

УДК 535.241.13

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ ДВУОСНЫХ КРИСТАЛЛОВ РОМБИЧЕСКОЙ СИНГОНИИ

© 2021 г. В. И. Балакший^{1, *}, М. И. Купрейчик¹, С. Н. Манцевич¹, В. Э. Пожар²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: balakshy@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 09.12.2020 г.

После доработки 25.01.2021 г.

Принята к публикации 26.02.2021 г.

Представлен детальный анализ акустооптического эффекта в двуосных кристаллах на примере кристаллов ромбической сингонии тетрагидроарсената таллия и йодноватой кислоты. Определены оптимальные срезы кристаллов для таких акустооптических устройств, как дефлекторы и фильтры. Показана перспективность применения кристалла тетрагидроарсената таллия для создания высокоэффективных акустооптических дефлекторов, а также квази-коллинеарных фильтров в ближнем и среднем инфракрасных диапазонах. Установлено, что спектральное разрешение акустооптических фильтров на основе такого варианта дифракции оказывается сопоставимым с разрешением квази-коллинеарных фильтров при равной длине акустооптического взаимодействия.

DOI: 10.31857/S0367676521060041

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в акустооптике применяются, в основном, одноосные кристаллы с ярко выраженной анизотропией физических свойств, такие как парателлуриит (TeO_2), теллур (Te), каломель (Hg_2Cl_2), ниобат лития (LiNbO_3), ТАС (Tl_3AsSe_3) и другие [1–6]. Высокая степень оптической, акустической и акустооптической анизотропии материала предоставляет возможность более гибкого подбора оптимальной конфигурации среза кристалла под конкретное устройство. С другой стороны, сильная анизотропия материала значительно усложняет расчеты характеристик акустооптической (АО) дифракции, а также накладывает жесткие требования на точность изготовления АО ячеек.

Кристалл парателлуриита является, на настоящий день, основным материалом, используемым для создания АО устройств видимого, а также ближнего и среднего ИК диапазонов [1, 2, 4–7]. К сожалению, у этого материала имеется ряд существенных недостатков. Кристалл не пригоден для работы в УФ и дальнем ИК диапазонах. Сильное затухание ультразвука в срезах с высоким значением АО качества не позволяет применять его на высоких частотах (более 300 МГц) [3].

Таким образом, возникает задача поиска новых материалов, в том числе и двуосных кристаллов, которые, несмотря на расчетные и технологические трудности, обладают, благодаря более сложному типу оптической и акустооптической анизотропии,

потенциально большим разнообразием допустимых вариантов АО взаимодействия, что делает актуальным изучение их свойств и применение в различных приборах акустооптики [8–15].

Целью настоящей работы являлось исследование широкополосного, коллинеарного и близкого к коллинеарному вариантов АО взаимодействия в двуосных кристаллах. Численные расчеты проведены для анизотропной дифракции света в главных плоскостях двуосных кристаллов тетрагидроарсената таллия (Tl_3AsS_4) и йодноватой кислоты ($\alpha\text{-HfO}_3$), для которых известны все компоненты упругого и фотоупругого тензоров [16–22]. При проведении расчетов предполагалось, что угол среза кристалла χ , определяющий направление распространения ультразвука, отсчитывается от осей X и Y в сторону противоположную оси Z в плоскостях XZ и YZ , соответственно, и от оси Y в сторону противоположную оси X в плоскости XY .

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛА ТЕТРАГИДРОАРСЕНАТА ТАЛЛИЯ

Задача поиска эффективных АО материалов, прозрачных в среднем и дальнем ИК диапазонах является одной из актуальных проблем современной акустооптики. Одним из перспективных материалов для среднего ИК диапазона является двуосный кристалл тетрагидроарсената таллия

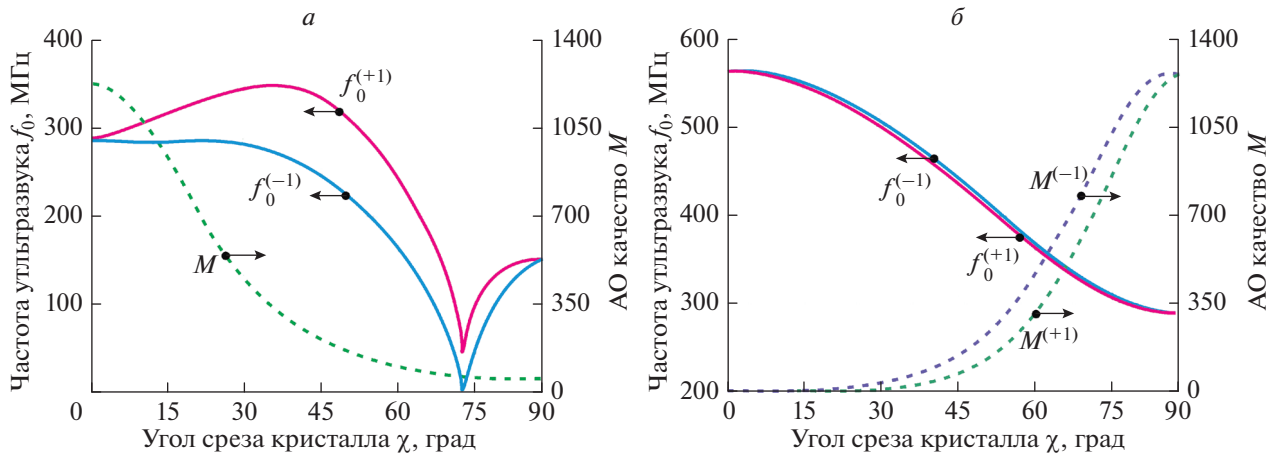


Рис. 1. Характеристики АО deflectоров на кристалле Ti_3AsS_4 для плоскостей взаимодействия XY (а) и XZ (б). Расчет выполнен для +1-го и -1-го порядков дифракции.

Ti_3AsS_4 [16–18]. Это синтетический монокристалл ромбической сингонии, принадлежащий к точечной группе (mmm). Как следствие, в кристалле отсутствуют оптическая активность и пьезоэлектрический эффект. Материал прозрачен в диапазоне длин волн от 0.6 до 12 мкм, что делает его перспективным для создания АО систем управления излучением CO_2 лазера. Отличительной особенностью кристалла являются низкие скорости акустических мод, что вместе с высокими значениями фотоупругих коэффициентов определяет чрезвычайно высокую АО эффективность как для изотропной дифракции, так и для варианта анизотропного АО рассеяния [17, 18]. Важным достоинством материала являются малые, по сравнению с кристаллом парателлурита, акустические потери, что позволяет использовать его на высоких частотах ультразвука. Последнее обстоятельство позволяет создавать высокоэффективные АО deflectоры с большим числом разрешимых элементов и высоким быстродействием.

Элементарная кристаллографическая ячейка имеет форму прямоугольного параллелепипеда с ребрами размером $a = 0.898$ нм, $b = 1.08$ нм и $c = 0.896$ нм [16]. В ромбических кристаллах не существует установившегося правила для выбора направлений кристаллографических осей. В данной работе оси X , Y и Z выбраны, следуя работе [16], соответственно по ребрам a , b , и c . При этом главные оси диэлектрического тензора совпадают с кристаллографическими осями, а главные показатели преломления равны $n_x = 2.646$, $n_y = 2.598$, $n_z = 2.642$ для длины волны света $\lambda = 1.06$ мкм. Оптические оси лежат в плоскости XY ; угол между ними равен $2\psi = 33.1^\circ$. Из-за близких значений n_x и n_z , угол 2ψ заметно меняется при изменении λ даже в ИК диапазоне спектра. Этот эффект следует учитывать при разработке АО фильтров.

В наших расчетах значения упругих модулей c_{ij} и фотоупругих коэффициентов p_{ij} взяты из работы [18]:

$$c_{ij} = \begin{pmatrix} 31.9 & 16.2 & 15.0 & 0 & 0 & 0 \\ 16.2 & 28.4 & 18.2 & 0 & 0 & 0 \\ 15.0 & 18.2 & 34.8 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2.5 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 8.6 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 8.9 \end{pmatrix} \times 10^9 \text{ Н/м}^2, \quad (1)$$

$$p_{ij} = \begin{pmatrix} 0.44 & 0.32 & 0.31 & 0 & 0 & 0 \\ 0.45 & 0.54 & 0.36 & 0 & 0 & 0 \\ 0.28 & 0.28 & 0.43 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.08 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.04 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.00 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

В настоящее время при разработке АО deflectоров используется, как правило, геометрия анизотропной дифракции с рабочей точкой вблизи экстремума угла Брэгга [1, 2]. Такая геометрия позволяет получить широкий диапазон перестройки частоты ультразвука Δf при фиксированном угле падения светового пучка θ_0 .

В данной работе рассмотрены варианты анизотропных deflectоров, когда свет распространяется в главных плоскостях кристалла Ti_3AsS_4 . При этом оказалось, что широкополосное (по Δf) АО взаимодействие в плоскости YZ характеризуется относительно низкими значениями коэффициента АО качества M и, вследствие этого, не представляет практического интереса. Характеристики deflectоров в плоскостях XY и XZ кристалла Ti_3AsS_4 , рассчитанные для длины волны излучения $\lambda = 1.06$ мкм, представлены на рис. 1. Расчет выполнен для двух вариантов рассеяния

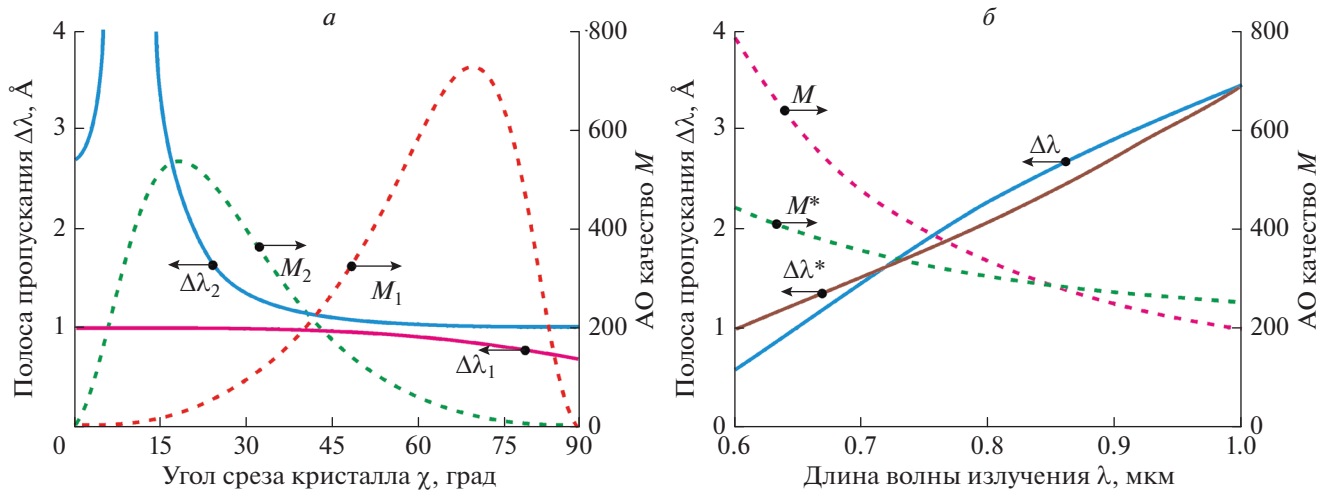


Рис. 2. Характеристики АО квази-коллинеарных фильтров на кристалле Ti_3AsS_4 . Зависимости от угла среза кристалла (а) и длины волны света (б).

света: в +1-й и –1-й порядки дифракции. Сплошными кривыми показаны зависимости центральной частоты ультразвука f_0 от угла среза кристалла χ , тогда как штриховыми кривыми представлены соответствующие значения коэффициента АО качества M в единицах $10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$. Плоскость XU (рис. 1а) содержит оптическую ось кристалла; ей соответствует угол $\chi = 74^\circ$. Благодаря этому имеется возможность широкого выбора оптимального частотного диапазона дефлектора. Отметим также существенное различие в характеристиках для различных порядков дифракции.

В плоскости XZ (рис. 1б), за счет близких значений главных показателей преломления n_x и n_z , характеристики дефлекторов для различных порядков дифракции оказываются практически идентичными, а наблюдаемое отличие характеристик обусловлено, главным образом, акустической анизотропией в плоскости XZ . Как следует из приведенных графиков, высокая АО эффективность соответствует относительно высоким рабочим частотам ультразвука, а максимальное значение коэффициента АО качества $M = 1300 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$ более чем на 20% превосходит максимальное значение коэффициента АО качества в кристалле парателлурита для той же длины волны излучения. Все это говорит о перспективности применения кристалла Ti_3AsS_4 в АО дефлекторах как в ближнем, так и в среднем ИК диапазонах.

Особое место в ряду АО устройств занимают перестраиваемые фильтры, находящие широкое применение в современной оптоэлектронике [1, 2, 7, 19]. Известно два основных варианта таких устройств: коллинеарные фильтры, которые применяются обычно для выделения нужных длин волн лазеров, и неколлинеарные фильтры,

используемые в спектральном анализе оптических изображений. Наш анализ показал, что кристалл Ti_3AsS_4 наилучшим образом подходит для создания квази-коллинеарных фильтров [4, 20].

Характеристики квази-коллинеарных фильтров представлены на рис. 2а. Расчеты проведены для $\lambda = 0.633 \text{ мкм}$ и длины АО ячейки $l = 4 \text{ см}$. Сплошными и штриховыми кривыми показаны зависимости соответственно полосы пропускания фильтра $\Delta\lambda$ и коэффициентов АО качества M от угла среза кристалла χ . Индексы “1” и “2” соответствуют дифракции в плоскостях XZ и XU кристалла. Видно, что при дифракции в плоскости XU высокая эффективность наблюдается в срезах с низким спектральным разрешением. В то же время в плоскости XZ максимальному значению коэффициента качества $M = 730 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$, которое достигается при $\chi = 71^\circ$, отвечает близкое к максимальному спектральному разрешению фильтра.

Зависимости коэффициента качества M и полосы пропускания $\Delta\lambda$ от длины волны света λ для указанного среза кристалла представлены на рис. 2б. Здесь же для сравнения приведены соответствующие характеристики M^* и $\Delta\lambda^*$ квази-коллинеарного фильтра на кристалле парателлурита с углом среза $\chi = 6^\circ$ в плоскости $(1\bar{1}0)$ для той же длины АО взаимодействия l . Как следует из графиков, при сопоставимом спектральном разрешении фильтр на кристалле Ti_3AsS_4 существенно выигрывает по величине АО качества в коротковолновой области спектра, лишь незначительно уступая в длинноволновой области. Этот факт, в сочетании с существенно более низким затуханием акустической волны, определяет перспективность кристалла Ti_3AsS_4 для создания спектральных устройств в ближнем и среднем ИК диапазонах.

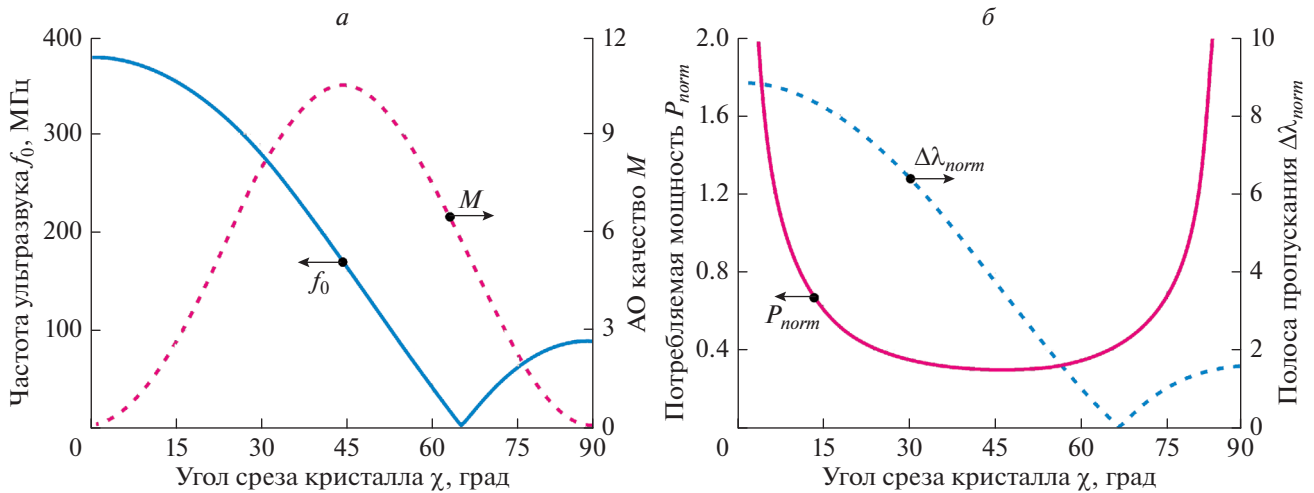


Рис. 3. Характеристики АО коллинеарных фильтров на кристалле α -НЮ₃.

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛА ЙОДНОВАТОЙ КИСЛОТЫ

Кристалл йодноватой кислоты α -НЮ₃ относится к числу наиболее известных двуосных лазерных кристаллов, отличающихся хорошими нелинейно-оптическими и АО свойствами [21–25]. Йодноватая кислота – синтетический монокристалл ромбической сингонии, принадлежащий к классу (222). Материал прозрачен в видимом и ближнем ИК диапазоне: от 0.4 до 1.3 мкм. Малые акустические и оптические потери, наряду с возможностью получения кристаллов большого размера и хорошего оптического качества определяют перспективность применения кристалла в АО устройствах. Следует также подчеркнуть высокую АО эффективность в режимах как изотропной, так и анизотропной дифракции света. Кристалл является водорастворимым, поэтому его поверхности необходимо защищать от атмосферной влаги. Эту особенность можно рассматривать как основной недостаток кристалла.

Элементарная кристаллографическая ячейка имеет размеры: $a = 0.588$ нм, $b = 0.773$ нм и $c = 0.554$ нм [21]. Ориентация кристаллографических осей X , Y и Z в нашем расчете выбрана в соответствии с работой [21] по ребрам a , b , и c . При этом главные показатели преломления на длине волны света $\lambda = 0.633$ мкм равны $n_x = 1.9865$, $n_y = 1.9604$ и $n_z = 1.8378$, а оптические оси лежат в плоскости XZ ; угол между ними равен $2\psi = 47^\circ$. В отличие от кристалла Tl_3AsS_4 , кристалл йодноватой кислоты характеризуется высоким уровнем оптической активности: компоненты тензора гирации имеют значения $g_x = -1.4 \cdot 10^{-4}$, $g_y = 3 \cdot 10^{-4}$ и $g_z = 3.6 \cdot 10^{-4}$.

В расчете использовались следующие значения упругих модулей и фотоупругих коэффициентов [21]:

$$c_{ij} = \begin{pmatrix} 57.0 & 6.0 & 14.6 & 0 & 0 & 0 \\ 6.0 & 42.9 & 11.5 & 0 & 0 & 0 \\ 14.6 & 11.5 & 30.0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 20.8 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 16.2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 17.8 \end{pmatrix} \times 10^9 \text{ Н/м}^2, \quad (3)$$

$$p_{ij} = \begin{pmatrix} 0.406 & 0.277 & 0.304 & 0 & 0 & 0 \\ 0.279 & 0.343 & 0.305 & 0 & 0 & 0 \\ 0.503 & 0.310 & 0.334 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.27 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.092 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Как и в случае Tl_3AsS_4 , в кристалле йодноватой кислоты отсутствует чисто коллинеарная дифракция. Однако, благодаря сносу акустического пучка, можно реализовать необычную – коллинеарную по волновым векторам геометрию взаимодействия, когда падающий световой пучок заводится в область взаимодействия через боковые границы звукового столба. Именно такой вариант АО взаимодействия рассматривается в данном разделе.

На рис. 3а приведены характеристики фильтра для различных срезов кристалла α -НЮ₃ в плоскости XZ (в этой плоскости лежит оптическая ось под углом $\chi = 66.5^\circ$). Максимальное значение АО качества $M = 11 \cdot 10^{-18}$ с³/г достигается для угла среза $\chi = 45^\circ$, когда частота ультразвука составляет $f_0 = 170$ МГц [24]. Величины потребляемой аку-

стической мощности P_{norm} и спектрального разрешения $\Delta\lambda_{norm}$, нормированные на соответствующие характеристики коллинеарного фильтра на основе молибдата кальция (CaMoO_4) [26], показаны на рис. 3б сплошной и пунктирной кривой соответственно. Как следует из графиков, имеется довольно широкий диапазон углов среза, в котором фильтры на кристалле α - NiO_3 превосходят классический фильтр на кристалле CaMoO_4 как по величине потребляемой мощности, так и по спектральному разрешению. Например, для $\chi = 45^\circ$ получается выигрыш в 3.5 раза по потребляемой мощности и почти в 4 раза – по спектральному разрешению. Аналогично, при $\chi = 25^\circ$ спектральное разрешение оказывается почти в 7 раз выше, а потребляемая мощность – в 2.5 раза ниже.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты расчета характеристик анизотропной брэгговской дифракции света в главных плоскостях двуосных кристаллов ромбической сингонии Ti_3AsS_4 и α - NiO_3 . Для первого проведено исследование параметров АО дефлекторов и квази-коллинеарных фильтров для различных срезов кристалла. Показано, что по ряду характеристик такие устройства существенно превосходят существующие аналоги, что позволяет рассчитывать на широкое применение кристалла в приборах современной оптоэлектроники. Доказана перспективность применения кристалла йодной кислоты для создания устройств спектральной фильтрации. Установлено, что АО фильтры, использующие близкий к коллинеарному режим дифракции, сопоставимы по спектральному разрешению с квази-коллинеарными фильтрами при одинаковой длине АО взаимодействия. Отмечено преимущество использования такого режима дифракции в АО кристаллах с малыми значениями угла акустического сноса. Показано, что подобный фильтр на кристалле α - NiO_3 может существенно превосходить классический коллинеарный фильтр на молибдате кальция как по спектральному разрешению, так и по величине потребляемой мощности. Определены параметры АО фильтров, оптимизированных под максимальное разрешение и минимальную потребляемую мощность.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Xu J., Stroud R. Acousto-optic devices: principles, design, and applications. N.Y.: Wiley, 1992.

3. Шаскольская М.П. Акустические кристаллы. М.: Наука, 1982.
4. 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.
5. Балакший В.И., Волошин А.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 10. С. 1471; Balakshy V.I., Voloshin A.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 10. P. 1310.
6. 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.
7. Пожар В.Э., Пустовойт В.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 10. С. 1375; Pozhar V.E., Pustovoyt V.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 10. P. 1221.
8. Писаревский Ю.В., Сильвестрова И.М. // Кристаллография. 1976. Т. 18. № 5. С. 1003.
9. Богданов С.В., Сапожников В.К. // Автометрия. 1989. № 5. С. 3.
10. Balakshy V.I., Kupreychik M.I. // Phys. Proc. 2015. V. 70. P. 758.
11. Ohmachi Y., Uchida N. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. P. 521.
12. Мильков М.Г., Волнянский М.Д., Антоненко А.М., Волошинов В.Б. // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 2. С. 206; Mil'kov M.G., Volnyanskii M.D., Antonenko A.M., Voloshinov V.B. // Acoust. Phys. 2012. V. 58. No. 2. P. 172.
13. Mazur M.M., Velikovskiy D.Yu., Mazur L.I. et al. // Ultrasonics. 2014. V. 54. No. 5. P. 1311.
14. Martynyuk-Lototska I., Mys O., Zapeka B. et al. // Appl. Opt. 2014. V. 53. No. 10. P. B103.
15. Buryy O., Andrushchak N., Ratych A. et al. // Appl. Opt. 2017. V. 56. No. 7. P. 1839.
16. Roland G.W., Gottlieb M., Feichtner J.D. // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 21. No. 2. P. 52.
17. Goutzoulis A., Gottlieb M., Davies K., Kun Z. // Appl. Opt. 1985. V. 24. No. 23. P. 4183.
18. Mytsyk B., Kryvyy T., Demyanyshyn N. et al. // Appl. Opt. 2018. V. 57. No. 14. P. 3796.
19. Левин В.М., Морочков Е.С., Петронюк Ю.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 8. С. 1053; Levin V.M., Morokov E.S., Petronyuk Y.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 8. P. 950.
20. Балакший В.И., Магдич Л.Н., Манцевич С.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 5. С. 526; Balakshy V.I., Magdich L.N., Mantsevich S.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 5. P. 459.
21. Pinnow D.A., Dixon R.W. // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. No. 4. P. 156.
22. Купрейчик М.И., Балакший В.И. // Опт. и спектроскоп. 2017. Т. 123. № 3. С. 439; Kupreychik M.I., Balakshy V.I. // Opt. Spectrosc. 2017. V. 123. No. 3. P. 463.
23. Kupreychik M.I., Balakshy V.I. // Appl. Opt. 2018. V. 57. No. 20. P. 5549.
24. Kupreychik M.I., Balakshy V.I. // Proc. SPIE. 2019. V. 11210. Art. No. 112100O.
25. Кулакова Л.А., Лютецкий А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 5. С. 550; Kulakova L.A., Lutetsky A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 5. P. 550.

kiy A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 5. P. 481. 26. *Harris S.E., Nieh S.T.K., Fiegelson R.S. // Appl. Phys. Lett. 1970. V. 17. No. 5. P. 223.*

Acousto-optic devices based on biaxial crystals of rhombic system

V. I. Balakshy^{a,*}, M. I. Kupreychik^a, S. N. Mantsevich^a, V. E. Pozhar^b

^aLomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia

^bScientific and Technological Center of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117342 Russia

**e-mail: balakshy@phys.msu.ru*

A detailed analysis of the acousto-optic effect in biaxial crystals is presented using the examples of Ti_3AsS_4 and $\alpha\text{-HfO}_3$ rhombic system crystals. Optimal cuts of the crystals for such acousto-optic devices as deflectors and filters are determined. The prospects of using the Ti_3AsS_4 crystal for creating high-performance acousto-optic deflectors, as well as quasi-collinear filters in the near and middle IR ranges are shown. It is found that the spectral resolution of acousto-optic filters based on this diffraction variant is comparable to the resolution of quasi-collinear filters with an equal length of acousto-optic interaction.