

КОЛЛИНЕАРНЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР НА КРИСТАЛЛЕ $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$

М. М. Мазур, Х. М. Махмудов, С. Е. Хмылева, Л. И. Мазур

В настоящее время остается актуальным вопрос разработки акустооптических фильтров (АОФ), обладающих высокой селективностью в видимом и ближнем ИК диапазоне. Как известно [1], селективность коллинеарных АОФ $\lambda/(\Delta\lambda) \sim (L\Delta n)/\lambda$, где λ — длина световой волны, $\Delta\lambda$ — полоса пропускания АОФ, L — длина акустооптического взаимодействия, Δn — величина двулучепреломления. Таким образом, селективность АОФ можно повышать, увеличивая длину акустооптического взаимодействия или выбирая материал с большим Δn .

Наиболее освоены АОФ из кристаллического кварца, по-видимому, достигли предела своей селективности $\lambda/(\Delta\lambda) \sim 2500$ при $\lambda = 0.63$ мкм [2], которая обеспечивается при длине АОФ 18 см, и дальнейшее увеличение их длины вряд ли целесообразно. При выборе материалов для АОФ с большим двулучепреломлением следует учесть, что частота звуковой волны, обеспечивающая коллинеарное акустооптическое взаимодействие, выражается формулой

$$f_{зв} = \frac{\Delta n}{\lambda} V_{зв}, \quad (1)$$

где $V_{зв}$ — скорость звуковой волны.

В результате при изготовлении АОФ из ниобата лития ($\Delta n \approx 0.08$, $V_{зв} \approx 7.2 \cdot 10^5$ см/с) в видимой области необходимы звуковые частоты порядка 1 ГГц. В этой области частот в настоящее время не существует эффективных преобразователей ультразвука. Следовательно, среди материалов с большим Δn необходимо выбирать такой, у которого скорость звука мала. Предлагаем

в этой работе АОФ на кристалле $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ как раз и обладает такими свойствами — большим двулучепреломлением ($\Delta n \sim 0.1$) и малой скоростью звука $V_{зв} = 2.1 \times 10^5$ см/с.

$\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ — одноосный, оптически отрицательный кристалл точечной симметрии $4/m$, прозрачный в области длин волн 0.5—5.5 мкм [3]. Коллинеарная акустооптическая дифракция в кристаллах такой симметрии обеспечивается упругооптическим коэффициентом P_{45} . Это означает, что происходит дифракция света, распространяющегося вдоль оси X , на сдвиговой волне с поляризацией вдоль Z . Так как скорость этой волны была известна из работы [3], то для определения частот ультразвуковых волн, обеспечивающих акустооптическую дифракцию, необходимо было измерить дисперсию $\Delta n(\lambda)$. Измерение двулучепреломления было выполнено на пластине $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ X-среза интерференционным методом, так же как и в работе [4]. Результаты представлены на рис. 1. На этом же рисунке показана рассчитанная кривая ($f = \Delta n V / \lambda$) перестроенной характеристики АОФ.

При разработке АОФ, работающего на проход, возникает вопрос, как оптимально ввести и совместить в светозвукопроводе звуковой и световой пучки. Обычное решение этого вопроса для кристалла такой же симметрии, как и $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$, предложено в работе [5]. Сдвиговая акустическая волна, распространяющаяся в кристаллографическом направлении X , создается путем конверсии продольной звуковой волны, распространяющейся вдоль оси Z . Рассчитанный угол наклона конвертирующей грани в кристалле $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ оказался равным 61.7° . Однако при таком угле наклона конвертирующей плоскости вследствие большого коэффициента преломления света световая волна не выйдет из светозвукопровода, так как на грани, обеспечивающей конверсию звука, произойдет полное внутреннее отражение.

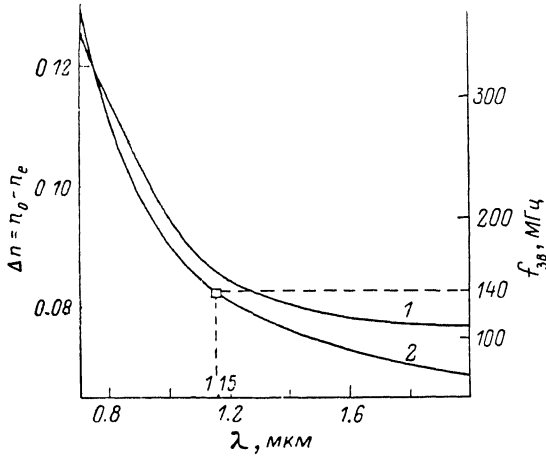


Рис. 1. Спектральная зависимость $\Delta n(\lambda)$ (1) и расчетная перестроенная характеристика АОФ (2).

Предложенная нами конструкция АОФ показана на рис. 2. Для того чтобы избежать полного внутреннего отражения, к конвертирующей грани приклеена призма из исландского шпата. При этом следовало решить две проблемы: сделать так, чтобы продольная звуковая волна не уходила в призму из исландского шпата, и обеспечить отсутствие хроматизма для дифрагированной световой волны, проходящей через АОФ.

Наше решение первой проблемы заключается в применении склейки большой (0.1 мм) толщины. В результате большой разности акустооптических импедансов цианокрилатного

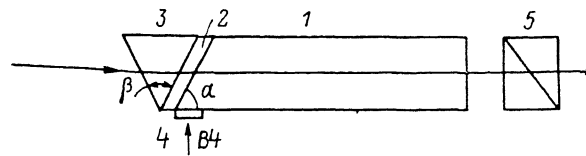


Рис. 2. Схема конструкции АОФ.

1 — АОЯ, 2 — слой клея, 3 — призма из исландского шпата, 4 — пьезопреобразователь, 5 — полярizador.

клея и $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ обеспечивается достаточный коэффициент отражения звуковой волны.

Для решения второй проблемы были точно измерены коэффициенты преломления $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ в рабочей области спектра разрабатываемого АОФ. Измерение n_o , n_E проводилось путем регистрации угла отклонения поляризационного светового излучения при прохождении призмы из $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ на длине волны $\lambda=1.06$ и 1.15 мкм. Получены следующие результаты: при $\lambda=1.06$ мкм $n_o=2.202$, $n_E=2.131$, при $\lambda=1.15$ мкм $n_o=2.203$, $n_E=2.131$.

На основании этих данных, а также данных по дисперсии исландского шпата [6] нами была рассчитана величина угла при вершине призмы из исландского шпата, обеспечивающего минимальный хроматизм в области $1000-1300$ нм, для дифрагированного излучения. Величина угла β равна 57° , если оптическая ось кристалла CaCO_3 параллельна ребру призмы.

Созданный нами АОФ имел длину ~ 43 мм, сечение ультразвукового луча 4.5×3 мм. Экспериментальное исследование аппаратной функции АОФ проводилось на линии $\lambda=1.15$ мкм He—Ne лазера изменением частоты звука, заполняющего АОЯ. Как из-

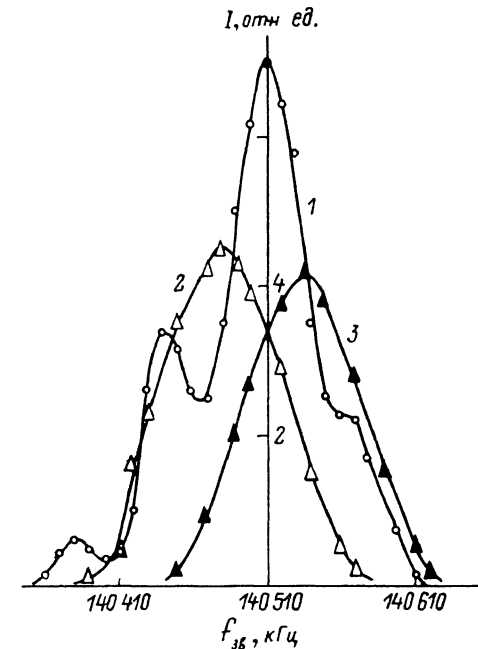


Рис. 3. Обращенная аппаратная функция АОФ.

1 — АОЯ полностью заполнена УЗ волной, 2 — заполнена одна половина АОЯ, 3 — заполнена другая половина АОЯ УЗ волной.

вестно, ширина обращенной аппаратной функции $\Delta f \approx 0.9 V/L$, т. е. в нашем случае $\Delta f \approx 44$ кГц. Это соответствует полуширине линии пропускания АОФ $\Delta \lambda \approx 3.5 \text{ \AA}$.

На рис. 3 (кривая 1) показана интенсивность дифрагированного пучка в зависимости от частоты УЗ волны. При этом эффективность дифракции в максимуме составляла 70 % на 8 Вт. Как видно из рисунка, ширина аппаратной функции равна 60 кГц, т. е. $\Delta \lambda = 4.8 \text{ \AA}$, что больше, чем было рассчитано.

Для выяснения причины уширения аппаратной функции АОФ были измерены аппаратные функции АОФ при частичном заполнении звуком светозвукопровода. Кривыми 2, 3 на рис. 3 представлены обращенные функции, соответствующие заполнению 1-й и 2-й половин светозвукопровода УЗ волной. Как видно, положение этих вершин отличается на 60 кГц. Из этого можно сделать вывод, что в нашем АОФ значение величины $\Delta n \cdot V_{зв}$ неодинаково по длине кристалла, а затухание УЗ волны несущественно. Путем экспериментов было выяснено, что изменение величины $\Delta n \cdot V_{зв}$ по длине кристалла — дефект, приобретенный при его

росте, а не вследствие неравномерного разогрева кристалла из-за поглощения УЗ волны. Подробное исследование однородности светозвукопровода показало, что максимальное изменение $\Delta n \cdot V_{\text{вз}}$ по длине составляет около 0.05 %, что соответствует сдвигу резонансной частоты взаимодействия для $\lambda = 1.15$ мкм на 80 кГц.

Таким образом, созданный нами АОФ на $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ длиной 43 мм обладает спектральным расширением, почти в 2 раза лучшим, чем кварцевый АОФ длиной 180 мм. А коллинеарная акустооптическая эффективность M_2 по оценкам в 5 раз лучше, чем у кристаллического кварца. Достигнутая эффективность 70 % при электрической мощности 8 Вт, позволяет использовать его в качестве дисперсионного элемента высокого разрешения в спектральных приборах, в частности, в перестраиваемых лазерах ближнего ИК диапазона.

В заключение можно сделать вывод, что малое затухание в $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ на частотах коллинеарной дифракции в ближнем ИК диапазоне позволяет в несколько раз увеличивать длину кристалла, что, как и применение более однородных кристаллов, приводит к увеличению селективности $\sim 10^4$.

Список литературы

- [1] Балакий В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
- [2] Визен Ф. Л., Захаров В. М., Калинин Ю. К. и др. // ПТЭ. 1979. № 6. С. 170.
- [3] Авокянц Л. П., Антипов В. В., Киселев Д. Ф. и др. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 2. С. 170.
- [4] Блистанов А. А., Вискун Т. Г., Мазур М. М. и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 1. С. 189—192.
- [5] Harris E., Nich S. T. K., Eiegelson R. S. // Appl. Phys. Lett. 1970. Vol. 17. N 5. P. 223—225.
- [6] Оптические материалы для инфракрасной техники. М.: Наука, 1965.

Поступило в Редакцию

22 февраля 1989 г.

В окончательной редакции

11 апреля 1990 г.

01; 10

Журнал технической физики, т. 60, в. 9, 1990

© 1990 г.

К ОЦЕНКЕ НЕКОТОРЫХ КОРПУСКУЛЯРНО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОНИЧЕСКИХ ОТКЛОНЯЮЩИХ СИСТЕМ

А. М. Кизнер, В. В. Радченко, И. Ф. Спивак-Лавров

Уравнение траектории нерелятивистской заряженной частицы в средней плоскости $\theta = \pi/2$ конических отклоняющих систем [1, 2] может быть записано в виде

$$\sigma' = 1 - \frac{\Phi'}{2\Phi} \operatorname{tg} \sigma - \frac{h}{\sqrt{2\Phi} \cos \sigma}. \quad (1)$$

Здесь используются сферические координаты r, θ, ψ , выбранные таким же образом, как в [1-3]; штрихи обозначают дифференцирование по ψ , считается, что координата ψ вдоль траектории изменяется монотонно; $\Phi(\psi)$ — распределение безразмерного электромагнитного потенциала в средней плоскости, причем потенциал равен нулю в том месте, где равна нулю скорость частиц; $\sigma = \operatorname{arctg}(r'/r)$; $h(\psi) = (e r H)/(m c^2)$, где H — величина напряженности магнитного поля в средней плоскости, e — заряд частицы, m — масса покоя частицы, c — скорость света в вакууме. Переменная $\sigma(\psi)$ определяет угол между лежащими в средней плоскости нормалью к лучу $\psi = \operatorname{const}$ и касательной к траектории в точке ее пересечения с этим лучом.

Согласно вириальной теореме в чисто электростатическом поле конических отклоняющих систем осуществимы только инфинитные траектории. Для исследования характера этих траекторий воспользуемся выражением, которое получается в результате интегрирования (1) при $h \equiv 0$,

$$\frac{\sin \sigma}{\sin \sigma_0} = \sqrt{\frac{\Phi_0}{\Phi}} \exp \int_{\psi_0}^{\psi} \frac{d\psi}{\operatorname{tg} \sigma}. \quad (2)$$