

УДК 534.25

## НЕОБЫЧНЫЕ СЛУЧАИ ПОВЕДЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА В КРИСТАЛЛЕ ПАРАТЕЛЛУРИТА

© 2021 г. Н. В. Поликарпова<sup>1</sup>, \*, М. В. Марунин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

\*E-mail: polikarpnv@gmail.com

Поступила в редакцию 09.12.2020 г.

После доработки 25.01.2021 г.

Принята к публикации 26.02.2021 г.

Приводятся результаты исследования конфигурации взаимного отражения упругих волн в кристаллах, в которых дополнительная акустическая волна распространяется навстречу одной из двух отраженных волн. Показано, что отражение дополнительной волны порождает две волны, одна из которых противоположна по направлению исходной падающей волне, а вторая имеет индивидуальное направление. Рассчитаны все свойства упругих волн в описанной схеме, включая направления, поляризации, углы сноса и коэффициенты отражения. Показано, что, несмотря на невзаимную геометрию отражения в анизотропной среде, имеет место условие взаимности для энергетических коэффициентов отражения.

DOI: 10.31857/S0367676521060235

### ВВЕДЕНИЕ

Акустооптика исследует явление взаимодействия световых лучей с дифракционными решетками, индуцированными акустическими возмущениями. Наиболее востребованным практическим приложением акустооптики является создание новых устройств, позволяющих управлять световыми потоками с помощью ультразвука в среде [1–21]. Такие устройства дают возможность управлять направлением, интенсивностью и поляризацией электромагнитной волны.

Основные закономерности акустооптического взаимодействия обусловлены структурой акустического пучка, которая в свою очередь определяется степенью анизотропии используемого материала. Следует отметить, что в акустооптике используются материалы, обладающие физическими свойствами, отличными от традиционных материалов. Поэтому актуальным направлением исследований является изучение характеристик акустических волн, распространяющихся в таких средах. Отличительной особенностью материалов, используемых в акустооптике, является сильная анизотропия упругих свойств, вследствие чего в кристаллах могут происходить необычные физические процессы и явления, не наблюдающиеся в изотропных и слабо анизотропных средах [1–21].

Акустическая анизотропия материала проявляется в сильной зависимости фазовой скорости

волн от направления распространения в кристалле, а также приводит к отклонению направления распространения упругой энергии от направления распространения акустического волнового фронта. Известно, что направление групповой скорости волн в анизотропных средах в общем случае не совпадает с соответствующим направлением фазовой скорости [1–21]. Так, в плоскости  $XU$  кристалла парателлурифта ( $TeO_2$ ) угол сноса между акустической групповой и фазовой скоростью достигает рекордной величины  $\psi = 74^\circ$  [1–21]. Это значение угла акустического сноса является максимальным среди всех известных материалов, используемых в настоящее время в науке и технике при комнатных температурах. Оказалось, что не только распространение, но и отражение упругих волн в анизотропных средах представляет большой интерес. Анализ отражения делает возможным существование ряда новых эффектов, которые нельзя наблюдать в изотропных материалах [1–21]. Известно, что ориентацию отраженных волн в анизотропной среде в зависимости от направления сложно предсказать, не выполнив точный расчет. Это приводит к тому, что направления отраженных волн, возникающих при возбуждении волн в обратном направлении, не совпадают с волнами, генерируемыми в прямом направлении.

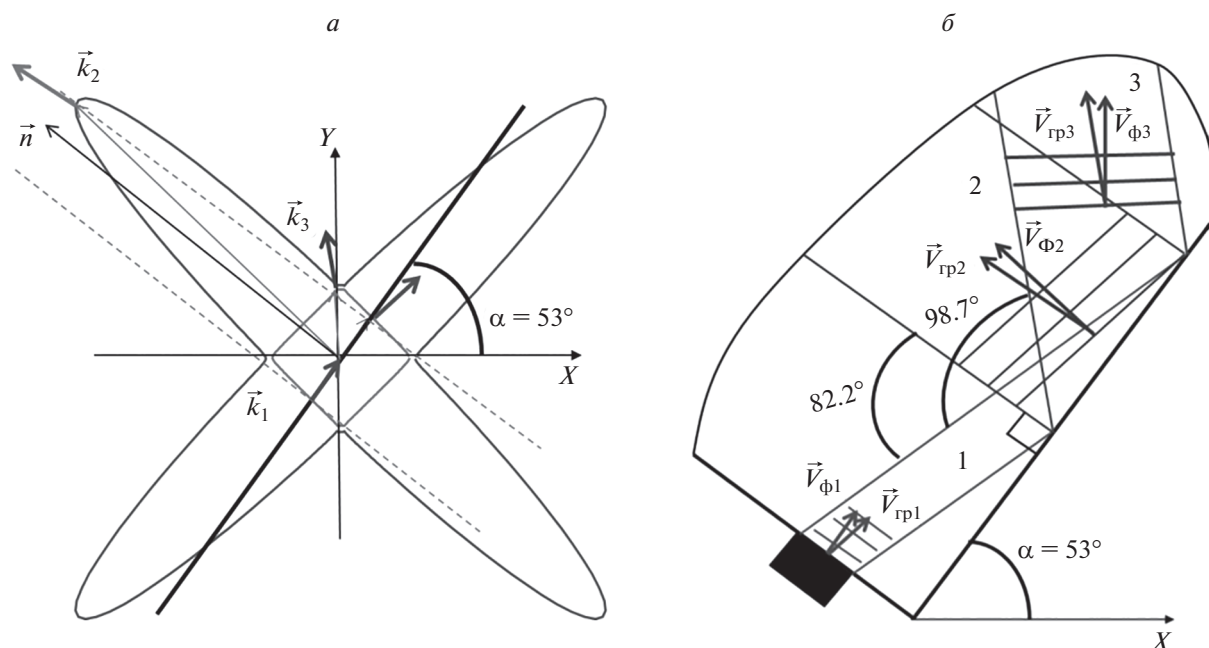


Рис. 1. Отражение упругих волн в кристалле парателлурида в прямом направлении. Схема нахождения отраженных волн в плоскости  $XY$  (а). Ориентация волн в кристалле (б).

### ОТРАЖЕНИЕ ПЛОСКИХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ПАРАТЕЛЛУРИТ–ВАКУУМ

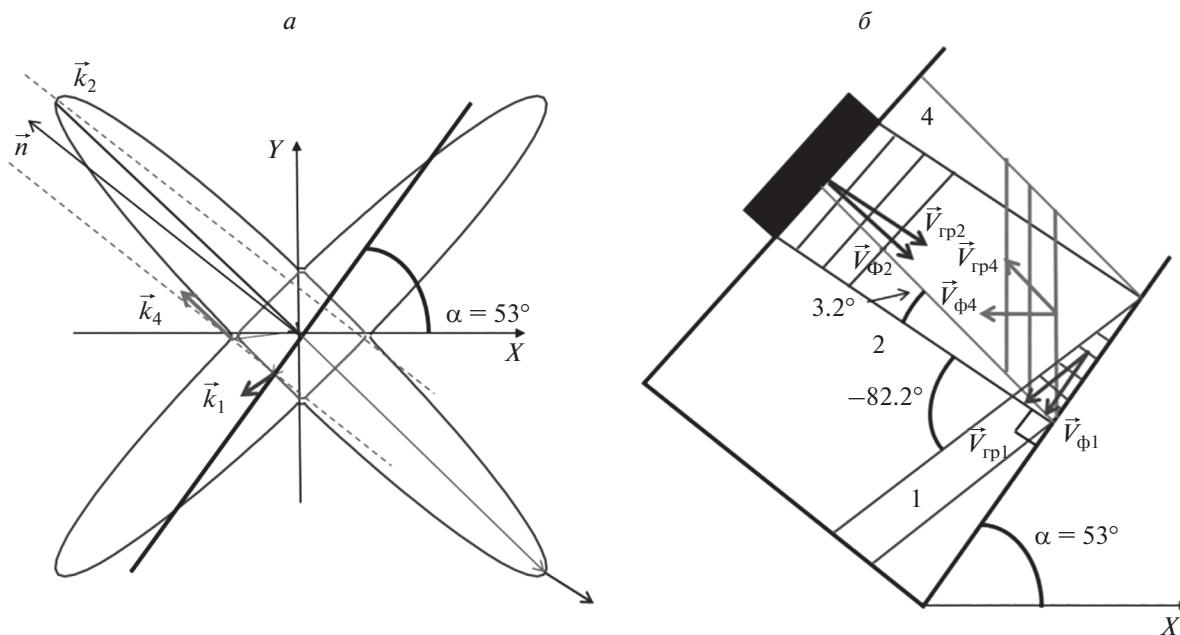
В изотропной среде при отражении волн от границы раздела наблюдается полностью симметричная картина, если рассматривается их распространение в прямом и обратном направлениях. То есть, не имеет значения, в каком направлении возбуждается акустическая волна в рассматриваемом случае, поскольку амплитуды отраженных и преломленных волн, а также углы падения и преломления не изменяются. Это позволяет говорить о взаимном отражении и преломлении волн в изотропных средах, поскольку картина является симметричной.

Иначе происходит отражение волн в анизотропных средах. Для анализа был выбран кристалл парателлурида, как наиболее часто использующийся в акустооптических устройствах и обладающий рекордно высокой анизотропией упругих свойств. Рассматривается плоскость  $XY$ , поскольку она является самой анизотропной, и в ней все явления ярче выражены. На рис. 1а представлены поверхности обратных скоростей для быстрой и медленной волн. Также, на рисунке показана граница, составляющая угол  $\alpha$  с осью  $X$ . Исходная волна  $\vec{k}_1$  является продольной, т.е. принадлежит поверхности обратных скоростей для быстрой моды. Волновой вектор падающей волны  $\vec{k}_1$  направлен вдоль границы кристалла, что соответствует углу падения  $\theta = 90^\circ$ . Присутствие анизотропии в материале приводит к наличию

сноса энергии волны, дающее возможность потоку энергии отразиться от границы раздела, что показано на рис. 1б.

Определение направлений отраженных волн производится в соответствии с известной методикой [1]. Для этого необходимо найти проекцию падающей квазипродольной волны  $\vec{k}_1$  на границу. Из рис. 1а можно видеть, что в исследуемом случае она совпадает с длиной самого волнового вектора  $\vec{k}_1$ . Используя условие равенства тангенциальных составляющих падающей и отраженной волн, находят направления отраженных волн. Они определяются из пересечения нормали с поверхностями обратных скоростей. Рис. 1а показывает, что после отражения возможны две волны с волновыми векторами  $\vec{k}_2$  и  $\vec{k}_3$ , соответствующие квазипоперечной и квазипродольной волнам. Для волновых векторов отраженной квазипоперечной  $\vec{k}_2$  и квазипродольной волн  $\vec{k}_3$  также можно определить соответствующие направления групповых скоростей.

Общая схема реализации описанного отражения показана на рис. 1б для потоков энергий. На ней представлены падающая волна 1 и две отраженные моды 2 и 3. Схема демонстрирует взаимную ориентацию энергетических потоков волн в пространстве с учетом сноса энергии. На рис. 1б также показаны направления фазовых скоростей. Из схемы можно определить угол между энергиями падающей и отраженной волн  $\Delta\theta$ . Угол  $\Delta\theta$  называется углом пространственного разделения



**Рис. 2.** Возбуждение упругих волн в обратном направлении навстречу волне 2. Схема нахождения отраженных волн в плоскости  $XY$  ( $a$ ). Ориентация волн в кристалле ( $b$ ).

пучков. Указанный угол между потоком энергии падающей волны 1 и отраженной волной 2 составляет  $\Delta\theta_{1\rightarrow 2} = 82.2^\circ$ , в то время как аналогичный угол между волнами 1 и 3 равен  $\Delta\theta_{1\rightarrow 3} = 98.7^\circ$ .

Следующим шагом является исследование того, как будут распространяться отраженные волны, если исходная волна возбуждается навстречу одной из отраженных волн 2 или 3. Представляет интерес, насколько симметричная картина будет наблюдаться в случае анизотропной среды. Таким образом, в качестве падающей волны берется одна из отраженных волн и возбуждается в обратном направлении. Вначале рассматривается возбуждение волны навстречу волне 2 с волновым вектором  $|\vec{k}_2|$ , как показано на рис. 2а и 2б.

В случае возбуждения мод навстречу отраженной волне 2, можно также найти соответствующие отраженные волны (рис. 2а и 2б). В силу геометрического построения одна из отраженных волн совпадает с исходной волной 1, которая возбуждалась изначально. Помимо этого, всегда присутствует еще одна отраженная волна 4. Более того, можно видеть, что энергетические потоки двух отраженных волн 1 и 4 лежат по разные стороны относительно падающей волны 2. Это приводит к тому, что углы пространственного разделения пучков для волн 1 и 4 имеют разные знаки и составляют  $\Delta\theta_{2\rightarrow 1} = -82.2^\circ$  и  $\Delta\theta_{2\rightarrow 4} = 3.2^\circ$  соответственно. Это означает, что волна под номером 4 распространяется почти навстречу по отноше-

нию к падающей волне 2, однако, полного обратного отражения не происходит, т.е. угол  $\Delta\theta_{2\rightarrow 4}$  не равен нулю.

Следующим этапом является рассмотрение того, каким образом будет происходить отражение, если возбудить волну навстречу второй отраженной волне 3 (рис. 3б). Наклон границы остается неизменным и составляет  $\alpha = 53^\circ$ . Из рис. 3а видно, что при отражении волны 3 вновь возникает две моды: квазипродольная волна 1 и квазипоперечная волна 4. Проекции волновых векторов волн 2 и 3 на границу раздела равны друг другу (рис. 3а), поскольку эти волны находились исходя из условия равенства тангенциальных составляющих. Это означает, что при нахождении отраженных волн 1 и 4 вдоль границы откладывается отрезок по величине равный проекции волнового вектора  $|\vec{k}_2|$  и равный проекции волнового вектора  $|\vec{k}_3|$ . Следовательно, отраженные волны 1 и 4 в случае падения волны 3 (рис. 3а) совпадают по направлению с волнами 1 и 4 получаемыми в результате отражения волны 2 (рис. 2а).

Кроме того, можно отметить, что в данном случае обе отраженные волны лежат с одной стороны относительно падающей моды 3, в отличие от ситуации, когда возбуждается волна 2, т.е. углы пространственного разделения пучков имеют один знак и составляют  $\Delta\theta_{3\rightarrow 1} = -82.2^\circ$  для волны 1 и  $\Delta\theta_{3\rightarrow 4} = -13.2^\circ$  для волны 4.

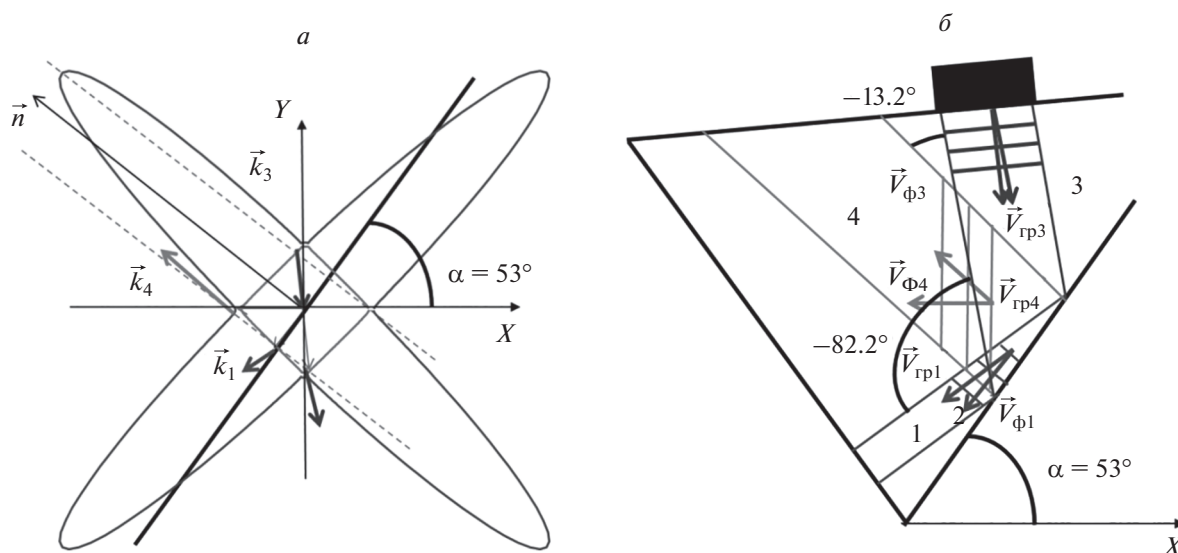


Рис. 3. Возбуждение упругих волн в обратном направлении навстречу волне 3. Схема нахождения отраженных волн в плоскости  $XY$  (а). Ориентация волн в кристалле (б).

Таким образом, в случае падения волны 3 так же, как и в случае падения волны 2, можно говорить лишь о частичной симметрии картины, поскольку только лишь одна отраженная волна по направлению совпадает с исходной волной 1. То есть оказалось, что симметрия наблюдается лишь частичная и только одна из мод отражается так, как это было в первоначальной схеме. Таким образом, рассмотрение случаев падения волн 2 и 3 показывает, что возбуждение волн в обратном направлении не позволяет наблюдать взаимное отражение, как в изотропных материалах.

#### КОЭФФИЦИЕНТЫ ОТРАЖЕНИЯ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ПАРАТЕЛЛУРИТ–ВАКУУМ В СЛУЧАЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН НАВСТРЕЧУ ИСХОДНОЙ

Проведенный анализ направлений волн не является полным, поскольку при реализации отражений, описанных выше, распространение каждой волны сопровождается переносом энергии. Поэтому важное значение имеет не только знание ориентации волн в пространстве, но и каким образом перераспределяется энергия из падающей волны в отраженные моды [2]. Анализ показал, что энергетические коэффициенты отраженных волн, возникающих при возбуждении волн в обратном направлении, совпадают с энергетическими коэффициентами волн, возбуждаемых в прямом направлении.

В случае прямого отражения (рис. 1), когда падает волна 1 и отражаются волны 2 и 3, коэффи-

циент трансформации энергии из волны 1 в волну 2 составляет  $E_{1 \rightarrow 2} = 89\%$ .

Соответствующий коэффициент отражения для волны 3 равен  $E_{1 \rightarrow 3} = 11\%$ . Это говорит о том, что подавляющая доля энергии из падающей волны 1 идет в ортогонально отраженную волну 2. Если возбуждается волна 2 и падает ортогонально на границу раздела, то после отражения наблюдаются волны 1 и 4 с коэффициентами отражения  $E_{2 \rightarrow 1} = 89\%$  и  $E_{2 \rightarrow 4} = 11\%$  (рис. 2). В случае, когда возбуждается волна 3, наблюдаются отраженные моды 1 и 4 с коэффициентами трансформации  $E_{3 \rightarrow 1} = 11\%$  и  $E_{3 \rightarrow 4} = 89\%$  (рис. 3).

В предыдущем параграфе было показано, что при отражении в прямом и обратном направлениях нельзя говорить о симметрии картины в отношении направлений распространения волн. С другой стороны, для коэффициентов отражения симметрия наблюдается  $E_{2 \rightarrow 1} = E_{1 \rightarrow 2} = 89\%$  и  $E_{3 \rightarrow 1} = E_{1 \rightarrow 3} = 11\%$ . Таким образом, рассматривается случай, когда в прямом направлении возбуждается волна 1, а после отражения наблюдается две отраженные моды 2 и 3 произвольного типа с коэффициентами преобразования  $E_{1 \rightarrow 2}$  и  $E_{1 \rightarrow 3}$  (рис. 1). Далее, если возбудить волну 2 в обратном направлении (рис. 2), будут наблюдаться отраженные волны 1 и 4 с коэффициентами преобразования  $E_{2 \rightarrow 1}$  и  $E_{2 \rightarrow 4}$ . При этом оказывается, что справедливы соотношения  $E_{2 \rightarrow 1} = E_{1 \rightarrow 2}$ .

Тоже верно и в случае, когда возбуждается волна 3 (рис. 3). После ее отражения получаются волны 1 и 4 ориентированные точно также, как и в

предыдущем случае падения волны 2. Коэффициенты отражения волн 1 и 4 соответственно равны  $E_{3 \rightarrow 1}$  и  $E_{3 \rightarrow 4}$ , причем  $E_{3 \rightarrow 1} = E_{1 \rightarrow 3}$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренная конфигурация упругих волн в кристалле показала, что в отличие от изотропной среды, в анизотропном материале направления отраженных волн лишь частично совпадают с первоначальной картиной, что говорит о невязимости акустического отражения в анизотропной среде. С другой стороны, для коэффициентов отражения упругих волн наблюдается симметрия. Подобное невязимое отражение может быть использовано для создания устройства на основе двух преобразователей, возбуждающих одну моду посредством разных геометрий отражения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-12-00072).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Auld B.* Acoustic waves and fields in solids. N.Y.: Robert Krieger, 1990.
2. *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. No. 3. P. 245.
3. *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.
4. *Voloshinov V.B., Polikarpova N.V.* // JASA. 2009. V. 125. No. 2. P. 772.
5. *Voloshinov V.B., Polikarpova N.V.* // Appl. Opt. 2009. V. 48. Art. No. C55.
6. *Voloshinov V.B., Gupta N., Knyazev G.A., Polikarpova N.V.* // J. Opt. 2011. V. 13. No. 1. Art. No. 015706.
7. *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. No. 1. P. 107.
8. *Поликарпова Н.В., Мальнева П.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. № 12. С. 1422; *Polikarpova N.V., Mal'neva P.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2012. V. 76. No. 12. P. 1269.
9. *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. No. 3. P. 291.
10. *Polikarpova N.V., Malneva P.V.* // Acta Acust. Un. Acust. 2014. V. 100. No. 3. P. 427.
11. *Balakshy V.I., Kuznetsov Yu.I., Mantsevich S.N., Polikarpova N.V.* // Opt. Laser Technol. 2014. V. 62. P. 89.
12. *Polikarpova N.V., Voloshinov V.B., Reznikov A.M.* // Phys. Wave Phenom. 2015. V. 23. No. 1. P. 52.
13. *Polikarpova N.V., Voloshinov V.B.* // Acta Phys. Pol. A. 2015. V. 127. No. 1. P. 96.
14. *Voloshinov V.B., Djakonov E.A., Polikarpova N.V.* // Acta Phys. Pol. A. 2015. V. 127. № 1. P. 36.
15. *Voloshinov V.B., Polikarpova N.V.* // Phys. Proc. 2015. V. 70. P. 749.
16. *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. No. 10. P. 1274.
17. *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. No. 1. P. 166.
18. *Voloshinov V.B., Polikarpova N.V.* // Phys. Lett. A. 2018. V. 382. No. 33. P. 2226.
19. *Voloshinov V.B., Polikarpova N.V., Ivanova P.A., Khor'kin V.S.* // Appl. Opt. 2018. V. 57. No. 10. Art. No. C19.
20. *Поликарпова Н.В., Волошинов В.Б., Иванова П.А.* // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 6. С. 1.
21. *Поликарпова Н.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 6. С. 808; *Polikarpova N.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 6. P. 662.

## Unusual cases of acoustic waves behavior at the boundary of paratellurite crystal

N. V. Polikarpova<sup>a,\*</sup>, M. V. Marunin<sup>a</sup>

<sup>a</sup>*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

<sup>\*</sup>*e-mail: polikarpnv@gmail.com*

We investigated the configuration of the mutual reflection of elastic waves in crystals. In this case additional acoustic wave propagates towards one of the two reflected waves. It is shown that the reflection of the additional wave generates two waves, one of which is opposite in the direction of the original incident wave, and the second has an individual direction. All properties of elastic waves in the described scheme are calculated, including directions, polarizations, walkoff angles and reflection coefficients. It is shown that, despite the nonreciprocal geometry of reflection in an anisotropic medium, the reciprocity condition for the energy reflection coefficients takes place.