

07;08;12

Оптимизация акустооптического перестраиваемого фильтра на кристалле KDP

© В.Б. Волошинов, Д.В. Богомолов, А.Ю. Трохимовский

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия
e-mail: volosh@phys.msu.ru

(Поступило в Редакцию 23 марта 2005 г.)

Проанализированы характеристики акустооптической ячейки, оптимизированной для работы в качестве перестраиваемого фильтра, обеспечивающего анализ оптических изображений в ультрафиолетовом свете на длинах волн $\lambda = 200\text{--}400\text{ nm}$. Измерено затухание медленной сдвиговой акустической волны в плоскости (010) кристалла и показано, что затухание ультразвука сказывается на характеристиках фильтрации при частотах звука $f > 500\text{ MHz}$. Представлены результаты расчетов, экспериментальные данные и анализ факторов, влияющих на качество изображений, получаемых с помощью акустооптических фильтров на основе кристаллов KDP.

PACS: 78.20.Nr

Введение

Акустооптические дефлекторы и перестраиваемые фильтры широко используются для решения задач спектрометрии и обработки оптических изображений. Спектрометры на базе акустооптических ячеек отличаются малыми габаритами, умеренным энергопотреблением, возможностью перестройки и обладают рабочим диапазоном фильтруемых длин волн порядка октавы [1–5]. Акустооптический перестраиваемый фильтр состоит из прозрачного кристалла с прикрепленным пьезопреобразователем и акустическим поглотителем. Переменное электрическое напряжение, поданное на преобразователь, генерирует акустическую волну, распространяющуюся по кристаллу. Ультразвуковая волна благодаря фотоупругому эффекту меняет показатель преломления среды. Оптический пучок, падающий на акустооптический столб под определенным углом, дифрагирует на трехмерной фазовой дифракционной решетке, созданной звуком в кристалле. На выходе фильтра возникают два оптических пучка: прошедший свет нулевого порядка и первый порядок фильтрации.

Брэгговская дифракция света на ультразвуке в общем случае чрезвычайно чувствительна к углу падения оптического пучка. Однако для обработки неколиммированных пучков света, а также лучей, формирующих изображения, требуется, чтобы оптическое устройство обладало широкой угловой апертурой [1,5,6,7]. Это противоречие устраняется при использовании двулучепреломляющих кристаллов и так называемой широкоапертурной геометрии акустооптического взаимодействия [1–7].

Следует отметить, что акустооптические фильтры обработки изображений используют двулучепреломляющие материалы с особым сочетанием оптических и акустических свойств. Для создания акустооптических фильтров чаще всего используется кристалл парателлурита (TeO_2) [1–8]. В последнее время изучается возможность создания акустооптических фильтров в

ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах. Одним из достаточно перспективных материалов для использования в фильтрах, анализирующих изображения в ультрафиолетовом спектре, является кристалл KDP (KH_2PO_4) [8–17]. В данной работе рассматривается возможность применения кристалла KDP в акустооптических приборах. Дигидрофосфат калия известен тем, что этот двулучепреломляющий материал прозрачен для ультрафиолетового диапазона длин волн (до 200 nm). Поэтому кристалл KDP наряду с кварцем и фторидом магния может быть рекомендован к применению в акустооптических устройствах для работы в ультрафиолетовой части спектра оптического излучения [14–17].

К настоящему времени хорошо известны оптические, электрооптические свойства кристалла KDP, а также нелинейно-оптические свойства этого материала. С другой стороны, его акустические и акустооптические характеристики исследованы недостаточно полно [2]. Интерес к KDP обусловлен еще и тем, что в последнее время была доказана эффективность применения кристалла для анализа изображений в ультрафиолетовой области спектра [16,17].

Теоретическое исследование дифракции

Акустооптическое взаимодействие можно рассматривать как рассеяние фотонов оптического излучения на фонах звуковой волны [1–4]. В этом случае должно выполняться условие фазового синхронизма при фотон-фононном взаимодействии

$$\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i + \mathbf{K}, \quad (1)$$

где $|\mathbf{k}_i| = 2\pi n_i/\lambda$, $|\mathbf{k}_d| = 2\pi n_d/\lambda$ — волновые векторы падающего и дифрагированного света соответственно, $|\mathbf{K}| = 2\pi V/f$ — волновой вектор звука, n_i — показатель

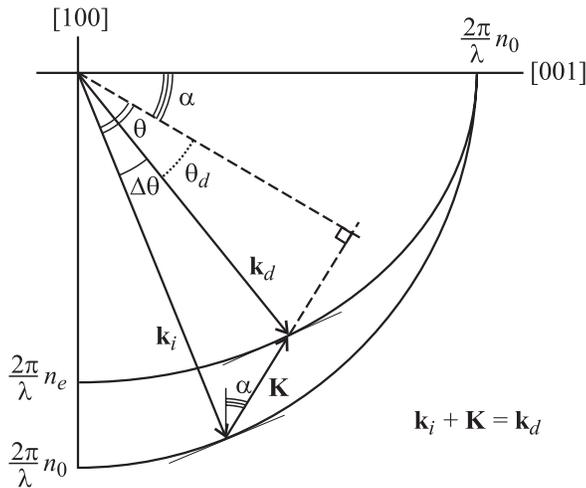


Рис. 1. Векторная диаграмма взаимодействия в кристалле KDP.

преломления падающего света, n_d — показатель преломления дифрагированного света, λ — его длина волны, V и f — фазовая скорость акустической волны и частота ультразвука.

Векторная диаграмма акустооптического взаимодействия в кристалле KDP в плоскости (010) представлена на рис. 1. Для определенности падающий луч выбран обыкновенной поляризации, а дифрагированный — необыкновенной. Дифракция исследовалась для случая сдвиговой акустической волны, распространяющейся в плоскости (010) под углом α к оси X . Как принято в акустооптике, углы падения θ и угол дифракции θ_d отсчитываются от направления акустического волнового фронта [1,6,7]. Угол α определяет срез кристалла и задает направление фазовой скорости акустической волны. Показатель преломления на рис. 1 дифрагированного света зависит от угла дифракции θ_d и направления звука следующим образом:

$$n_d = \frac{n_0 n_e}{\sqrt{n_0^2 \sin^2(\theta_d + \alpha) + n_e^2 \cos^2(\theta_d + \alpha)}}. \quad (2)$$

Анализ векторной диаграммы позволяет получить формулу для связи угла Брэгга и частоты ультразвука

$$f = \frac{V(\alpha)}{\lambda} \left[\sqrt{n_0^2 - n_d^2 \cos^2 \theta_d} - n_d \sin \theta_d \right] \quad (3)$$

Для вычисления фазовой скорости сдвиговой ультразвуковой волны $V(\alpha)$, распространяющейся под углом α к оси [100] в кристаллической плоскости (010), можно воспользоваться следующей формулой [16,17]:

$$V(\alpha) = \sqrt{V_{100}^2 \cos^2 \alpha + V_{001}^2 \sin^2 \alpha}, \quad (4)$$

где V_{100} и V_{001} — скорости вдоль осей X и Z соответственно.

Численные значения этих скоростей в материале равны $V_{100} = 1.65 \cdot 10^5$ см/с, $V_{001} = 2.34 \cdot 10^5$ см/с.

Из векторной диаграммы видно, что касательные к поверхности волновых векторов для падающего и дифрагированного света параллельны друг другу, т.е. выполнено условие широкоапертурной дифракции [1–6]. Также диаграмма показывает, что угол пространственного разделения падающего и дифрагированного пучков $\Delta\theta$ зависит от оптических характеристик кристалла и длины волнового вектора звука. Легко показать, что угол $\Delta\theta$ зависит от величины двулучепреломления Δn

$$\Delta\theta = \theta - \arccos[(n_0/n_d) \cos \theta]. \quad (5)$$

Если угловая апертура акустооптического фильтра больше угла $\Delta\theta$, то пучки дифрагированного и прошедшего света перекрываются между собой, поэтому в обработанном изображении в области перекрытия лучей теряется информация, а также возникают дополнительные искажения [3,4,8,16]. Следовательно, угол дифракции $\Delta\theta$ определяет максимальную угловую апертуру акустооптического спектрометра. Таким образом, угол дифракции является одной из важнейших характеристик акустооптического фильтра, поскольку он определяет максимальное пространственное разрешение и светосилу прибора. Малость угла дифракции неизбежно приводит к ухудшению качества отфильтрованного изображения и к усложнению юстировки прибора.

В первых фильтрах на основе кристалла KDP были использованы сдвиговые акустические волны, распространяющиеся под углом $\alpha = 6^\circ$ к оси X в плоскости (010) кристалла [16,17]. Недостатком этих фильтров были ограниченные угловые апертуры приборов из-за малых углов между падающим и дифрагированным лучами на выходе из ячейки. Например, в фильтре, описанном в работе [17], этот угол не превышал 0.7° в кристалле и 1.2° в воздухе. Малость этих значений углов обусловлена небольшим двулучепреломлением кристалла KDP: $n_0 = 1.51$, $n_e = 1.47$, $\Delta n = 0.04$ при $\lambda = 633$ нм. Для сравнения, угол отклонения лучей в известном кристалле TeO_2 оказывается в несколько раз больше из-за того, что двулучепреломление материала $\Delta n = 0.15$.

Одна из возможностей увеличения угловой апертуры в акустооптическом фильтре на KDP состоит в использовании таких срезов кристаллов, в которых ультразвуковые волны распространяются под углами $\alpha \geq 10^\circ$ относительно оси X . При этом сохраняется широкоапертурная конфигурация фильтра, при которой рабочая частота устройства слабо зависит от угла Брэгга. С ростом угла α увеличивается угол $\Delta\theta$, определяющий разведение лучей на выходе из ячейки.

На рис. 2 представлены рассчитанные зависимости угла Брэгга от частоты звука для разных углов распространения акустической волны в кристалле KDP при длине волны света $\lambda = 633$ нм. Было определено, что использование углов среза порядка $\alpha \approx 17^\circ$ соответствует разведению лучей на выходе из ячейки на $\Delta\theta = 2.3^\circ$. Однако, как видно из рис. 2, применение в кристаллах упругих волн с направлением распространения звука вдали

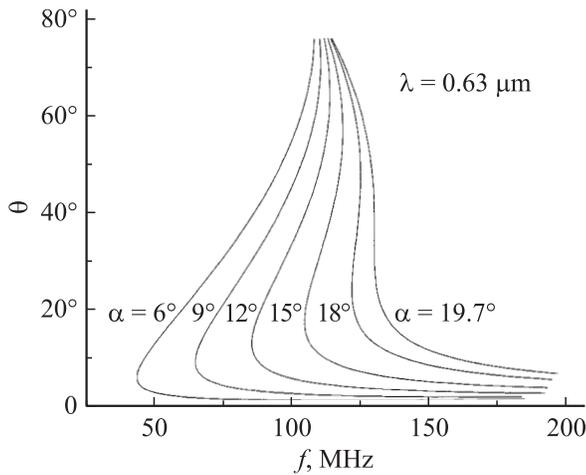


Рис. 2. Зависимость угла Брэгга θ от акустической частоты для разных углов распространения акустической волны.

от оси кристалла сопровождается увеличением акустической частоты фильтра f свыше 100 МГц. Следует также учитывать, что в соответствии с уравнением (3) частота акустической волны f обратно пропорциональна длине волны света λ . Так, рабочая частота акустооптического фильтра на основе кристалла КДР, вырезанного под углом $\alpha = 15^\circ$ к Z в плоскости (010) и работающего на длине волны $\lambda = 300$ нм, составляет $f = 250$ МГц. Подобное увеличение частоты является нежелательным: во-первых, из-за сложности синтеза цепей согласования пьезопреобразователя и управляющего генератора. И во-вторых, на столь высоких частотах звука следует учитывать затухание акустической энергии в звукопроводе, так как оно может быть довольно существенным и влиять на работу прибора. Следует отметить, что уменьшение амплитуды ультразвука по мере распространения вдоль кристалла ограничивает линейную апертуру устройства фильтрации и ухудшает качество получаемого изображения [7,16]. Однако, несмотря на то что кристалл КДР применяется в оптоэлектронике не один десяток лет, к настоящему времени не имеется сведений о величине затухания ультразвука в этом кристалле. Таким образом, одной из задач настоящей работы было измерение коэффициента затухания упругой волны в этом акустооптическом материале. Другой задачей было определение геометрии акустооптического взаимодействия для использования КДР в акустооптических фильтрах и акустооптических дефлекторах.

Экспериментальное исследование дифракции

В экспериментах использовались ячейки фильтра на основе дигидрофосфата калия, предназначенные для анализа изображений в ультрафиолетовой области спектра. Кристалл КДР был вырезан под углом $\alpha = 9^\circ$ к Z в плоскости (010). Длина и ширина кристалла равня-

лись соответственно $L = 3$ см и $d = 1$ см. В качестве источника оптического излучения использовался He-Ne лазер, работающий на длине волны света $\lambda = 633$ нм. Резонансная частота пьезопреобразователя составляла величину $f = 170$ МГц, при этом сдвиговые ультразвуковые волны эффективно возбуждались в кристалле в диапазоне акустических частот $f = 100\text{--}300$ МГц, оцениваемом по уровню 3 dB. Однако чувствительность установки и реализуемая в кристалле геометрия взаимодействия обеспечивали возможность даже при небольшой эффективности дифракции проводить измерения в более широком диапазоне частот звука $f = 60\text{--}450$ МГц, существенно превышающем диапазон эффективного возбуждения ультразвука пьезопреобразователем.

На рис. 3 представлены рассчитанные кривые зависимости угла Брэгга от частоты ультразвука для кристалла КДР, вырезанного под углом $\alpha = 9^\circ$, для обыкновенной (o) и необыкновенной (e) поляризации падающего излучения. На этом графике также представлены экспериментальные результаты, соответствующие данной зависимости для случая обыкновенно поляризованного оптического излучения. Небольшой сдвиг экспериментальных точек по оси абсцисс относительно рассчитанных данных на рис. 3 можно объяснить неточностью ориентации кристалла. Так как в исследуемом случае дифракция происходит с изменением типа оптической моды, то угол $\Delta\theta$ между падающим и дифрагированным пучком может быть определен для каждой частоты f на этом рисунке как разница значений углов Брэгга для двух поляризаций света.

Измерение затухания проводилось акустооптическим методом по стандартной методике [1,2]. В эксперименте обеспечивалось перемещение образца по направлению распространения звука и перпендикулярно к направлению луча лазера. Таким образом, оптическое излучение дифрагировало на разном расстоянии от пьезопреобразователя. Как известно, интенсивность дифрагированного света I_d определяется мощностью звука P_a : $J_d \sim P_a$.

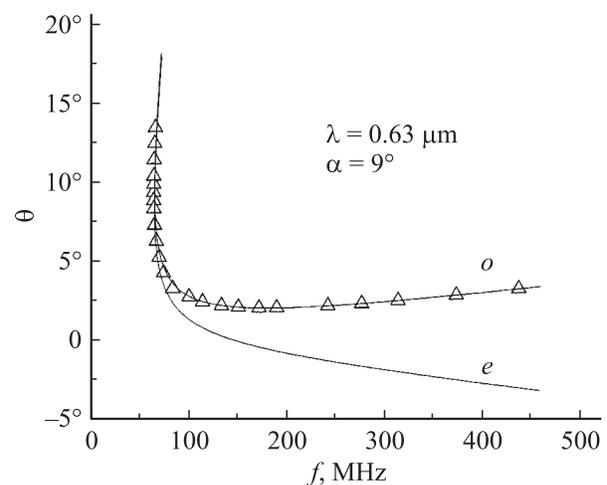


Рис. 3. Зависимости угла Брэгга θ от акустической частоты для обыкновенной и необыкновенной поляризации света.

Поэтому, зная зависимость интенсивности дифрагированного света от расстояния, пройденного акустической волной, можно определить распределение относительной акустической мощности по длине кристалла. Чтобы уменьшить ошибки, вносимые неравномерным распределением звука в плоскости, перпендикулярной направлению его распределения, измерения проводились не только на разном расстоянии от пьезопреобразователя, но и в различных точках по сечению звукового столба.

Для наблюдения дифракции на высоких частотах ультразвука акустооптическая ячейка была развернута на несколько градусов в сторону малых углов Брэгга. При этом удалось зафиксировать дифракцию во всем диапазоне углов падения и частот ультразвука, соответствующих переходу от режима работы акустооптического deflectора при $\theta = 2-3^\circ$ и $f = 90-400$ MHz, до режима акустооптического фильтра при $\theta = 6-14^\circ$ и $f = 65-68$ MHz на длине волны $\lambda = 633$ nm. Из рис. 3 видно, что в пределах изменения угла $\theta = 2-14^\circ$ частота устройства изменятся именно в пределах $f = 60-400$ MHz.

В эксперименте были определены зависимости относительной интенсивности света в первом порядке дифракции I_d/I_{\max} от расстояния до пьезопреобразователя ξ при различных частотах акустической волны. Характерный вид полученных кривых для двух частот звука $f = 120$ и 380 MHz приведен на рис. 4. Экспериментально зарегистрированные зависимости интенсивности дифрагированного света от положения луча лазера аппроксимировались соответствующими экспоненциальными зависимостями. Из этих зависимостей по стандартной методике метода наименьших квадратов определялся коэффициент затухания акустической волны в кристалле β для определенной частоты ультразвука. Данные измерений для различных частот определяют общую зависимость коэффициента затухания от акустической частоты, представленную на рис. 5.

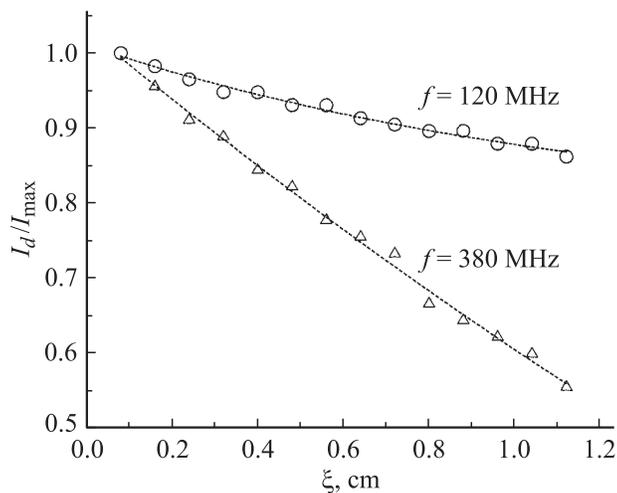


Рис. 4. Зависимость относительной интенсивности дифрагированного света от расстояния до пьезопреобразователя.

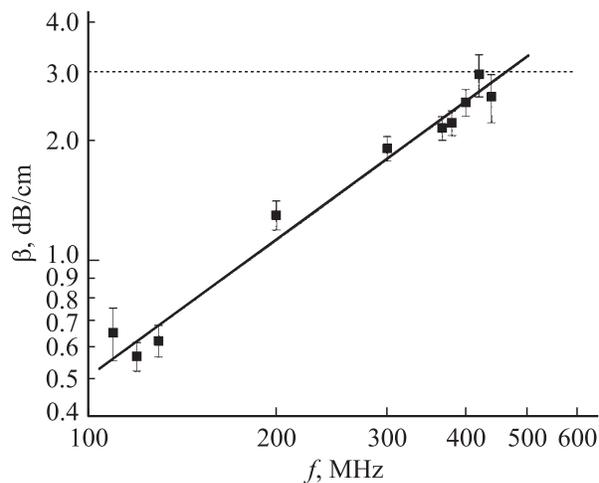


Рис. 5. Коэффициенты затухания акустической волны.

Экспериментально определенная зависимость $\beta(f)$ оказалась близка к степенной, характеризующейся степенью 1.5. Примечательно, что характерной для большинства диэлектрических материалов, применяемых в акустооптике, является квадратичная зависимость затухания от частоты. Из полученных экспериментальных данных можно сделать вывод, что затухание $\beta \leq 3$ dB/cm наблюдается в кристалле KDP на частотах порядка $f \leq 500$ MHz. Это означает, что акустооптические фильтры для анализа изображений с линейной оптической апертурой около $a = 1$ cm могут быть созданы лишь в том случае, если частота управляющего сигнала не превышает 500 MHz. В противном случае затухание ультразвука в пределах линейной апертуры фильтра $a = 1$ cm будет сильным и это неизбежно скажется на качестве отфильтрованного изображения [7,16]. Очевидно, что затухание ультразвука влияет не только на работу акустооптического фильтра, но и акустооптического deflectора, который может быть создан на основе исследованной геометрии взаимодействия света и звука [1-4].

Выбор оптимального среза кристалла для акустооптического фильтра

Как было отмечено выше, кристалл KDP целесообразно использовать для управления оптическим излучением в диапазонах длин волн $\lambda = 200-400$ nm. Этот диапазон определяется, с одной стороны, областью прозрачности кристалла $\lambda \geq 200$ nm, а с другой стороны, теми длинами волн света, которые близки к краю полосы поглощения парателурита $\lambda \geq 350$ nm. Очевидно, что при $\lambda \geq 350$ nm парателурит предпочтительнее для использования в акустооптических фильтрах, чем кристалл KDP, из-за величины акустооптического качества [1-6,16,17].

Расчет показывает, что в фильтре на KDP можно увеличивать угол среза кристалла до величины $\alpha = 10\text{--}12^\circ$. При этом угле распространения ультразвука диапазон перестройки фильтра в пределах $\lambda = 200\text{--}400\text{ nm}$ с учетом дисперсии показателя преломления $n(\lambda)$ обеспечивается работой преобразователя в частотном диапазоне $f = 140\text{--}350\text{ MHz}$, что оказывается ниже частоты $f = 500\text{ MHz}$, соответствующей допустимому затуханию ультразвука в кристалле. Таким образом, указанные значения углов α можно считать оптимальными для работы фильтра с линейной апертурой порядка $a = 1\text{ cm}$. При меньших значениях углов распространения ультразвука в кристалле затухание акустической волны мало, однако при этом угол пространственного разделения прошедшего и дифрагированного света оказывается небольшим $\Delta\theta \leq 1.5^\circ$. Применение же фильтров с углом среза $\alpha > 12^\circ$ сопровождается увеличением угловой апертуры устройства фильтрации, но при этом затухание звука может сказываться как на качестве отфильтрованного изображения, так и на эффективности дифракции. Кроме того, немаловажным является тот факт, что создание электрических цепей согласования для пьезопреобразователей, работающих на частотах $f > 350\text{ MHz}$, является сложной технологической проблемой.

Известно, что максимальное число разрешимых элементов вдоль одного из направлений в кадре отфильтрованного изображения в случае монохроматического света может быть рассчитано по формуле

$$N_x = \Delta\theta / \delta\theta, \quad (6)$$

где разведение лучей $\delta\theta = 0.9\lambda/a$ определяется дифракционным пределом оптической системы.

Эта формула может быть получена из применяемого в оптике критерия Рэлея [7]. Для фильтра на основе кристалла KDP, вырезанного под углом $\alpha = 12^\circ$, с линейной апертурой порядка $a = 1\text{ cm}$ и работающего на длине волны $\lambda = 300\text{ nm}$, расчет позволяет получить следующие значения для углов: $\Delta\theta = 2.05^\circ$ и $\delta\theta = 0.0015^\circ$. Расчет показывает, что по формуле (6) $N_x = 1370$, а полное число разрешимых элементов в кадре $N = N_x \cdot N_y = N_x^2 = 2 \cdot 10^6$. Данное значение определяет верхний предел для пространственного разрешения фильтра, так как учитывает лишь дифракцию монохроматического излучения.

В случае немонохроматического света число разрешимых элементов оказывается меньше и его можно оценить по следующей формуле [16]:

$$N_x \leq \frac{1.25\Delta nL}{\lambda_0} \sin^2(\theta_d + \alpha) \cos \theta_d, \quad (7)$$

где L — длина пьезопреобразователя.

Из неравенства (7) видно, что число точек в отфильтрованном изображении возрастает с увеличением длины пьезопреобразователя и использовании материалов с большим значением двулучепреломления Δn . Для KDP

фильтра с теми же параметрами, что и в монохроматическом случае, при $L = 2\text{ cm}$ значение пространственного разрешения вдоль одного из направлений получается равным $N_x = 540$. Как и следовало ожидать, полное число разрешимых элементов в случае немонохроматического света оказывается существенно меньше, чем при монохроматическом освещении: $N \approx 3 \cdot 10^5$.

Оказалось, что затухание акустической энергии также уменьшает число разрешимых элементов из-за уменьшения эффективной апертуры при взаимодействии света и звука. Следовательно, в соответствии с теорией дифракции пятно дифрагированного света будет иметь больший размер, чем в случае отсутствия затухания. Таким образом, убывание амплитуды звуковой волны по мере распространения уменьшает полное число разрешимых точек в отфильтрованном изображении. Расчет показывает, что затухание ультразвука в кристаллах акустооптических приборов сказывается и на эффективности дифракции. Причем влияние затухания на эффективность оказывается даже более заметным, чем на число разрешимых элементов. Если линейную апертуру фильтра уменьшить до величины $a = 0.5\text{ cm}$, то, как следует из расчетов, допускается работа устройства с частотами акустических волн вплоть до $f = 600\text{ MHz}$, соответствующими при $\lambda = 200\text{ nm}$ углам среза $\alpha = 20^\circ$.

Очевидно, что затухание акустических волн неизбежно повлияет и на работу акустооптического дефлектора. Известно, что в дефлекторе максимальное число разрешимых элементов ограничено линейной апертурой устройства сканирования, поэтому влияние затухания ультразвука окажется еще более заметным, чем в акустооптическом фильтре [1,3]. Например, анализ доказывает, что число разрешимых элементов, превышающее $N > 500$, достигается в дефлекторе на кристалле KDP при апертурах световых лучей в несколько сантиметров.

Заключение

Таким образом, произведенные расчеты и измерения доказывают возможность эффективного применения кристалла KDP в акустооптических фильтрах для работы в ультрафиолетовом диапазоне длин волн. Измеренные значения затухания акустической энергии показали, что рабочая частота перестраиваемых фильтров при линейных апертурах $a \leq 1\text{ cm}$ может достигать значений $f \sim 500\text{ MHz}$. Относительно небольшая угловая апертура устройств, создаваемых на основе кристалла KDP, может быть увеличена за счет выбора такой геометрии взаимодействия света и звука, при которой акустическая волна распространяется под углом $\alpha = 10\text{--}12^\circ$ к оси [100] в плоскости (010). В этом случае эффективность дифракции, ограничиваемая затуханием звука, и угол расхождения лучей на выходе из акустооптической ячейки оказываются соответствующими большинству требований, предъявляемых к современным устройствам фильтрации света.

Список литературы

- [1] Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 279 с.
- [2] Yariv A., Yeh P. Optical Waves in Crystals. New York: Wiley, 1984.
- [3] Xu J., Stroud R. Acousto-Optic Devices. New York: Wiley, 1992.
- [4] Goutzoulis A., Pape D. Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices. New York: Marcel Dekker, 1994.
- [5] Chang C. // Proc. SPIE. 1976. Vol. 90. P. 12–22.
- [6] Voloshinov V., Gupta N. // Proc. SPIE. 1999. Vol. 3900. P. 68–73.
- [7] Voloshinov V. // Proc. SPIE. 1998. Vol. 3584. P. 116–127.
- [8] Миронов О.В., Троц Е.В. // Опт. и спектр. 1991. Т. 71. С. 526–531.
- [9] Беликов И., Волошинов В., Парыгин В. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. С. 645–650.
- [10] Katzka P., Chang I.C. // Proc. SPIE. 1979. Vol. 202. P. 26–32.
- [11] Voloshinov V. Acousto-optic Filtration of Electromagnetic Radiation in the Ultraviolet Region. New York: Plenum, 1991. P. 665–670.
- [12] Tang G., Chen J., Katz A. et al. // J. Biomed. Opt. 1998. Vol. 3. P. 80–84.
- [13] Voloshinov V., Gupta N. // Proc. SPIE. 2002. Vol. 4574. P. 162–173.
- [14] Ponomarev, Rodionov I., Teterin G. // Proc. SPIE. 1995. Vol. 2449. P. 200–207.
- [15] Chang C., Xu J. High Performance AOTFs for the Ultraviolet. Institute of Electrical and Electronics Engineers. New York: Piscataway, 1998. P. 1289–1292.
- [16] Gupta N., Voloshinov V. // Appl. Opt. 2004. Vol. 43. P. 2752–2759.
- [17] Voloshinov V., Gupta N. // Appl. Opt. 2004. Vol. 43. P. 3901–3909.