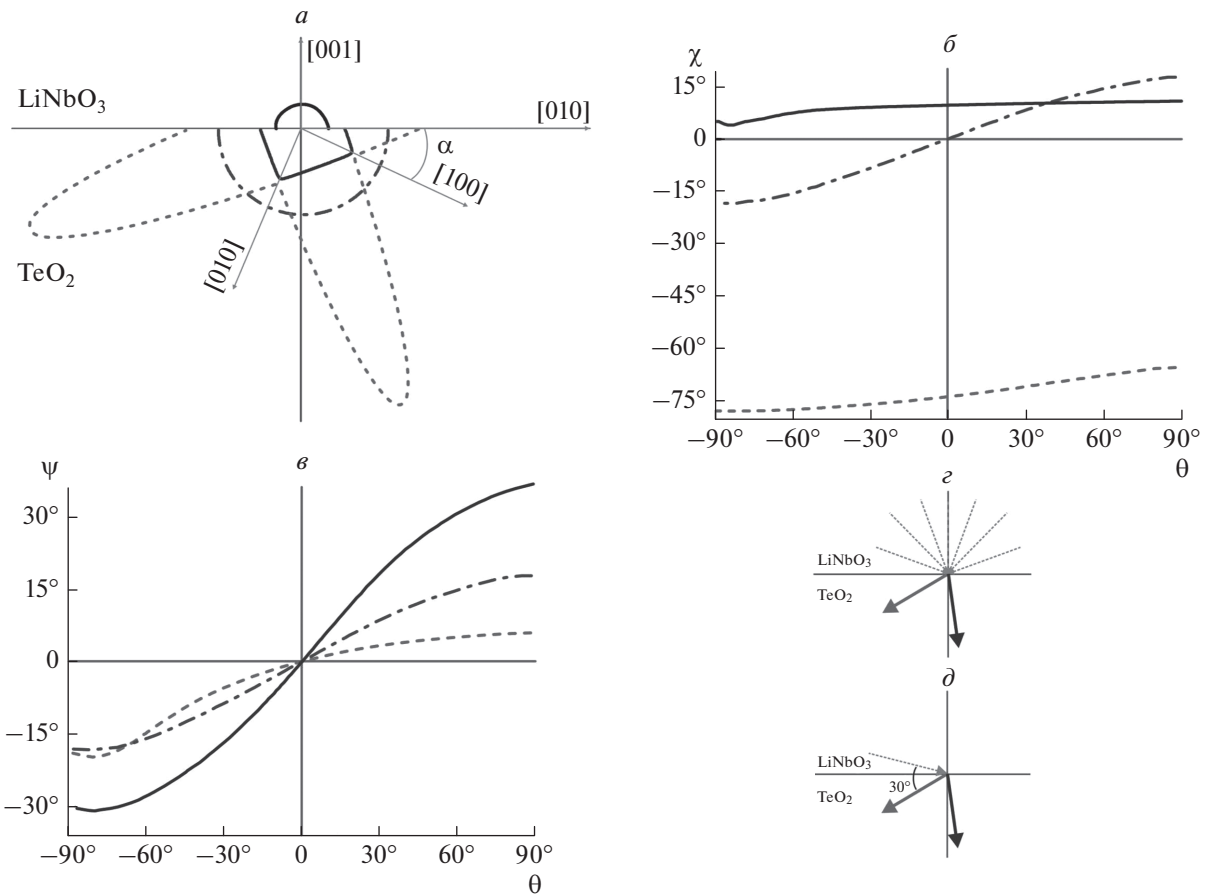


Рис. 2. Преломление акустических волн на границе раздела ниобат лития–парателлуриит. *a* – Падают быстрая квази-продольная волна, кристаллографические оси кристалла парателлуриита составляют угол $\alpha = 35^\circ$ с границей раздела поверхности медленностей; *б* – зависимость угла преломления ψ от угла падения звука θ ; *в* – зависимость угла преломления χ для групповой скорости от угла падения звука θ ; *г* – схема преломления, в которой направление лучевых векторов преломленных волн практически не зависит от угла падения; *д* – схема преломления, в которой минимальный угол между волновым вектором падающей волны и вектором групповой скорости не превышает 30° .

ки преломленных волн направлены в разные стороны относительно нормали. Это означает, что быстрая волна, соответствующая положительному значению χ , лежит там, где обычно находятся преломленные волны для изотропной среды. Медленная волна, соответствующая отрицательному углу χ , находится в третьем квадранте. Подобное поведение волны позволяет говорить о том, что она испытывает отрицательное (обратное) преломление, причем угол преломления составляет величину, превышающую 60° . Более того, при стремлении угла падения к $\theta = 90^\circ$ угол между исходной волной и обратно преломленной волной не превышает 30° . Можно ожидать, что рассмотрение сред с более сильной анизотропией позволит уменьшить угол между исходной и обратно преломленной волной. Иными словами, удастся сделать эффект обратного преломления более значительным.

Как было сказано, преломленные волны направлены в разные стороны относительно нормали к границе. Однако подобное поведение наблюдается и для других углов падения. На графике существуют длительные участки, на которых кривые почти параллельны оси абсцисс, то есть изменение угла падения не влияет на картину преломления, и поэтому не будет сказываться на том, насколько точно вырезан исходный кристалл, что удобно при создании устройств.

Также на рис. 2в можно видеть, что нулевому углу падения соответствуют ненулевые углы преломления. Подобное преломление волн не характерно для изотропных сред.

Таким образом, можно сказать, что почти все привычные законы преломления для изотропных сред нарушаются в этом случае. Также интересна ситуация, когда кристаллографические оси кристалла парателлуриита составляют угол равный

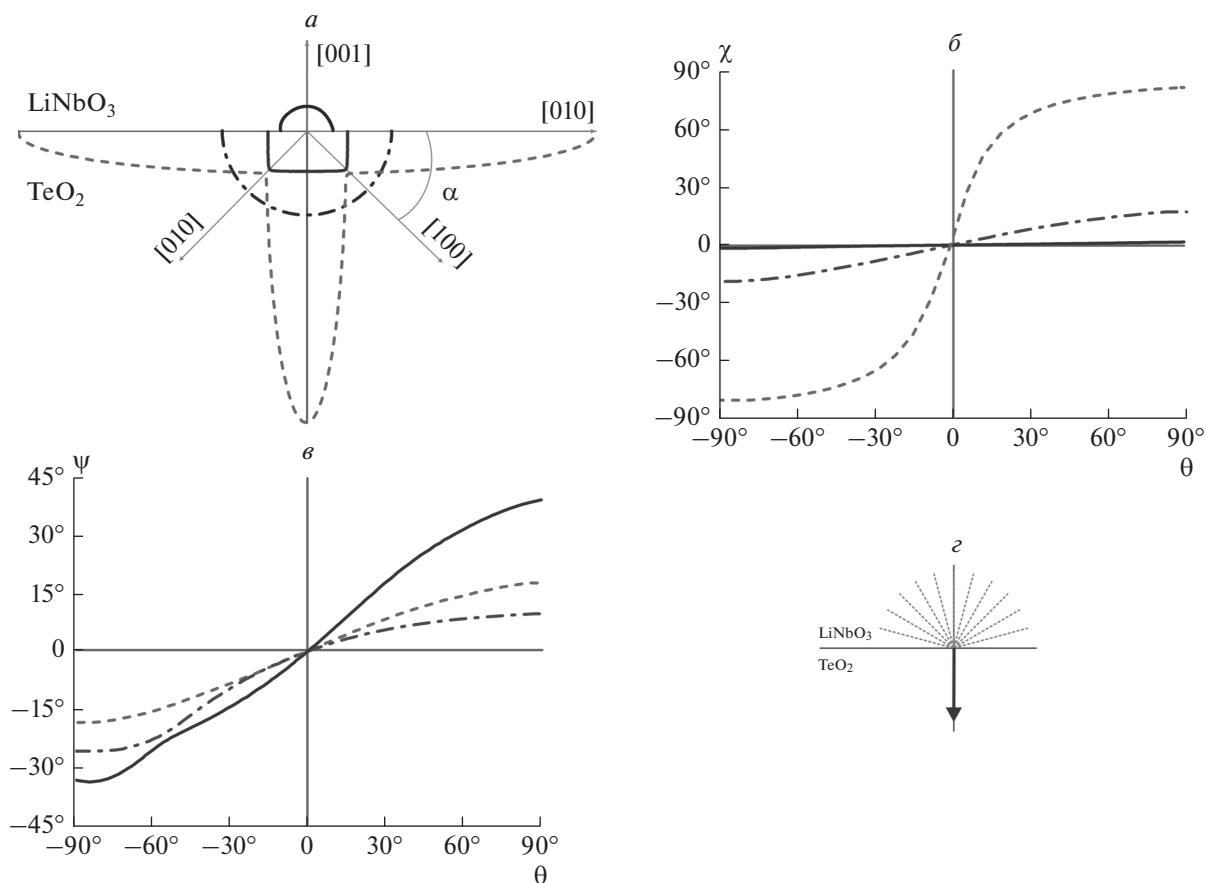


Рис. 3. Преломление акустических волн на границе раздела ниобат лития–парателлуриг. *a* – Падают быстрая квази-продольная волна, кристаллографические оси кристалла парателлуриг составляют $\alpha = 45^\circ$ с границей раздела поверхности медленностей; *б* – зависимость угла преломления ψ от угла падения звука θ ; *в* – зависимость угла преломления χ для групповой скорости от угла падения звука θ ; *г* – схема преломления, в которой направление лучевых векторов для преломленной быстрой волны не зависит от угла падающей волны и ортогонально границе раздела.

$\alpha = 45^\circ$ с границей раздела. Рассчитанные зависимости для углов преломления в случае групповых скоростей представлены на рис. 3*б* и демонстрируют интересную особенность. В частности, угол преломления для быстрой волны не только не зависит от угла падения, но всегда равен 0. Это говорит о том, что, несмотря на различные направления исходной волны, преломленная мода направлена нормально по отношению к поверхности раздела, что позволит реализовать легкое возбуждение этой волны на практике. Рис. 3*г* иллюстрирует именно данный случай. Пунктирные линии на рисунке соответствуют всем возможным направлениям падающей волны. Однако преломленная волна при этом не изменяет своего направления в диапазоне углов падения $-90^\circ < \theta < 90^\circ$.

В процессе работы были также рассмотрены все возможные варианты поворотов и кристалла ниобата лития, и кристалла парателлуриг. Оказалось, что описанные выше характерные особенности распространения волн повторяются и

для других конфигураций, а рассмотренные случаи достаточно полно описывают общие закономерности распространения волн, которые характерны для границы раздела ниобат лития–парателлуриг.

ПРЕЛОМЛЕНИЕ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА НИОБАТ ЛИТИЯ– ПАРАТЕЛЛУРИТ ДЛЯ МЕДЛЕННОЙ КВАЗИПОПЕРЕЧНОЙ ВОЛНЫ

В работе также рассчитаны зависимости углов преломления от углов падения при возбуждении медленной волны в ниобате лития, показанной пунктиром. На рис. 4*а* кристаллографические оси кристалла парателлуриг составляют угол $\alpha = 40^\circ$ с границей раздела. Графики на рис. 4*в* в этом случае повторяют общие закономерности. Можно видеть, что и в данном случае на графиках зависимостей существуют протяженные области, параллельные оси абсцисс. Это говорит о том, что

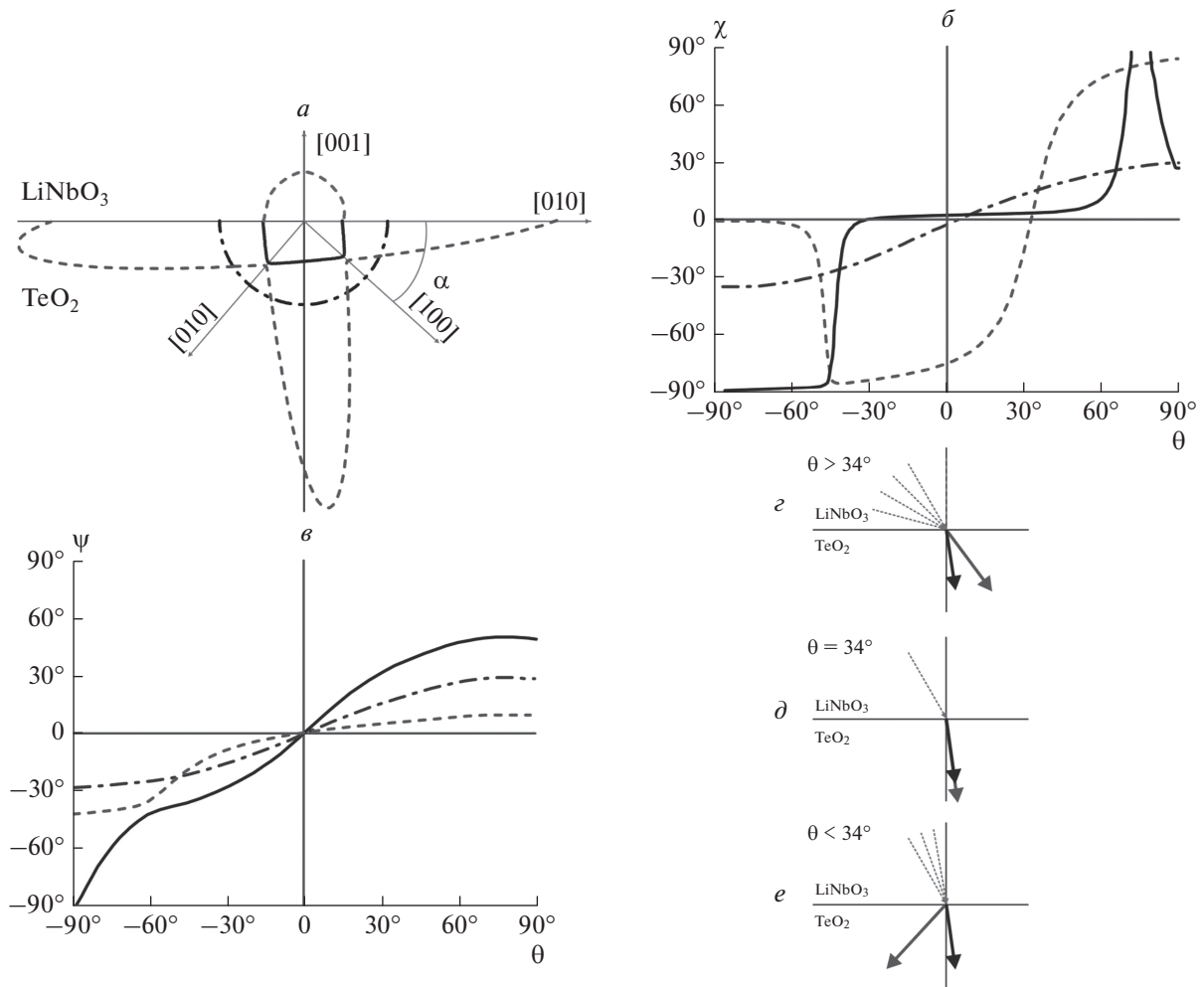


Рис. 4. Преломление акустических волн на границе раздела ниобат лития–парателлурит. *a* – Падают медленная квазипоперечная волна, кристаллографические оси кристалла парателлурита составляют $\alpha = 40^\circ$ с границей раздела поверхности медленностей; *б* – зависимость угла преломления χ от угла падения звука θ ; *в* – зависимость угла преломления ψ для групповой скорости от угла падения звука θ ; *г* – направления групповых скоростей в парателлурите для различных углов падения. При угле $\theta > 34^\circ$ обе преломленные волны составляют положительный угол с нормалью; *д* – схема преломления, в которой угол $\theta = 34^\circ$, групповые скорости преломленных волн совпадают и составляют положительный угол с нормалью; *е* – схема преломления, в которой угол $\theta < 34^\circ$, наблюдается обратное преломление для медленной квазипоперечной волны.

одному и тому же значению угла преломления соответствует весьма широкий диапазон углов падения θ . Кроме того, на рис. 4в наблюдается пересечение графиков, что соответствует коллинеарному распространению потоков энергии для преломленных волн, в то время как волновые векторы этих волн не совпадают. Подобное поведение волн иллюстрирует рис. 4д для $\theta = 34^\circ$. На рис. 4г и 4е приведено поведение волн до того, как совпадают их групповые скорости, и после. При этом для угла $\theta > 34^\circ$ наблюдается положительное преломление, а при $\theta < 34^\circ$ наблюдается отрицательное преломление для квазипоперечной волны. Также отметим, что, в отличие от исходной быстрой

волны, при рассмотрении исходной медленной квазипоперечной волны наблюдаются области углов падения, при которых углы преломления резко меняют ориентацию, и их изменения могут происходить даже скачком. Дальнейшее рассмотрение поведения преломленных волн показывает, что и в других случаях также можно наблюдать указанные эффекты, причем для этого не требуется выполнять каких-либо особые условия эксперимента.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано явление преломления упругих волн на границе раздела двух анизотропных сред:

ниобата лития—парателлури́т как наиболее часто используемых в акустооптике, например, в акустооптических видеоспектрометрах. Показано, что преломление волн происходит принципиально иным образом, чем в изотропных средах. Это характерно как для фазовых, так и для групповых скоростей ультразвука.

Обнаружены случаи, при которых угол преломления для потока энергии упругой волны в кристалле парателлури́та не зависит от угла падения в кристалле ниобата лития. Это означает, что одному и тому же значению угла преломления соответствует широкий диапазон значений углов падения. Другими словами, изменение направления падающей волны в кристалле ниобата лития на величину порядка одного градуса не влияет на направление распространения потоков энергии преломленных волн. Это является важным преимуществом при разработке технологии производства акустооптических устройств.

Анализ показал, что на границе раздела анизотропных сред может наблюдаться и обратное преломление, при котором энергия преломленной волны составляет с исходной модой малый угол, не превышающий величины 30° . Подобное явление также наблюдается в широком диапазоне углов падения. Наконец, на практике может реализоваться случай, когда при нормальном падении акустической волны на границу ниобат лития—парателлури́т углы преломления для групповых скоростей практически всегда отличны от 0. Также возможна и взаимная ориентация кристаллов ниобата лития и парателлури́та, при которой энергия преломленной волны направлена ортогонально границе раздела, в то время как угол падения волны отличен от нуля. Это позволит эффективно возбудить необходимую акустическую моду в акустооптическом устройстве.

Описанные эффекты, без ограничения общности, можно ожидать и в других анизотропных материалах. При этом величина отрицательного угла преломления для групповой скорости волны будет варьироваться в зависимости от степени анизотропии данного материала. Подобная возможность существует во всех срезах кристаллов ниобата лития и парателлури́та. Существенно, что необычные явления можно ожидать и в периодических структурах иной физической природы, например, таких как фононные кристаллы. Изменяя соответствующие параметры материала, можно влиять желаемым образом на анизотропию материала, а следовательно, и на величину эффекта. Главным итогом данной работы является вывод, что предсказанные особенности поведения волн необходимо учитывать при создании новых приборов акустики и акустооптики.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-19-00606).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Machikhin A.S., Batshev V.I., Pozhar V.Ed. et al.* // Opt. Lett. 2018. V. 43. № 5. P. 1087.
2. *Machikhin A.S., Pozhar V.Ed.* // Tech. Phys. Lett. 2914. V. 40. № 9. P. 803.
3. *Machikhin A.S., Batshev V.I., Pozhar V.Ed.* // JOSA A. V. 34. № 7. P. 1109.
4. *Auld B.* Acoustic waves and fields in solids. N.-Y.: Krieger Publ. Comp., 1990. 446 p.
5. *Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В., Можжаев В.Г.* // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 3. С. 297; *Voloshinov V.B., Polikarpova N.V., Mozhaev V.G.* // Acoust. Phys. 2006. V. 52. № 3. P. 245.
6. *Буров В.А., Волошинов В.Б., Дмитриев К.В., Поликарпова Н.В.* // УФН. 2011. Т. 181. № 11. С. 1205; *Burov V.A., Voloshinov V.B., Dmitriev K.V., Polikarpova N.V.* // Phys. Usp. 2011. V. 54. P. 1165.
7. *Voloshinov V.B., Polikarpova N.V.* // J. Acoust. Soc. Am. 2009. V. 125. № 2. P. 772.
8. *Voloshinov V.B., Polikarpova N.V.* // Appl. Opt. 2009. V. 48. P. C55.
9. *Voloshinov V.B., Gupta N., Knyazev G.A., Polikarpova N.V.* // J. Opt. 2011. V. 13. № 1. P. 015706.
10. *Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В.* // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 1. С. 121; *D'yakonov E.A., Voloshinov V.B., Polikarpova N.V.* // Acoust. Phys. 2012. V. 58. № 1. P. 107.
11. *Поликарпова Н.В., Мальнева П.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. № 12. С. 1422; *Polikarpova N.V., Malneva P.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2012. V. 76. № 12. P. 1269.
12. *Поликарпова Н.В., Мальнева П.В., Волошинов В.Б.* // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 3. С. 332; *Polikarpova N.V., Mal'neva P.V., Voloshinov V.B.* // Acoust. Phys. 2013. V. 59. № 3. P. 291.
13. *Polikarpova N.V., Malneva P.V.* // Acta Acoust. Un. Acoust. 2014. V. 100. № 3. P. 427.
14. *Balakshy V.I., Kuznetsov Yu.I., Mantsevich S.N., Polikarpova N.V.* // Opt. Laser Techn. 2014. V. 62. P. 89.
15. *Polikarpova N.V., Voloshinov V.B., Reznikov A.M.* // Phys. Wave Phenom. 2015. V. 23. № 1. P. 52.
16. *Polikarpova N.V., Voloshinov V.B.* // Acta Phys. Polonica A. 2015. V. 127. № 1. P. 96.
17. *Voloshinov V.B., Djakonov E.A., Polikarpova N.V.* // Acta Phys. Polonica A. 2015. V. 127. № 1. P. 36.
18. *Voloshinov V.B., Polikarpova N.V.* // Phys. Proc. 2015. V. 70. P. 749.
19. *Поликарпова Н.В., Волошинов В.Б.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 10. С. 1432; *Polikarpova N.V., Voloshinov V.B.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. № 10. P. 1274.
20. *Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В.* // Опт. и спектроск. 2015. Т. 118. № 1. С. 172; *Dyakonov E.A., Voloshinov V.B., Polikarpova N.V.* // Opt. Spectrosc. 2015. V. 118. № 1. P. 166.
21. *Voloshinov V.B., Polikarpova N.V.* // Phys. Lett. A. 2018. V. 382. № 33. P. 2226.
22. *Voloshinov V.B., Polikarpova N.V., Ivanova P.A., Khorokin V.S.* // Appl. Opt. 2018. V. 57. № 10. P. C19.
23. *Поликарпова Н.В., Волошинов В.Б., Иванова П.А.* // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 6. С. 1.