

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
Кафедра физики колебаний

Коллинеарная дифракция света в акустооптических кристаллах

**Дипломная работа
студента 622 группы
Манцевича С.Н.**

**Научный руководитель
д.ф.-м.н., профессор
В.И. Балакший**

**Допущена к защите
22 декабря 2008 г.**

**Зав. кафедрой физики колебаний
д.ф.-м.н., профессор**

_____ **А.С. Логгинов**

Москва, 2008 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава 1. Исследование низкочастотной и высокочастотной коллинеарной дифракции расходящихся световых пучков	5
1.1. Передаточные функции коллинеарной дифракции	7
<i>а) Низкочастотная коллинеарная дифракция</i>	8
<i>б) Высокочастотная коллинеарная дифракция</i>	12
1.2. Спектральные характеристики коллинеарной дифракции	14
1.3. Учет анизотропии акустооптического качества	17
Глава 2. Поляризационные эффекты при коллинеарном акустооптическом взаимодействии	23
2.1. Постановка задачи и основные соотношения	24
2.2. Результаты расчетов	26
2.3. Учет естественного двулучепреломления кристалла	32
2.4. Результаты эксперимента	35
Заключение	39
Список авторских публикаций	41
Литература	43

Введение

Взаимодействие оптических пучков с дифракционными решетками, полученными посредством возбуждения в кристаллах, жидкостях и газах акустических волн, широко используется в решении разнообразных задач управления оптическим излучением и разработкой различных систем оптической обработки информации [1-7]. В ряде акустооптических (АО) приборов используется так называемая коллинеарная геометрия АО взаимодействия. Это в первую очередь перестраиваемые фильтры, предназначенные для выделения из светового пучка с широким спектром отдельных спектральных составляющих. При коллинеарном взаимодействии волновые вектора ультразвука, а также падающего и дифрагированного световых пучков коллинеарны друг другу. Таким образом, коллинеарная АО дифракция света представляет собой очень интересный как физическое явление и важный с практической точки зрения тип рассеяния света на дифракционной решетке. Преимуществом такой геометрии АО взаимодействия, по сравнению с неколлинеарной, является возможность обеспечить большую длину взаимодействия между световой и акустической волнами. Это, с одной стороны, позволяет снизить управляющую мощность, а с другой, – получить рекордные значения спектрального разрешения.

Впервые на существование такого типа АО взаимодействия в анизотропной среде было указано в работе [8]; здесь же была отмечена возможность существования двух типов коллинеарной АО дифракции - низкочастотной и высокочастотной. Затем, сначала теоретически [9], а потом и практически [10] был разработан и реализован новый тип электрически перестраиваемого оптического фильтра на основе коллинеарной АО дифракции в оптически анизотропной среде, в котором путем изменения частоты ультразвука, возбуждаемого в АО ячейке, можно было менять оптическую длину волны пропускания устройства. В работах [9,10] рассматривался фильтр на основе кристалла ниобата лития (LiNbO_3). В последующей работе [11] был исследован коллинеарный фильтр на основе кристалла молибдата кальция (CaMoO_4).

С момента появления работ [8-11] прошло достаточно много времени. Тем не менее, в этой области осталось значительное число вопросов, требующих уточнения или дополнительного рассмотрения. Так, например, в последующих работах, посвященных коллинеарной дифракции, задача АО взаимодействия обычно решалась в приближении плоских волн. Но реальные акустические и оптические пучки обладают конечными размерами, а, следовательно, и расходимостью. Влияние же расходимости на характеристики дифракционного спектра если и учитывалось, то лишь через параметры крайних боковых плосковолновых компонент падающего светового пучка [3-5]. Такой подход неизбежно

приводит к заниженному значению максимально допустимой расходимости светового пучка, что имеет важное значение при практическом применении АО коллинеарных фильтров.

Еще одним моментом, требующим дополнительного изучения, является правильный учет анизотропии среды взаимодействия, потому как в работах, посвященных коллинеарной АО дифракции, анизотропия среды взаимодействия либо совсем не учитывалась, либо учитывалась, но не вполне корректно [3,12-16].

Кроме того, вообще не было изучено влияние поляризации падающего светового излучения на характеристики коллинеарной АО дифракции, хотя для квазиортогональной геометрии АО взаимодействия такое исследование было проведено в работах [17-25].

Целью данной дипломной работы являлось исследование обоих вариантов коллинеарной дифракции (низкочастотной и высокочастотной) и сопоставление их характеристик с учетом расходимости и структуры световых пучков, а также анизотропии среды АО взаимодействия. Исследование проведено на примерах кристаллов молибдата кальция и парателлурита. Кроме того, впервые изучено влияние поляризации падающего светового излучения на характеристики коллинеарной АО дифракции.

Глава 1. Исследование низкочастотной и высокочастотной коллинеарной дифракции расходящихся световых пучков

В первой главе дипломной работы рассматривается влияние расходимости световых пучков и анизотропии АО взаимодействия на характеристики АО коллинеарной дифракции. Как было сказано выше, в оптически анизотропной среде возможны два варианта коллинеарной дифракции. Первый вариант реализуется, когда падающая и дифрагированная световые волны распространяются в одном направлении. Этот тип дифракции используется в перестраиваемых АО фильтрах, в которых дифракционная решетка создается бегущей акустической волной [9-11,26-30]. Такой вариант соответствует относительно низким частотам ультразвука, поэтому в дальнейшем мы будем называть его низкочастотным. Второй вариант коллинеарной дифракции имеет место, когда дифрагированная световая волна распространяется навстречу падающей [31]. Поскольку такой вид рассеяния света возможен только при очень малом периоде дифракционной решетки, то есть при высокой частоте ультразвука, то этот вариант коллинеарного взаимодействия будем называть высокочастотным. Для современной акустооптики такие частоты (десятки гигагерц) трудно достижимы, в первую очередь потому, что затухание ультразвука в кристаллах растет пропорционально квадрату частоты. Тем не менее, высокочастотный вариант интересен для оптоэлектроники и лазерной физики, поскольку на его основе создаются так называемые брэгговские зеркала и лазеры с распределенной обратной связью [4,32,33].

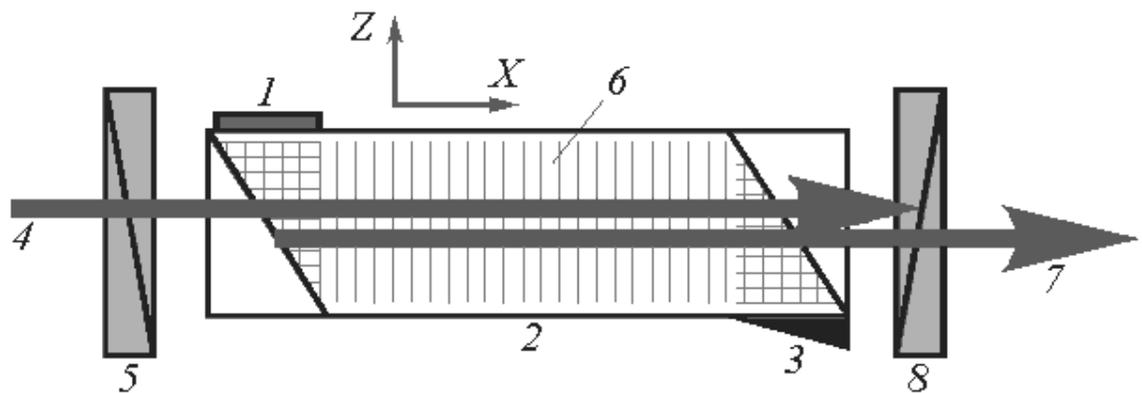
В работах, посвященных изучению коллинеарной АО дифракции, АО взаимодействие обычно рассматривается как взаимодействие плоской световой и плоской акустической волн. Однако в реальности мы используем расходящиеся пучки, а даже из общих соображений ясно, что наличие расходимости у светового пучка влияет на характеристики дифрагированного АО спектра. В монографиях [3-5] влияние расходимости светового пучка на спектр нулевого и первого порядков дифракции учитывалось лишь через параметры боковых плосковолновых компонент падающего светового излучения. Такой подход, как говорилось ранее, приводит к заниженному значению максимально допустимой расходимости светового пучка, распространяющегося через АО ячейку. При этом рассмотрении влияние анизотропии среды АО взаимодействия либо вовсе не учитывалась, либо учитывалась, но не вполне корректным образом, поскольку поверхность показателя преломления для необыкновенной волны аппроксимировалась сферой [12-16], тогда как в действительности она в одноосных кристаллах является эллипсоидом.

Изучение влияния расходимости света на характеристики АО коллинеарного фильтра проведено в дипломной работе на примере фильтра, сделанного на основе кристалла

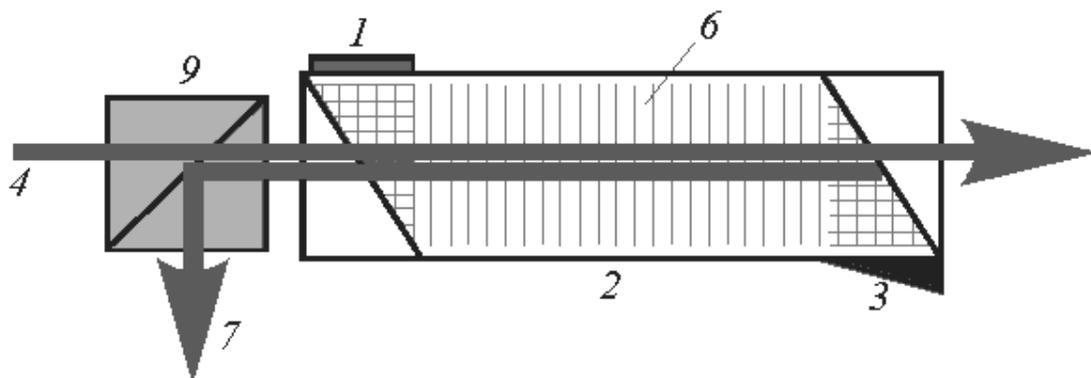
молибдата кальция, который широко используется в современной акустооптике и оптоэлектронике именно для создания коллинеарных фильтров. Кроме того, анизотропией АО качества при использовании молибдата кальция можно пренебречь, что подтверждается экспериментальными данными, приведенными в работе [34].

В отличие от случая, когда коллинеарный АО фильтр сделан из кристалла молибдата кальция, и анизотропией АО качества в среде можно пренебречь, существуют кристаллы, в которых учет такой анизотропии играет важную роль. Примером этого является кристалл парателлурита. Известно, что парателлурит не используется при создании коллинеарных фильтров, поскольку в плоскости, перпендикулярной оптической оси, в этом материале отсутствует АО эффект. В работе [14] была представлена теория, позволяющая описать коллинеарное АО взаимодействие и вычислить дифракционные характеристики слабо расходящихся акустических и оптических пучков для различных геометрий АО взаимодействия в приближении слабого АО взаимодействия. Из этой теории следовала возможность наблюдения АО дифракции даже в запрещенных направлениях, например, в кристалле парателлурита в направлении [110]. И действительно, некоторое время тому назад в направлении [110] была экспериментально обнаружена достаточно сильная дифракция [35], что было объяснено наличием расходимости у светового пучка. Задачей одной из частей дипломной работы является теоретическое исследование обнаруженного эффекта и проверка полученных в эксперименте зависимостей эффективности дифракции от расходимости светового пучка.

Практические схемы реализации высоко- и низкочастотной коллинеарной дифракции для случая рассеяния света на акустической решетке показаны на рис. 1. Акустическая волна, возбуждаемая пьезопреобразователем 1, сначала распространяется по кристаллографической оси Z кристалла молибдата кальция, а затем, после отражения от входной грани АО ячейки 2, преобразуется в сдвиговую моду, распространяющуюся вдоль оси X . Режим бегущих волн обеспечивается акустическим поглотителем 3. Световой пучок 4, поляризация которого задается входным поляризатором 5, проходя через ячейку вдоль оси X , дифрагирует в акустическом поле 6; при этом поляризация света меняется на ортогональную (режим так называемой анизотропной дифракции [3]). В варианте низкочастотной коллинеарной дифракции (рис. 1,а) отделение первого порядка дифракции 7 от нулевого осуществляется выходным поляризатором (анализатором) 8, тогда как в варианте высокочастотной дифракции (рис. 1,б) для этих целей можно использовать поляризационный кубик 9.



(a)



(б)

Рис.1. Схемы реализации низкочастотной (а) и высокочастотной (б) коллинеарной дифракции

1.1. Передаточные функции коллинеарной дифракции

В работе [36] показано, что прозрачная среда, показатель преломления n которой промодулирован в пространстве по синусоидальному закону с периодом Λ (например, вследствие фотоупругого эффекта в случае, когда в среде возбуждена акустическая волна с частотой $f = V/\Lambda$, где V – скорость звука), ведет себя по отношению к проходящему через

нее световому пучку как линейная система с передаточной функцией $H(\theta_i)$. Пространственные спектры падающего (U_i) и продифрагировавшего в первый порядок (U_d) излучения в случае квазиортогональной дифракции связаны соотношением вида [37,38]

$$U_d(\theta_d) = \exp(j\Omega t) \int_{-\infty}^{\infty} U_i(\theta_i) H(\theta_i) \delta\left(\theta_d - \frac{K}{k} - \theta_i\right) d\theta_i, \quad (1)$$

где $K = 2\pi/\Lambda = \Omega/V$ – модуль вектора обратной решетки (волновое число ультразвука), $k = 2\pi n/\lambda$ – волновое число оптического излучения с длиной волны λ , θ_i и θ_d – соответственно углы падения и дифракции в плоскости рассеяния света (т.е. в плоскости волновых векторов \mathbf{k} и \mathbf{K}). В формуле (1) интеграл описывает изменение направления распространения плосковолновых компонент спектра вследствие дифракции, а множитель $\exp(j\Omega t)$ – сдвиг частоты света из-за эффекта Доплера (в случае статической решетки такой сдвиг отсутствует).

Таким образом, чтобы рассчитать поле дифрагированного света, необходимо для каждого варианта дифракции найти передаточную функцию $H(\theta_i)$. Для этого можно воспользоваться известными решениями АО дифракционной задачи [3-5].

а) Низкочастотная коллинеарная дифракция

Рассмотрим для определенности АО коллинеарный фильтр на основе кристалла молибдата кальция (CaMoO_4), показанный на рис.1,а [11,34]. В этом фильтре продольная акустическая волна, возбуждающаяся по кристаллографической оси Z (оптической оси кристалла), после отражения от входной грани ячейки преобразовывается в сдвиговую волну, бегущую вдоль оси X . Длина АО взаимодействия выбрана равной $l = 4$ см, что соответствует ячейке, использовавшейся в нашем эксперименте. Молибдат кальция является положительным одноосным кристаллом с показателями преломления $n_o = 1.991$ и $n_e = 2.001$ на длине волны света $\lambda = 632.8$ нм. Для показанной на рис. 1,а геометрии свет с необыкновенной поляризацией дифрагирует в акустическом поле в -1-й порядок, имеющий обыкновенную поляризацию. Частота ультразвука, соответствующая фазовому синхронизму низкочастотного коллинеарного взаимодействия, определяется выражением

$$f_{c1} = (n_e - n_o) \mathcal{V} / \lambda. \quad (2)$$

В рассматриваемом случае она равна 46.62 МГц.

Поскольку реальный световой пучок имеет конечную ширину, то в нем, помимо осевой компоненты, распространяющейся точно вдоль оси X , присутствуют и другие

плоскостные составляющие, идущие под разными углами θ_i к оси X . Для этих составляющих на частоте f_{c1} условие фазового синхронизма не выполняется, вследствие чего они дифрагируют с меньшей эффективностью. Отсюда ясно, что структура дифрагированного пучка должна отличаться от структуры падающего излучения. В такой ситуации представляется разумным говорить об интегральной эффективности дифракции ζ , определив ее как отношение мощностей дифрагированного (P_d) и падающего (P_i) пучков:

$$\zeta = P_d / P_i . \quad (3)$$

Предположим, что пространственный спектр падающего пучка является однородным в пределах угла расходимости пучка φ . Такой подход позволит проанализировать в чистом виде влияние селективности брэгговской дифракции; иначе результаты анализа будут зависеть также от конкретной структуры светового пучка. Рассмотрим одну из составляющих оптического спектра. Вследствие осевой симметрии спектра можно считать, что волновой вектор данной составляющей \mathbf{k}_i образует угол θ_i с волновым вектором акустической волны \mathbf{K} . В плоскости АО взаимодействия, проходящей через вектора \mathbf{k}_i и \mathbf{K} , справедливо соотношение

$$\mathbf{k}_i - \mathbf{K} + \boldsymbol{\eta} = \mathbf{k}_d , \quad (4)$$

где $\boldsymbol{\eta}$ – вектор фазовой расстройки, направленный перпендикулярно границам области АО взаимодействия, т.е. вдоль оси X . Векторная диаграмма, соответствующая выражению (4), представлена на рис. 2.

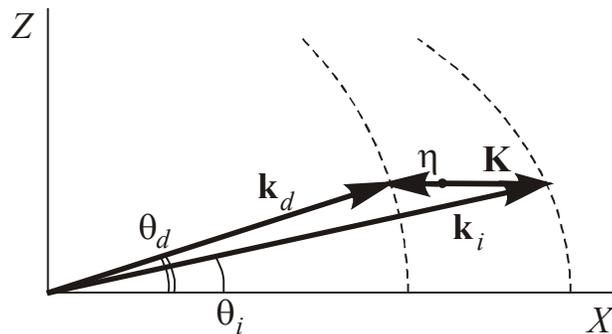


Рис. 2. Векторная диаграмма для низкочастотной квази-коллинеарной дифракции

Из нее следует, что

$$\eta(\theta_i, \psi) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{n_d^2 - n_i^2(\theta_i, \psi) \sin^2 \theta_i} - n_i(\theta_i, \psi) \cos \theta_i + \frac{\lambda f}{V} \right). \quad (5)$$

Условие $\eta = 0$ определяет угол Брэгга θ_B , отсчитываемый от направления вектора \mathbf{K} . На частоте $f = f_{c1}$ угол Брэгга равен нулю.

Обозначим через ψ угол, образуемый плоскостью АО взаимодействия с осью Z . Тогда для показателей преломления падающего и дифрагированного света справедливы соотношения

$$n_i = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 + (n_e^2 - n_o^2) \cos^2 \psi \sin^2 \theta_i}}, \quad n_d = n_o. \quad (6)$$

Интенсивность парциальной дифрагированной волны, возникающей при дифракции рассматриваемой спектральной компоненты, определяется выражением [36-38]

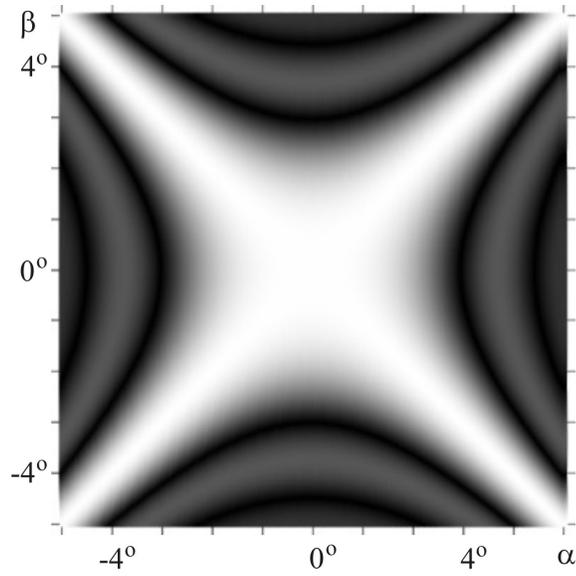
$$I_d(\theta_i, \psi) = |U_i(\theta_i, \psi) H(\theta_i, \psi)|^2 = |U_i(\theta_i, \psi)|^2 \frac{A^2}{4} \text{sinc}^2 \left(\frac{1}{2\pi} \sqrt{A^2 + \eta^2(\theta_i, \psi)} \right), \quad (7)$$

где A – параметр Рамана-Ната, пропорциональный амплитуде акустической волны. Здесь функция $H(\theta_i, \psi)$ представляет собой передаточную функцию первого порядка низкочастотной коллинеарной дифракции; она описывает действие АО ячейки на каждую составляющую оптического спектра. Меняя угол ψ , можно для каждой спектральной составляющей по формулам (5)-(7) рассчитать передаточную функцию, получив тем самым ее двумерный вид.

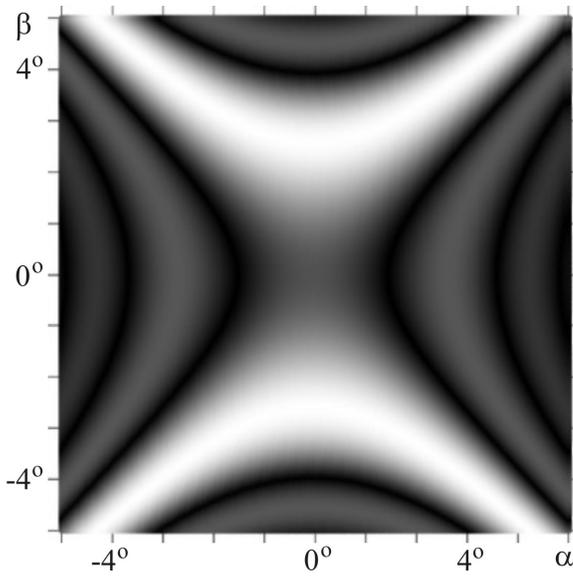
Результаты такого расчета представлены на рис. 3. Здесь центру каждой картины соответствует ось X , определяющая направление вектора \mathbf{K} . Углы θ_i отложены от центра по радиусу, а угол ψ выступает в качестве полярного угла. Угловой диапазон всего изображения по горизонтали и вертикали составляет $\Delta\alpha = \Delta\beta = 10^\circ$. Яркость картины в каждой точке пропорциональна $|H|$. Точки с максимальной яркостью образуют кривые, на которых выполняется условие АО фазового синхронизма, а соответствующие плосковолновые компоненты проходят через акустический пучок под углом Брэгга. Расчет выполнен для $A = \pi$, поэтому на этих кривых $|H| = 1$.

Рис. 3,а показывает передаточную функцию на частоте f_{c1} . Видно, что она имеет форму креста с лучами, ориентированными приблизительно под углом 45° к кристаллографическим осям Y и Z . В этих направлениях брэгговское АО взаимодействие характеризуется чрезвычайно низкой угловой селективностью. Дугообразные полосы с низкой яркостью по краям креста – это боковые максимумы функции $\text{sinc}(x)$ в формуле (7).

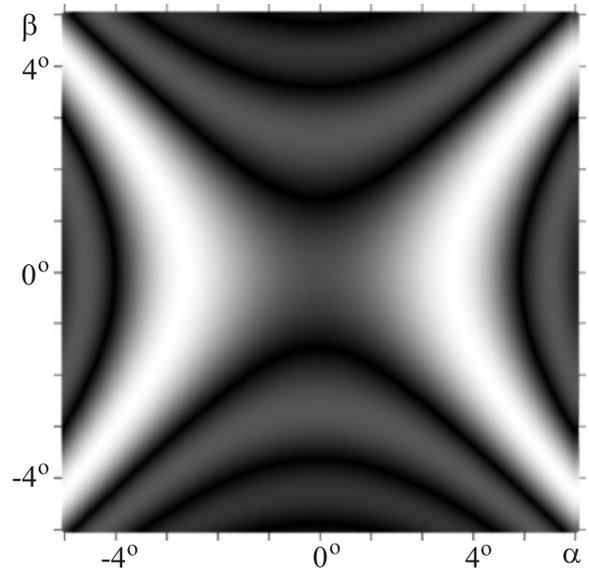
Для малых углов θ_i и с учетом того, что обычно $|n_e - n_o| \ll n$, из формулы (5) получается следующее выражение, определяющее граничные (по уровню 3 дБ) значения θ_i



(а)



(б)



(в)

Рис. 3. Передаточные функции низкочастотной коллинеарной дифракции для случаев:
а – период дифракционной решетки Λ_{c1} удовлетворяет условию фазового синхронизма для осевой компоненты светового пучка; $f = f_{c1} = 46.62$ МГц;
б – период дифракционной решетки $\Lambda > \Lambda_{c1}$; $f = 46.57$ МГц;
в – период дифракционной решетки $\Lambda < \Lambda_{c1}$; $f = 46.67$ МГц

по горизонтали и вертикали:

$$\theta_b = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \left| \frac{\eta_b}{n_e - n_o} \right|} = \sqrt{l \frac{0.8\lambda}{|n_e - n_o|}}. \quad (8)$$

При уменьшении частоты ультразвука (увеличении периода дифракционной решетки Λ) крест расщепляется на две дуги, расходящиеся друг от друга в направлении оси Z (рис. 3,б). Увеличение частоты приводит к похожей деформации передаточной функции с тем лишь отличием, что дуги смещаются вдоль оси Y (рис. 3,в). На рис. 3,б,в расчет выполнен для $f = 46.57$ МГц и $f = 46.67$ МГц соответственно. Отметим, что аналогичные деформации передаточной функции имеют место и при изменении длины волны света, поскольку длина волны λ и частота f входят в формулу (5) в виде произведения.

б) Высокочастотная коллинеарная дифракция

Векторная диаграмма для высокочастотной квазиколлинеарной дифракции показана на рис. 4.

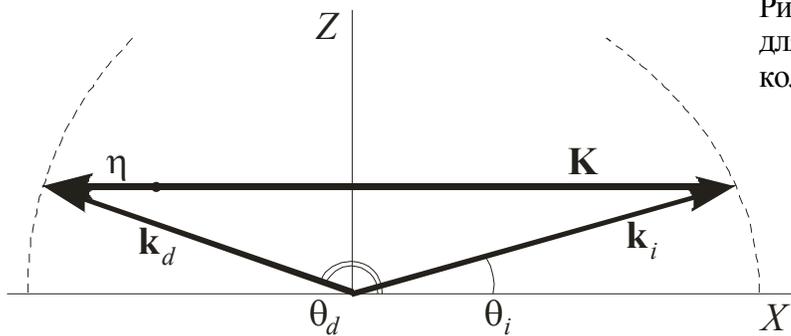


Рис. 4. Векторная диаграмма для высокочастотной квазиколлинеарной дифракции

Из нее следует, что

$$\eta(\theta_i, \psi) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(-\sqrt{n_d^2 - n_i^2(\theta_i, \psi) \sin^2 \theta_i} - n_i(\theta_i, \psi) \cos \theta_i + \frac{\lambda}{\Lambda} \right). \quad (9)$$

Для осевой компоненты светового пучка условие фазового синхронизма выполняется, когда период решетки равен

$$\Lambda_{c2} = \lambda / (n_e + n_o). \quad (10)$$

Решение дифракционной задачи в плосковолновом приближении имеет вид :

$$I_d(\theta_i, \psi) = |U_i(\theta_i, \psi) H(\theta_i, \psi)|^2 = |U_i(\theta_i, \psi)|^2 A^2 \frac{\text{sh}^2[\kappa(\theta_i, \psi)]}{|\eta(\theta_i, \psi) \text{sh}[\kappa(\theta_i, \psi)] + 2j\kappa(\theta_i, \psi) \text{ch}[\kappa(\theta_i, \psi)]|^2}, \quad (11)$$

где $\kappa(\theta_i, \psi) = \sqrt{A^2 - \eta^2(\theta_i, \psi)^2} / 2$.

Двумерные передаточные функции высокочастотной коллинеарной дифракции для $A = \pi$ представлены на рис. 5. Рис. 5,а соответствует случаю, когда период дифракционной решетки удовлетворяет условию фазового синхронизма для осевой составляющей спектра светового пучка: $\Lambda = \Lambda_{c2} = 158.52$ нм. Такой длине волны соответствует частота $f = f_{c2} = 18.6$ ГГц. Видно существенное отличие формы передаточной функции от аналогичного варианта низкочастотной дифракции (рис. 3,а). Передаточная функция является осесимметричной и имеет вид, близкий к $\text{sinc}(r)$, но с сильно уплощенной вершиной. Для этого варианта вместо (8) имеем:

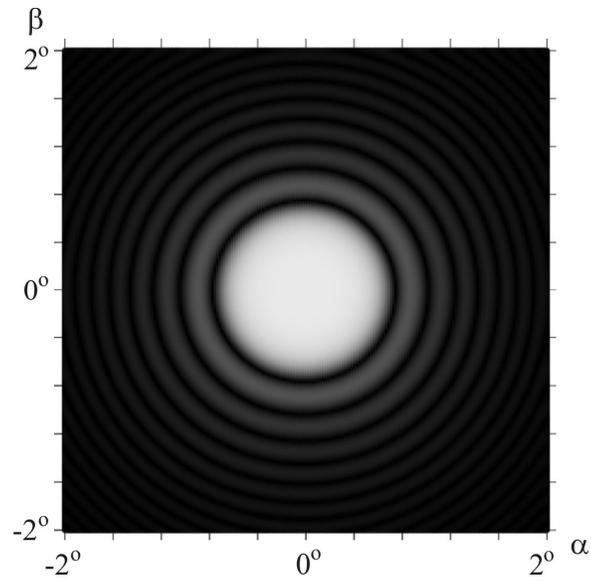
$$\theta_b = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \frac{|\eta_b|}{n_e + n_o}} = \sqrt{\frac{1.5\lambda}{l(n_e + n_o)}}. \quad (12)$$

Дифракционная решетка работает как фильтр пространственных частот с полосой пропускания, определяемой шириной основного максимума функции H . Если все компоненты спектра падающего света попадают в полосу пропускания, то они передаются на выход системы практически без искажений и дифрагированный пучок имеет ту же структуру, что и падающий. В противном случае из спектра удаляются высокочастотные компоненты, отвечающие за мелкие детали оптического изображения.

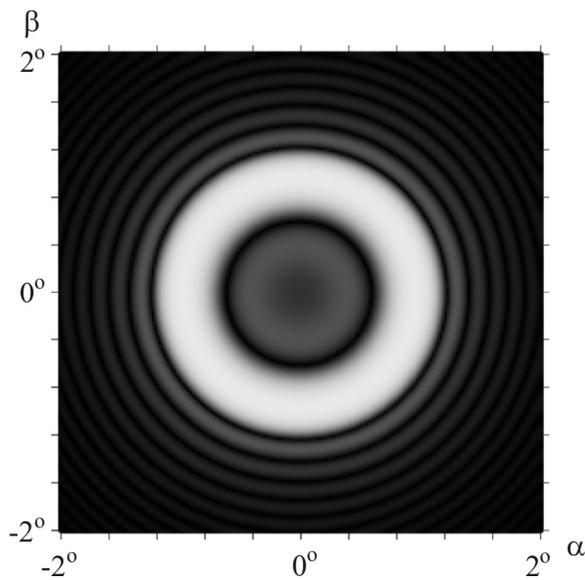
При увеличении периода дифракционной решетки Λ в центре передаточной функции появляется провал и она приобретает кольцеобразный вид (рис. 5,б), говорящий о том, что система хорошо передает высокочастотные компоненты оптического спектра. Уменьшение периода Λ сопровождается качественно другим изменением передаточной функции: уменьшается как коэффициент пропускания системы, так и ширина полосы пропускания пространственных частот (рис. 5,в).

1.2. Спектральные характеристики коллинеарной дифракции

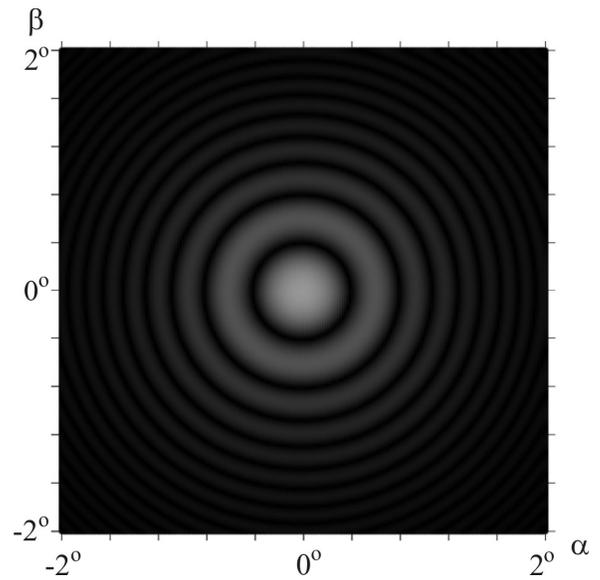
Формулы (7) и (11) позволяют рассчитать структуру дифрагированного пучка. Затем, зная эту структуру, можно найти мощность пучка P_d , путем интегрирования светового поля по кругу радиуса $\varphi/2$, и, таким образом, исследовать зависимость интегральной эффективности дифракции ζ от параметров падающего светового пучка и дифракционной решетки. Поскольку коллинеарная дифракция используется в основном в системах спектральной фильтрации света, ниже представлены результаты расчета, относящиеся именно к таким применениям.



(a)



(б)



(в)

Рис. 5. Передаточные функции высокочастотной коллинеарной дифракции для случаев:
 а – период дифракционной решетки $\Lambda_{c2} = 158.52$ нм удовлетворяет условию фазового синхронизма для осевой компоненты светового пучка; $f = f_{c2} = 18.6$ ГГц;
 б – период дифракционной решетки $\Lambda > \Lambda_{c2}$; $\Lambda = 158.54$ нм;
 в – период дифракционной решетки $\Lambda < \Lambda_{c2}$; $\Lambda = 158.507$ нм

На рис. 6 изображены так называемые аппаратные функции фильтра, показывающие зависимость интегральной эффективности дифракции (другими словами, коэффициента пропускания фильтра) от длины волны падающего оптического излучения.

Рис. 6,а относится к варианту низкочастотной коллинеарной дифракции. Расчет выполнен для АО фильтра на кристалле молибдата кальция с указанными выше параметрами. Кривая $\varphi = 0.5^\circ$ соответствует случаю $\varphi \ll \theta_b$; расходимость светового пучка при этом практически не сказывается на аппаратной функции, и полоса пропускания фильтра $\Delta\lambda$ достигает минимального значения $\Delta\lambda_0 = 0.8$ нм. С ростом расходимости света полоса пропускания увеличивается, а интегральная эффективность дифракции падает. Это хорошо видно на рис. 7,а, где кривой *1a* показана зависимость $\Delta\lambda/\Delta\lambda_0(\varphi)$, а кривой *1b* – зависимость $\zeta(\varphi)$. В монографии [3] приведена следующая формула для полосы пропускания:

$$\Delta\lambda = \frac{0.8\lambda^2}{l(n_e - n_o)} + \frac{\lambda\varphi^2}{4}. \quad (13)$$

Это соотношение, полученное из векторных диаграмм, дает качественно верную зависимость $\Delta\lambda(\varphi)$, однако количественное расхождение с точным расчетом оказывается недопустимо большим. Например, из (13) следует, что увеличение полосы пропускания вдвое должно наблюдаться при $\varphi = 4.1^\circ$, тогда как график показывает увеличение полосы всего лишь на 7.6%. Для гауссова пучка, который будет рассмотрен ниже, это расхождение еще больше.

Одной из основных характеристик фильтра является угловая апертура φ_a , которая обычно определяется углом расходимости падающего света, при котором полоса $\Delta\lambda$ увеличивается вдвое [3]. Особенно важную роль играет угловая апертура при фильтрации оптических изображений, поскольку она ограничивает пространственное разрешение отфильтрованного изображения. Для кривой *1a* $\varphi_a = 8.2^\circ$. Столь большое значение φ_a (при длине АО взаимодействия $l = 4$ см) является следствием того, что для рассматриваемой геометрии взаимодействия $d\theta_B/df \rightarrow \infty$ (широкоугольная геометрия). Разумеется, коллинеарную дифракцию можно получить и при других направлениях распространения ультразвука, когда вектор \mathbf{K} образует с осью X некоторый угол в плоскости XZ . Однако передаточная функция в этом случае на частоте коллинеарного синхронизма f_{c1} будет иметь вид не креста (рис. 3,а), а горизонтально ориентированной дуги, свидетельствующей о высокой угловой селективности в плоскости XZ и о малой селективности в ортогональной плоскости. Соответственно и угловые апертуры фильтра будут иметь в этих плоскостях существенно разные значения.

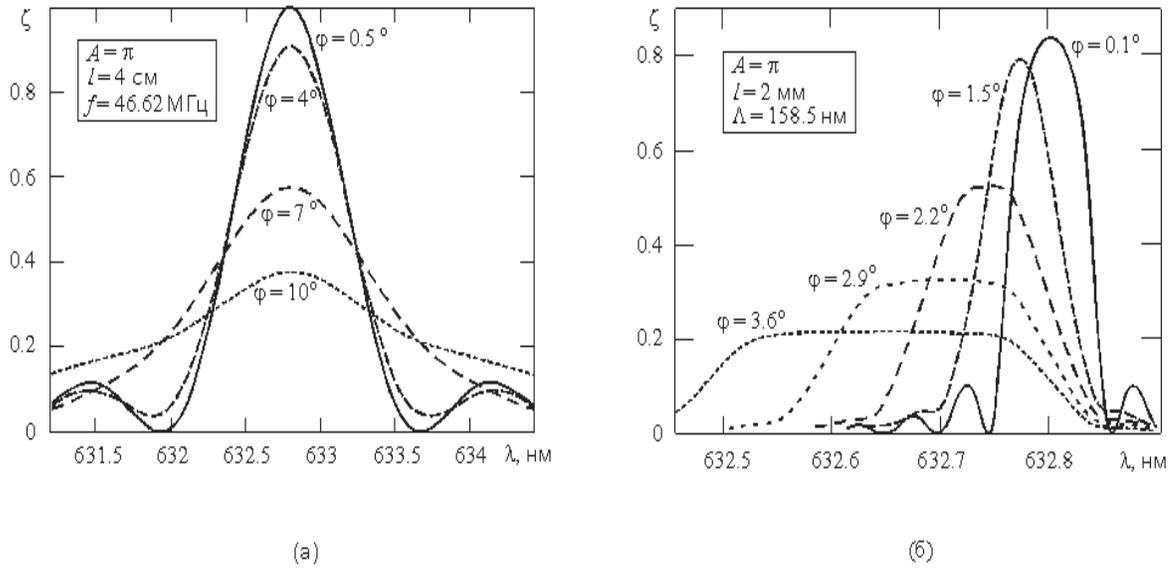


Рис. 6. Аппаратные функции коллинеарного фильтра для вариантов низкочастотной (а) и высокочастотной (б) коллинеарной дифракции

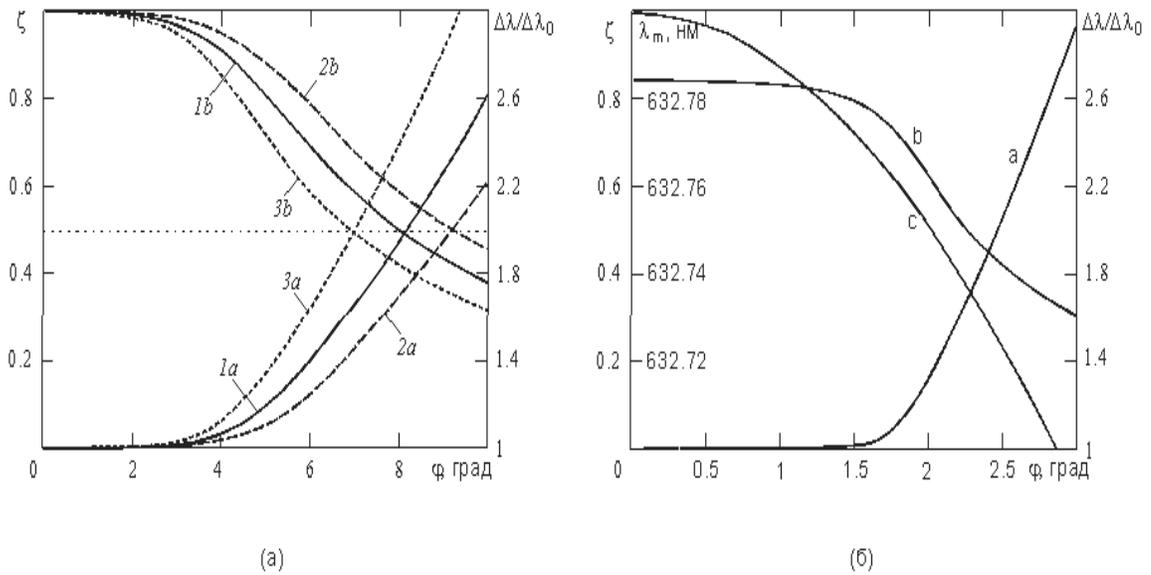


Рис. 7. Зависимость характеристик низкочастотной (а) и высокочастотной (б) коллинеарной дифракции от угла расходимости светового пучка φ : для нормированной полосы пропускания $\Delta\lambda/\Delta\lambda_0$ (а), интегральной эффективности дифракции ζ (б) и центральной длины волны света λ_m (с).

а: 1 – $\lambda = 632.8$ нм, $l = 4$ см; 2 – $\lambda = 632.8$ нм, $l = 3$ см; 3 – $\lambda = 474.6$ нм, $l = 4$ см

При уменьшении длины АО взаимодействия l передаточная функция расширяется, вследствие чего возрастает интегральная эффективность дифракции и увеличивается угловая апертура (кривые $2a$ и $2b$ на рис. 7,а). К сожалению, это сопровождается пропорциональным уменьшением спектрального разрешения фильтра. Аналогичная тенденция имеет место при увеличении длины волны света (кривые $3a$ и $3b$). Из рисунка видно, что при любых значениях l и λ интегральная эффективность дифракции падает вдвое, когда расходимость света достигает значения $\varphi = \varphi_a$. Более того, оказалось, что произведение $\zeta \cdot (\Delta\lambda/\Delta\lambda_0)$ в пределах точности наших расчетов не зависит от угла φ и в данном случае равняется единице. Таким образом, при увеличении расходимости светового пучка полоса пропускания фильтра уширяется во столько же раз, во сколько уменьшается интегральная эффективность дифракции.

Аппаратные функции высокочастотного коллинеарного фильтра показаны на рис. 6,б. Видно, что они заметно отличаются от низкочастотного варианта. При увеличении расходимости светового пучка, помимо уширения полосы пропускания и снижения интегральной эффективности дифракции, наблюдается сдвиг полосы пропускания в сторону более коротких длин волн света. Этот сдвиг обусловлен отмеченным выше несимметричным характером изменения передаточной функции высокочастотной дифракции при увеличении и уменьшении λ относительно точки коллинеарного фазового синхронизма (рис. 5). Все эти особенности хорошо видны на рис. 7,б, где кривыми a и b показаны соответственно зависимости $\Delta\lambda/\Delta\lambda_0(\varphi)$ и $\zeta(\varphi)$, а кривой c – зависимость центральной длины волны полосы пропускания λ_m от угла φ . Из графиков следует, что для расчетных параметров $l = 2$ мм и $A = \pi$ произведение $\zeta \cdot (\Delta\lambda/\Delta\lambda_0) = \zeta(0) = 0.84$. Угловая апертура равна $\varphi_a = 2.5^\circ$; при этом значении сдвиг λ_m достигает 0.074 нм, что составляет 97% от полосы пропускания $\Delta\lambda_0$. Таким образом, сдвиг полосы пропускания брэгговского зеркала может достигать значительной величины и его необходимо учитывать при работе с расходящимися световыми пучками.

1.3. Учет анизотропии акустооптического качества

Эффективность АО дифракции определяется не только расстройкой η , но также и параметром Рамана-Ната, пропорциональным амплитуде акустической волны (формула (7)). Величину A удобно выразить через мощность ультразвукового пучка P_a . Для коллинеарного взаимодействия справедливо выражение [3]:

$$A = \frac{\pi}{\lambda} \frac{l}{b} \sqrt{2MP_a}, \quad (14)$$

где b – ширина акустического пучка, $M = p^2 n^6 / \rho V^3$ – так называемый коэффициент АО качества, p – фотоупругая константа, ρ – плотность среды. Коэффициент качества M является основной характеристикой АО материала. Чем больше M , тем меньшая мощность P_a требуется для достижения необходимой эффективности дифракции. Величина M имеет тензорный характер; в кристаллах она сильно зависит от направлений распространения взаимодействующих волн.

В отличие от рассмотренного выше случая, когда коллинеарный АО фильтр сделан из кристалла молибдата кальция, и анизотропией АО качества в среде можно пренебречь, существуют кристаллы, в которых учет анизотропии эффекта играет важную роль. Примером этого является кристалл парателлурита. Известно, что парателлурит не используется при создании коллинеарных фильтров, поскольку в плоскости, перпендикулярной оптической оси, в этом материале отсутствует АО эффект. Однако некоторое время тому назад в направлении [110] была экспериментально обнаружена достаточно сильная АО дифракция, что было объяснено наличием расходимости у светового пучка [35]. Задачей этой части работы является теоретическое исследование обнаруженного эффекта.

В случае АО ячейки, сделанной из кристалла парателлурита на частоте фазового синхронизма f_{c1} передаточные функции, без учета анизотропии коэффициента АО качества, также как и для молибдата кальция, имеют крестообразный вид (рис. 3,а), поскольку такая форма передаточной функции определяется АО расстройкой η . Однако, в отличие от молибдата кальция, здесь необходимо учесть также анизотропию АО качества. Тогда выражение, описывающее передаточную функцию АО ячейки можно записать в виде

$$H(\theta_i, \psi) = \frac{A_0}{2} \sqrt{r(\theta_i, \psi)} \operatorname{sinc} \left(\frac{1}{2\pi} \sqrt{A_0^2 r(\theta_i, \psi) + \eta^2(\theta_i, \psi)^2} \right), \quad (15)$$

где A_0 – задаваемое при расчете значение параметра Рамана-Ната, определяемое уровнем акустической мощности, а $r(\theta_i, \psi)$ – нормированное значение АО качества. Для нормировки можно взять максимальное значение качества парателлурита $M_{\max} = 1200 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$, достигаемое при распространении света по оптической оси Z ; тогда $r(\theta_i, \psi) = M(\theta_i, \psi) / M_{\max}$. В этом случае угловое распределение интенсивности дифрагированного света будет, вместо (7), определяться выражением

$$I_d(\theta_i, \psi) = |U_i(\theta_i, \psi) H(\theta_i, \psi)|^2 = |U_i(\theta_i, \psi)|^2 \frac{A_0^2}{4} r(\theta_i, \psi) \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{1}{2\pi} \sqrt{A_0^2 r(\theta_i, \psi) + \eta^2(\theta_i, \psi)^2} \right), \quad (16)$$

На рис. 8 представлена пространственная структура коэффициента качества M в диапазоне полярных углов по α_0 от 0 до 90 градусов и по β_0 от 0 до 180 градусов. Угол α_0 отсчитывается от оси X в плоскости XY , а угол β_0 - от оси Z . Яркость картины в каждой точке пропорциональна значению $M(\alpha_0, \beta_0)$. Максимальное значение $M_{\max} = 1200 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$ достигается при распространении света вблизи оптической оси при $\alpha_0 = 45^\circ$ и $\beta_0 = 0^\circ$ или $\beta_0 = 180^\circ$ (направление $[001]$). Хотя в области, которая нас интересует, т.е. вблизи кристаллографической оси $[110]$ (центр картины), максимальное значение коэффициента качества не достигает значительной величины, тем не менее, АО качество изменяется достаточно, чтобы существенным образом повлиять на передаточную функцию АО ячейки.

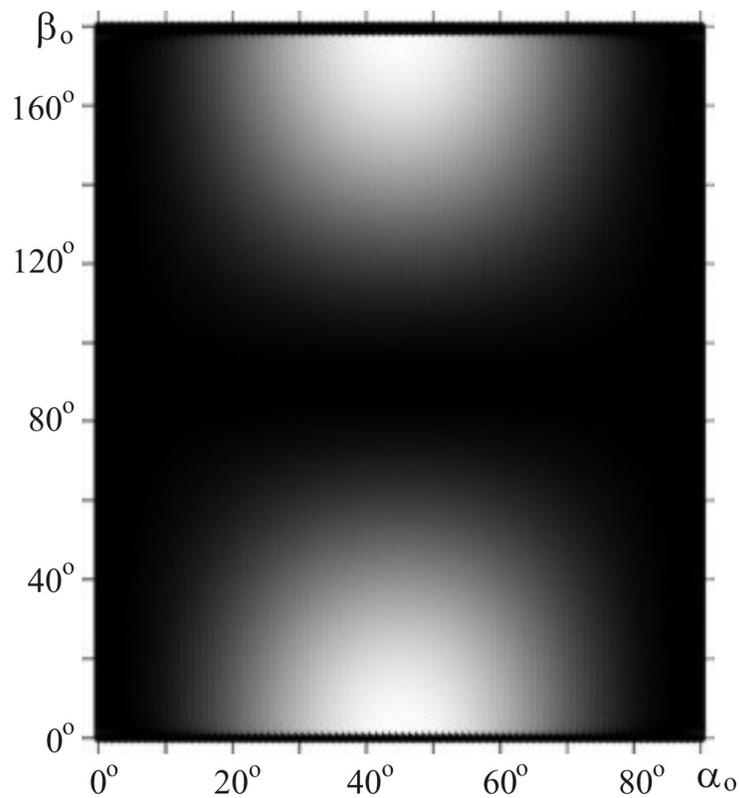
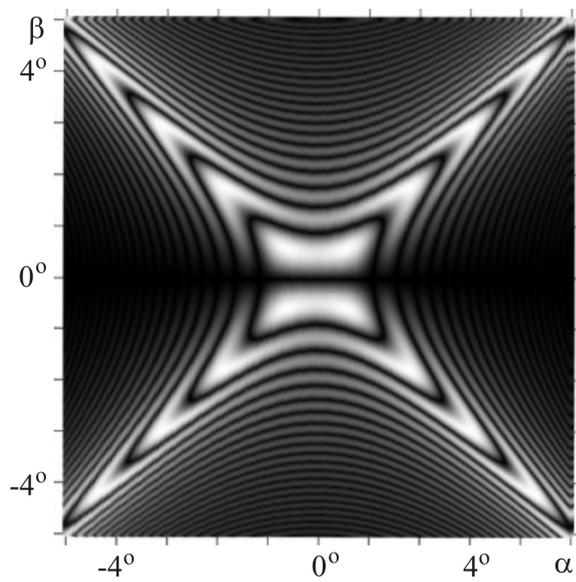
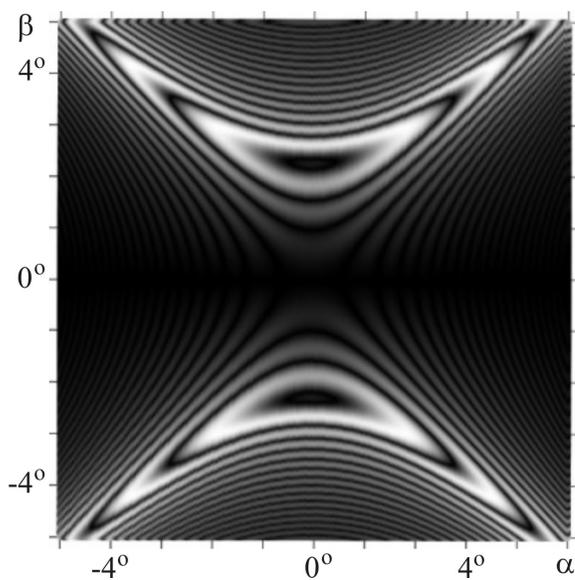


Рис. 8. Пространственная структура АО качества в кристалле парателлуриата

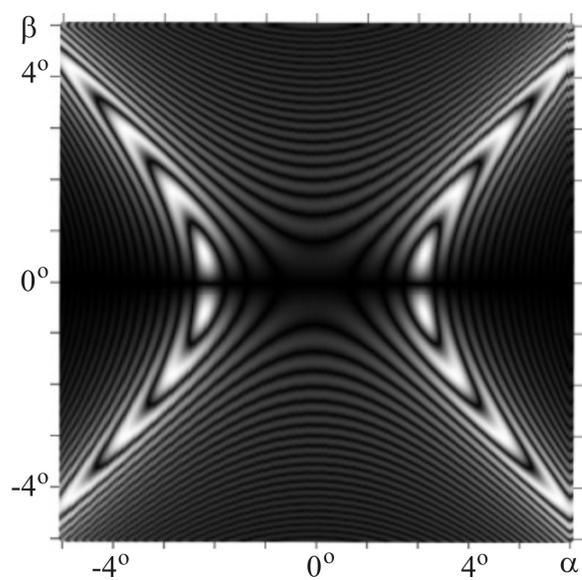
Передаточные функции, рассчитанные по формуле (16) для сдвиговой акустической волны, распространяющейся в парателлуриате в направлении $[110]$, показаны на рис. 9. По существу, эти изображения представляют собой суперпозицию рис. 3 и 8. Рис. 9,а относится к случаю, когда условие фазового синхронизма выполняется для осевой компоненты светового пучка. Расчет выполнен для $A_0 = 200\pi$ и углового дипазона $\alpha, \beta = \pm 5^\circ$. В этом



(a)



(б)



(в)

Рис. 9. Передаточные функции низкочастотной коллинеарной дифракции в парателлурите вблизи направления [110] :

а – $f = f_{c1} = 148.26$ МГц;

б – $f = 148.12$ МГц;

в – $f = 148.37$ МГц

диапазоне АО качество изменяется от нуля (в плоскости XY) до $M = 8.5 \times 10^{-18} \text{ с}^3/\Gamma$ (при $\beta = \pm 5^\circ$). В этом последнем случае для получения значения $A_0 = 200\pi$ требуется акустическая мощность всего лишь 0.2 Вт при $l = 2$ см (именно такой была длина взаимодействия в эксперименте, описанном в [35]). Точно также как в случае рис. 3, при изменении акустической частоты крест передаточной функции расщепляется на две дуги, которые смещаются в противоположных направлениях вдоль оси Z (рис. 9,б) или вдоль оси $[1\bar{1}0]$ (рис. 9,в). Однако, сравнивая эти два рисунка, можно отметить, что расщепление не одинаково для низких и высоких частот. Это означает, что частотные характеристики должны быть асимметричными относительно частоты фазового синхронизма f_{c1} . Аналогичные особенности передаточной функции имеют место и при изменении длины волны света, поскольку длина волны λ и частота f входят в формулу (5) в виде произведения.

Рассмотрим теперь влияние анизотропии АО взаимодействия на аппаратные функции коллинеарного фильтра (рис. 10). Видно, что при очень малых расходимостях оптического пучка φ зависимости $\xi(\lambda)$ имеют тот же вид, что и для кристалла молибдата кальция. С ростом расходимости падающего света эти кривые приобретают ассиметричный характер с осцилляциями со стороны коротких длин волн света, что вызвано упомянутой выше особенностью ассиметричного изменения передаточной функции при увеличении или уменьшении длины волны света. Однако в общем с ростом расходимости света интегральная эффективность дифракции убывает, а полоса пропускания фильтра увеличивается.

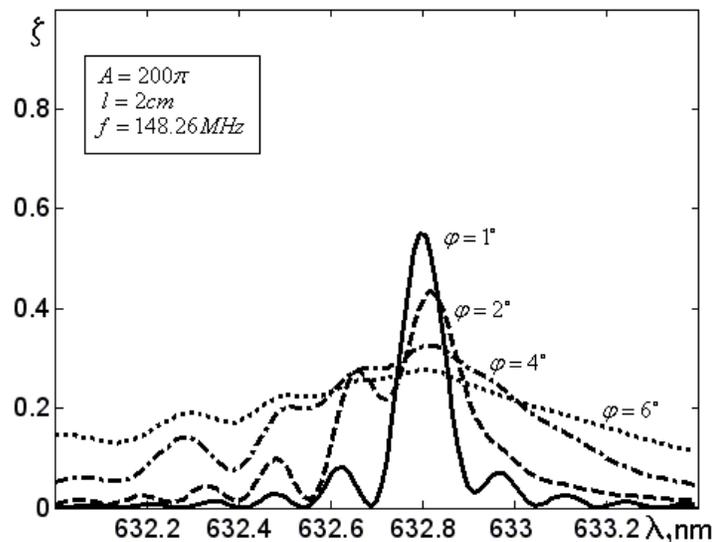


Рис. 10. Аппаратные функции коллинеарного фильтра на основе кристалла парателлуриата

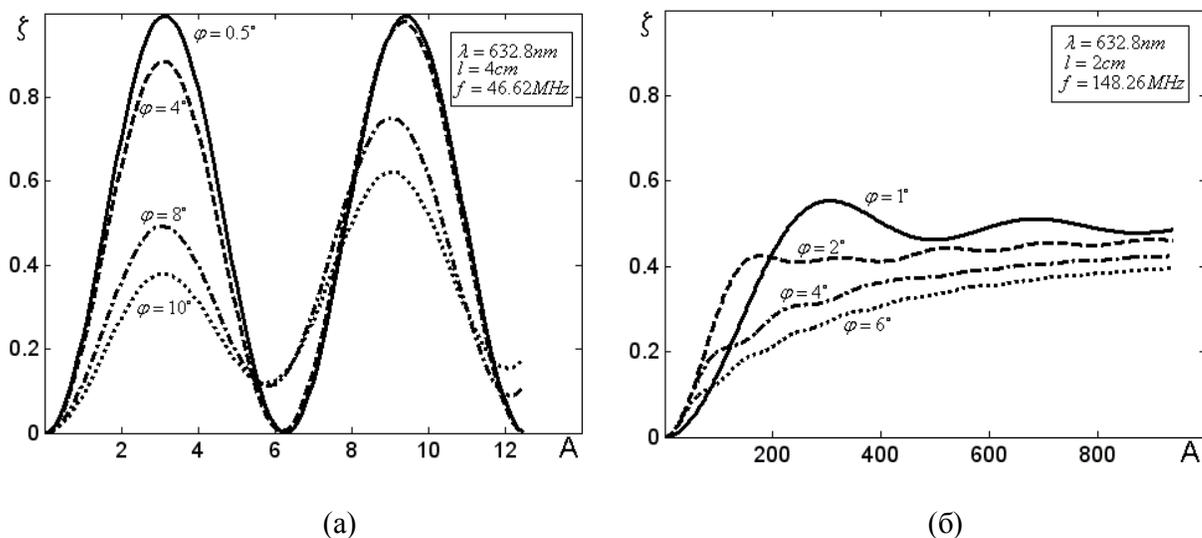


Рис. 11. Зависимость интегральной эффективности дифракции от параметра Рамана-Ната для различных расходимостей светового пучка:
 а – фильтр на основе кристалла молибдата кальция;
 б – фильтр на основе кристалла парателлурита.

При практическом применении коллинеарных фильтров важно выяснить, какую максимальную интегральную эффективность можно получить. Кривые, показывающие зависимости $\zeta(A)$, представлены на рис. 11. Расчет проведен для различных расходимостей светового пучка. В случае коллинеарного фильтра на кристалле молибдата кальция (рис. 11,а) эти зависимости имеют почти синусоидальный характер, особенно при малой расходимости света. С ростом φ максимальное значение ζ уменьшается, но, тем не менее, наблюдается рост этой величины от периода к периоду. Для коллинеарного фильтра на парателлурите эти зависимости имеют совершенно другой вид. На них можно выделить два участка. Первый находится в области малой акустической мощности. Здесь имеет место довольно быстрый рост интегральной эффективности дифракции при увеличении параметра Рамана-Ната. На втором участке, при сравнительно больших значениях мощности ультразвука, имеет место только незначительный рост. В общем же с ростом расходимости света интегральная эффективность убывает и не превышает 60%. Таким образом, для создания коллинеарных фильтров, кристалл молибдата кальция является более предпочтительным, чем парателлурит.

Глава 2. Поляризационные эффекты при коллинеарном акустооптическом взаимодействии

В современной акустооптике наиболее широко используются твердотельные материалы – кристаллы и стекла. В этих материалах оси анизотропии, определяющие поляризацию собственных оптических мод, либо изначально заданы симметрией кристалла, либо возникают под действием ультразвука. Но в любом случае величина АО эффекта и характеристики АО устройств сильно зависят от поляризации света [3]. Таким образом, правильный выбор поляризации падающего света очень важен в любом АО эксперименте.

В изотропной среде оптическая анизотропия наводится ультразвуком. В этом случае вектор поляризации света должен быть направлен вдоль одной из наведенных осей анизотропии. При этом поляризация света должна быть линейной и либо параллельной, либо перпендикулярной ультразвуку.

Если же среда является анизотропной, то оси анизотропии среды присутствуют изначально, поэтому ультразвук дает лишь незначительное изменение оптической индикатрисы. В этом случае поляризацию падающего светового пучка выбирают по одному из разрешенных направлений поляризации анизотропной среды. В любом случае величина АО эффекта сильно зависит от поляризации падающего света. Если падающий свет изначально не поляризован, то его предварительно поляризуют с помощью поляризатора, установленного на входе системы. При этом половина входной световой мощности теряется. Однако несомненный интерес с точки зрения как фундаментальной, так и прикладной физики представляет вопрос об АО взаимодействии неполяризованного света или света имеющего произвольную поляризацию. Рассматривая эту задачу, авторы работ [17,18] показали, что в режиме Рамана-Ната при дифракции линейно поляризованного света с произвольно ориентированным вектором поляризации излучение во всех максимумах остается линейно поляризованным, но может происходить поворот плоскости поляризации на угол, зависящий от мощности акустической волны. Аналогичный результат в отношении 1-го порядка брэгговской дифракции получен в [19]. В промежуточном режиме АО взаимодействия, который больше соответствует реальности, ситуация существенно сложнее. В этом случае во всех дифракционных порядках возникает дополнительный фазовый сдвиг [20], который необходимо учитывать при рассмотрении вопроса о поляризации дифрагированного света. В работах [21-25] показано, что в общем случае при АО взаимодействии линейно поляризованный свет становится эллиптически поляризованным. При этом состоянием поляризации дифрагированного света можно управлять, меняя

мощность или частоту ультразвука.

Во всех указанных статьях рассматривалась только квазиортогональная геометрия АО взаимодействия, когда световой пучок распространяется почти перпендикулярно акустическому пучку. Вопрос о влиянии поляризации света на характеристики коллинеарной дифракции до сих пор оставался открытым. В данной работе теоретический анализ поляризационных эффектов при коллинеарном взаимодействии проведен в плосковолновом приближении. Предварительные эксперименты выполнены на коллинеарной АО ячейке, изготовленной из кристалла молибдата кальция.

2.1. Постановка задачи и основные соотношения

Как говорилось ранее, в случае коллинеарной АО дифракции для отделения дифрагированной световой волны от падающей, плоскости поляризации поляризатора и анализатора устанавливаются скрещенными. В данной работе рассмотрен случай произвольной поляризации падающего светового излучения и произвольной ориентации выходного поляризатора (анализатора).

На рис. 12 приведена векторная диаграмма, которая показывает, что происходит со светом в процессе его распространения в кристалле. Если на кристалл падает неполяризованное световое излучение, то на входе свет расщепляется на две равные компоненты со взаимно ортогональной поляризацией. В случае произвольной линейной поляризации светового излучения свет на входе в кристалл распадается на две компоненты, вообще говоря, не равные по величине. Компоненты будут равны, только если свет поляризован под углом 45° к осям анизотропии кристалла. Поэтому случай, когда на кристалл падает неполяризованное световое излучение, эквивалентен тому, что на кристалл падает свет, линейно поляризованный под углом 45° .

Обозначим через α угол, который составляет плоскость поляризации поляризатора с кристаллографической осью Y , а через β - угол, образованный плоскостью поляризации анализатора с осью Y . В кристалле свет распространяется вдоль оси X , как показано на рис. 1,а. На входе в кристалл световая волна с амплитудой E_i (рис. 12) распадается на две компоненты E_i^Y и E_i^Z , поляризованные вдоль кристаллографических осей Y и Z соответственно. Эти компоненты дифрагируют в акустическом поле независимо друг от друга. При этом обыкновенная волна E_i^Y дифрагирует в $+1^{\text{ый}}$ порядок, создавая волну нулевого порядка E_0^Y и волну $+1^{\text{го}}$ порядка E_1^Z . Аналогично необыкновенная волна E_i^Z дифрагирует в $-1^{\text{ый}}$ порядок, образуя волны E_0^Z и E_{-1}^Y . Волны E_0^Y и E_0^Z имеют ту же частоту

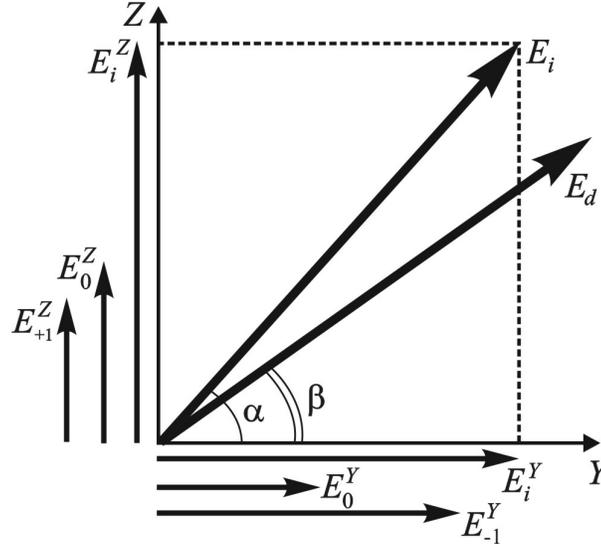


Рис. 12. Компоненты падающего и дифрагированного света

ω , что и падающий свет, в то время как волны E_1^Z и E_{-1}^Y , благодаря эффекту Доплера, имеют частоты $\omega + \Omega$ и $\omega - \Omega$ соответственно, где Ω - частота ультразвука. Анализатор, установленный под углом β , пропускает лишь часть от каждой из компонент, которые описываются соотношениями.

$$E_{d1} = E_0^Y \cos \beta = E_i \cos \alpha \cos \beta \cdot \left(\cos \frac{K}{2} - j \frac{R}{2} \operatorname{sinc} \frac{K}{2\pi} \right) \exp \left[j \left(\omega t - k_o l + \frac{R}{2} \right) \right], \quad (17)$$

$$E_{d2} = E_1^Z \sin \beta = -E_i \frac{A}{2} \cos \alpha \sin \beta \cdot \operatorname{sinc} \frac{K}{2\pi} \exp \left[j \left((\omega + \Omega) t - k_e l - \frac{R}{2} \right) \right], \quad (18)$$

$$E_{d3} = E_0^Z \sin \beta = E_i \sin \alpha \sin \beta \cdot \left(\cos \frac{K}{2} + j \frac{R}{2} \operatorname{sinc} \frac{K}{2\pi} \right) \exp \left[j \left(\omega t - k_e l - \frac{R}{2} \right) \right], \quad (19)$$

$$E_{d4} = E_{-1}^Y \cos \beta = E_i \frac{A}{2} \sin \alpha \cos \beta \cdot \operatorname{sinc} \frac{K}{2\pi} \exp \left[j \left((\omega - \Omega) t - k_o l + \frac{R}{2} \right) \right], \quad (20)$$

где $R = \eta l$ - фазовая расстройка, $K = \sqrt{A^2 + R^2}$, k_o и k_e волновые вектора обыкновенной и необыкновенной оптических волн соответственно, l - длина АО взаимодействия. Расстройка зависит от частоты ультразвука f и длины волны падающего светового излучения λ :

$$R = 2\pi l \left(\frac{f}{V} - \frac{n_e - n_o}{\lambda} \right) = \frac{2\pi l}{V} (f - f_0), \quad (21)$$

где $n_o = k_o \lambda / 2\pi$ и $n_e = k_e \lambda / 2\pi$ - показатели преломления среды, f_0 - частота коллинеарного фазового синхронизма.

На выходе системы световые волны будут интерферировать друг с другом. Биения смещенных по частоте (14),(16) и не смещенных (13),(15) компонент дают как результат появление модуляции света по интенсивности с частотой Ω . Биения компонент светового пучка с частотами, сдвинутыми в большую и меньшую стороны (14),(16), дают модуляцию интенсивности света с удвоенной частотой ультразвука 2Ω . Таким образом, интенсивность света на выходе из анализатора можно записать в виде:

$$I = \left| (E_0^Y + E_{-1}^Y) \cos \beta + (E_0^Z + E_1^Z) \sin \beta \right|^2 = E_i^2 [I_0 + I_1 \cos(\Omega t + \varphi_1) + I_2 \cos(2\Omega t + \varphi_2)]. \quad (22)$$

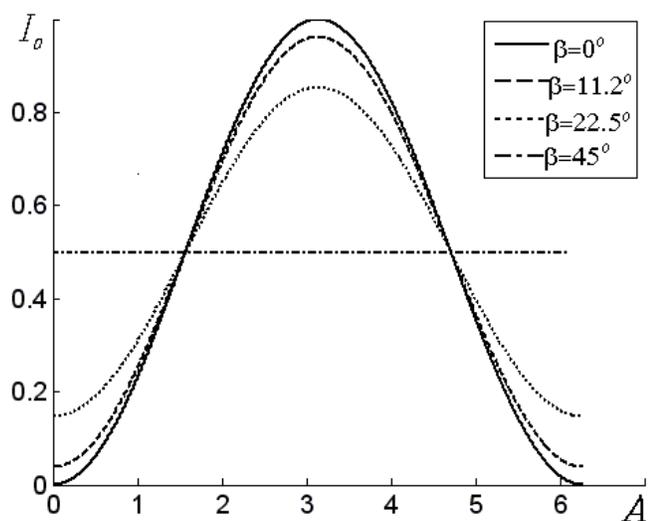
Здесь I_0 - постоянная компонента дифрагированного пучка, I_1 - амплитуда первой гармоники, а I_2 - амплитуда второй гармоники.

Отметим, что это единственный случай АО взаимодействия, когда при дифракции света на бегущей монохроматической акустической волне выходящее излучение оказывается промодулированным по интенсивности.

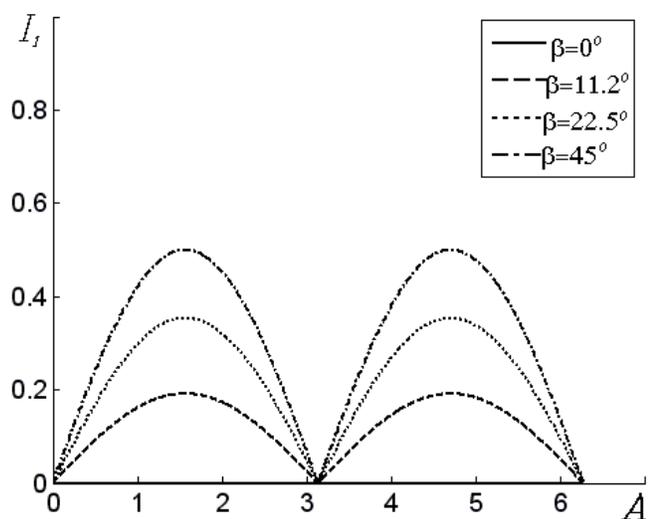
2.1 Результаты расчетов

В работе получены выражения для нормированных интенсивностей I_0 , I_1 и I_2 , а также для сдвигов фаз φ_1 и φ_2 , но из-за их громоздкости здесь они не приводятся. Ниже представлены результаты численных расчетов I_0 , I_1 и I_2 для различных значений параметров A и R и дискретных значений углов $\beta = 0^\circ, 11.2^\circ, 22.5^\circ$ и 45° . Фазовый сдвиг $\psi = (k_e - k_o)Y$, вызванный естественным двулучепреломлением кристалла, для простоты считался равным нулю.

Сначала рассмотрим частный случай падения света, линейно поляризованного под углом $\alpha = 90^\circ$. На рис. 13 представлены зависимости $I_0(A)$ и $I_1(A)$ (фактически, от амплитуды акустической волны) при $R = 0$ (то есть на частоте фазового синхронизма f_0). В этом случае вторая гармоника при любых ориентациях анализатора равна нулю в силу отсутствия двух компонент светового пучка с частотой, сдвинутой на частоту ультразвука в разную сторону, наличие которых необходимо для образования второй гармоники. На обоих рисунках сплошные линии соответствуют случаю, когда анализатор пропускает излучение, поляризованное вдоль оси Y ($\beta = 0^\circ$). Тогда постоянная компонента изменяется от нуля до единицы по синусоидальному закону, а первая гармоника отсутствует. Это обычный режим работы коллинеарного АО фильтра. При увеличении угла β от 0° до 45° постоянная компонента уменьшается и приобретает значение равное 0.5, не зависящее от параметра



(a)



(б)

Рис. 13. Зависимости компонент дифракционного спектра от параметра Рамана-Ната для различных ориентаций анализатора:
 а – постоянная компонента;
 б – первая гармоника

Рамана-Ната. Амплитуда первой гармоники при этом возрастает, достигая значения, равного половине интенсивности падающего света при $A = \pi/2, 3\pi/2, \dots$. Это означает, что в данных точках интенсивность света меняется во времени по гармоническому закону с частотой ультразвука Ω от нуля до интенсивности падающего света E_i^2 . Следовательно, АО ячейка

осуществляет 100%-ную модуляцию падающего света с частотой ультразвука.

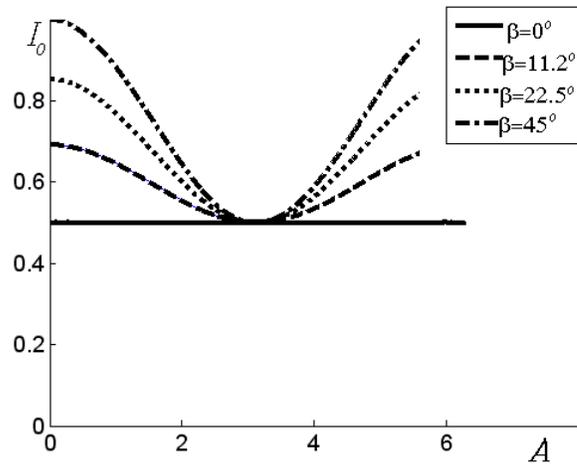
Теперь рассмотрим аналогичные зависимости для более общего случая, когда падающий свет поляризован под углом $\alpha = 45^\circ$ (рис. 14). Это наиболее интересный вариант, поскольку все поляризационные эффекты проявляются при этом наиболее ярко. Отметим также, что представленные ниже результаты справедливы и для случая падения на АО ячейку неполяризованного света.

На рис. 14 сплошные линии также соответствуют случаю, когда анализатор пропускает излучение, поляризованное вдоль оси Y . Можно видеть, что в этом варианте постоянная компонента всегда равна 0.5, вторая гармоника полностью отсутствует, а первая гармоника изменяется с ростом параметра Рамана-Ната по синусоидальному закону, достигая максимального значения 0.5 в точках $A = \pi/2, 3\pi/2, \dots$. Это также означает, что в данных точках интенсивность света меняется по гармоническому закону с частотой Ω от нуля до интенсивности падающего света. АО ячейка создает 100%-ную модуляцию оптического пучка без световых потерь. Важно отметить, что акустическая мощность, требуемая в данном случае, в 4 раза меньше, чем при обычном варианте коллинеарной дифракции, когда поляризация падающего света выбирается вдоль осей кристалла (в этом случае 100%-ная дифракция достигается при $A = \pi$).

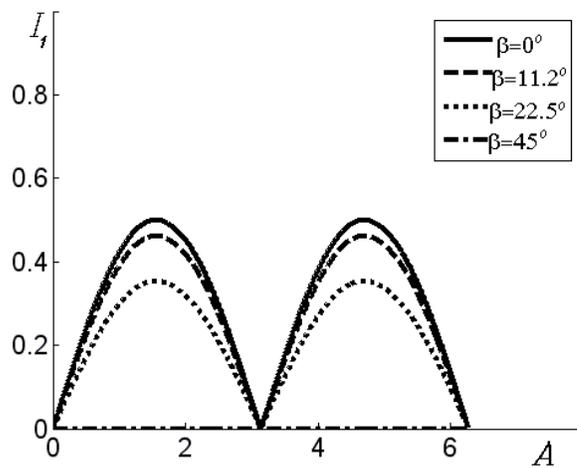
Другой интересный вариант имеет место при $\beta = 45^\circ$ (штрихпунктирная кривая). В этом случае постоянная компонента меняется от единицы до 0.5, первая гармоника отсутствует, а вторая гармоника достигает максимального значения в точке $A = \pi$. В данной геометрии также можно получить 100%-ную модуляцию света без световых потерь, но уже на частоте 2Ω и при обычной мощности ультразвука.

Рассмотрим теперь зависимость компонент прошедшего излучения от расстройки R (расстроечные характеристики). Расстройку можно варьировать в эксперименте путем изменения частоты акустической волны или длины волны падающего света (формула (17)).

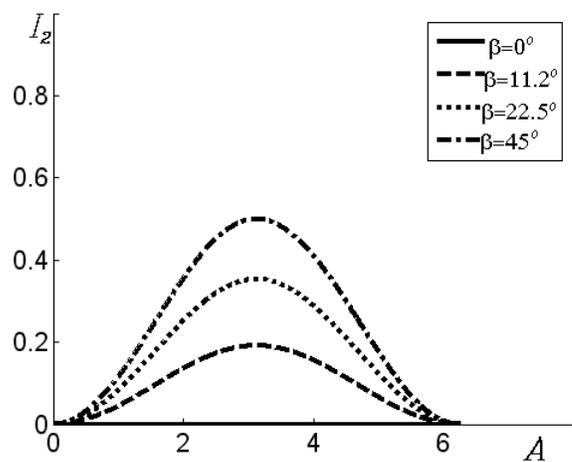
Сначала снова рассмотрим вариант падения на АО ячейку линейно поляризованного света при $\alpha = 90^\circ$. Расстроечные характеристики $I_0(R)$ и $I_1(R)$ для различных углов β и $A = \pi/2$ представлены на рис. 15. Вторая гармоника здесь полностью отсутствует при любых ориентациях анализатора. Вариант, когда анализатор установлен под углом $\beta = 45^\circ$ (штрихпунктирные кривые) представляет наибольший интерес. Тогда постоянная компонента вообще не зависит от расстройки и равна половине интенсивности падающего света. При такой ориентации поляризаторов можно осуществлять спектральную фильтрацию оптического излучения путем регистрации первой гармоники. Спектральная функция



(а)



(б)



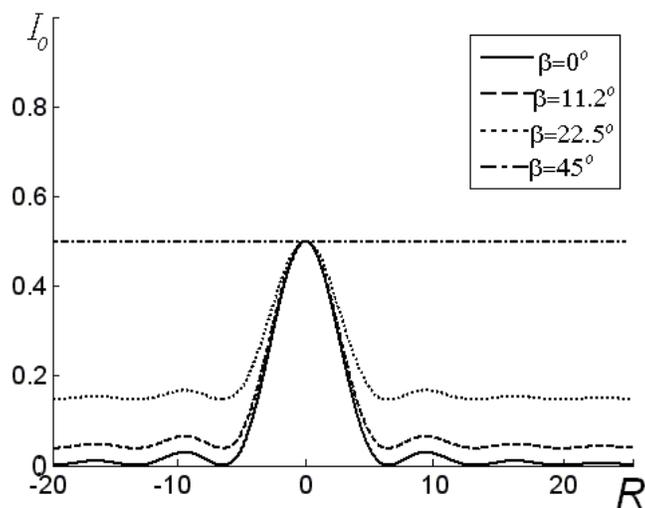
(в)

Рис. 14. Зависимости компонент дифракционного спектра от параметра Рамана-Ната для различных ориентаций анализатора:

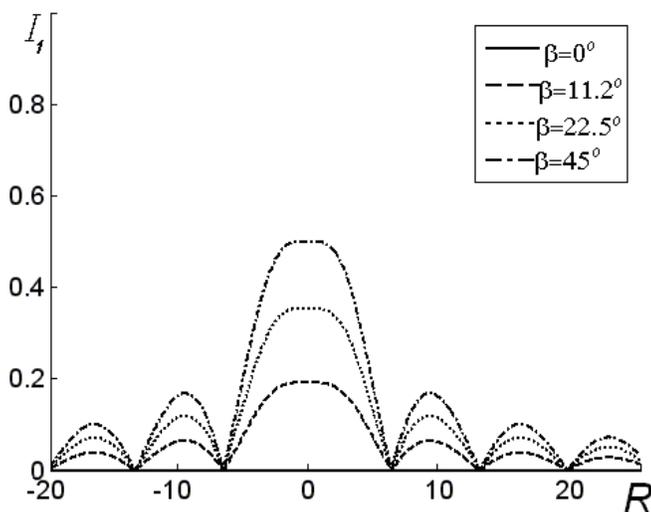
а – постоянная компонента;

б – первая гармоника;

в – вторая гармоника.



(a)



(б)

Рис. 15. Зависимости компонент дифракционного спектра от расстройки для различных ориентаций анализатора:
 а – постоянная компонента;
 б – первая гармоника.

несколько отличается от sinc^2 -функции, типичной для обычного коллинеарного фильтра: ее главный максимум имеет уплощенную вершину, приближающийся по форме к П-образной. В точке фазового синхронизма, где расстройка равна нулю, выходящий световой пучок является промодулированным по интенсивности на 100%. Постоянная составляющая тоже может использоваться для спектральной фильтрации. Наиболее удобной для этого является

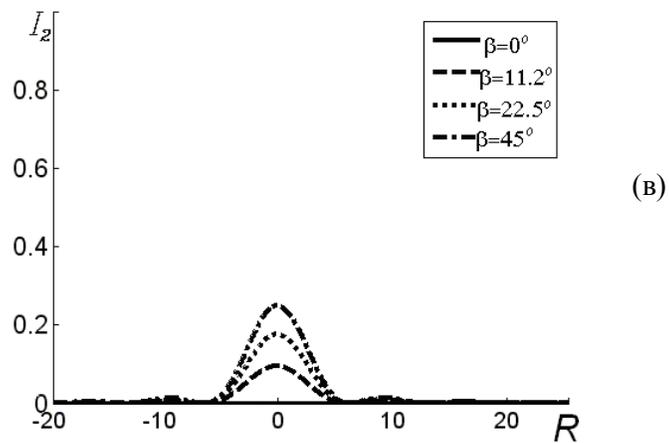
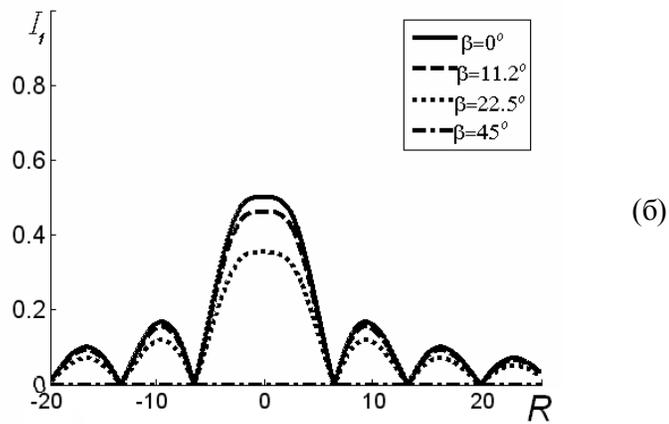
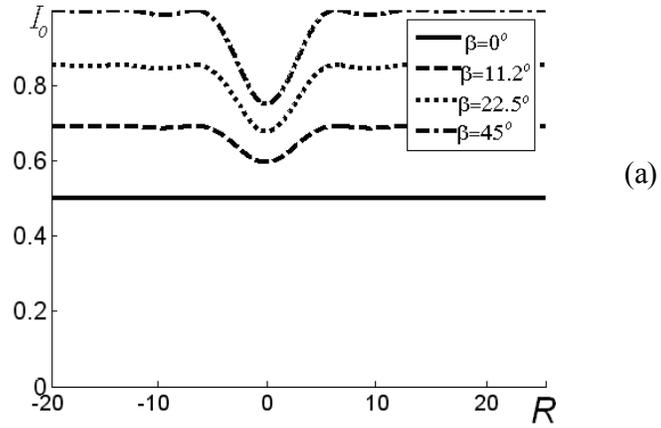


Рис. 16. Зависимости компонент дифракционного спектра от расстройки для различных ориентаций плоскости поляризации анализатора:
 а – постоянная компонента; б – первая гармоника;
 в – вторая гармоника.

ориентация анализатора под углом $\beta = 0^\circ$; тогда передаточная функция фильтра имеет привычный вид $-\text{sinc}^2$.

На рис. 16 изображены аналогичные характеристики для случая $\alpha = 45^\circ$ и $A = \pi/2$. Вариант $\beta = 0^\circ$ (сплошные кривые) является наиболее интересным. Здесь постоянная компонента не зависит от расстройки. Вторая гармоника полностью отсутствует. Только регистрируя первую гармонику, можно осуществить спектральную фильтрацию оптического излучения при данном положении поляризаторов. Спектральная передаточная функция также отличается от sinc^2 -функции, типичной для обычного коллинеарного фильтра: ее главный максимум имеет плоскую вершину. В точке фазового синхронизма выходящий световой пучок является промодулированным по интенсивности на 100% без каких-либо световых потерь даже для неполяризованного излучения. Как было отмечено выше, требуемая акустическая мощность в этом случае в 4 раза меньше, чем в обычном фильтре. Данная особенность является серьезным преимуществом предложенной геометрии расположения поляризаторов по сравнению с традиционной. Но рассматриваемый вариант имеет и недостаток, а именно, – слишком большие боковые лепестки передаточной функции.

Как следует из рис.16,в, вторая гармоника в случае, $\beta = 45^\circ$ (штрихпунктирная кривая), также может использоваться для фильтрации оптических сигналов. Но оптимальным является значение $A = \pi$ (а не $A = \pi/2$, как показано на рисунке); тогда максимальное значение I_2 будет равно 0.5. Зависимость $I_2(f)$ имеет тот же вид, что и в случае обычного фильтра, но световые потери будут в два раза меньше, если падающее световое излучение будет не поляризовано.

2.3. Учет естественного двулучепреломления кристалла

В предыдущем пункте расчет интенсивностей различных компонент светового пучка на выходе АО коллинеарного фильтра был проведен без учета фазового сдвига $\psi = (k_e - k_o)Y$, возникающего при распространении ортогональных компонент света в АО кристалле вследствие двулучепреломления. Этот фазовый сдвиг в случае необходимости может быть устранен путем внесения в световой пучок поляризационного предискажения: придания падающему излучению эллиптической поляризации, которая затем компенсируется естественным двулучепреломлением кристалла АО ячейки. Тем не менее, представляется интересным проанализировать влияние фазового сдвига ψ на характеристики выходного излучения.

Прежде всего отметим, что как видно из соотношений (17)-(20), фазовый сдвиг ψ

входит в формулы для I_0 , I_1 и I_2 только в виде суммы $R+\psi$ в аргументах синуса и косинуса. Следовательно, этот сдвиг может сказаться только на расстройных характеристиках; амплитудные характеристики сохранят свой вид.

На рис. 17 представлены зависимости постоянной компоненты, а также амплитуд первой и второй гармоник светового пучка от расстройки R для фиксированного угла поляризации падающего света $\alpha = 45^\circ$ и различных фазовых сдвигов ψ . Для первой гармоники вычисления проведены для двух ориентаций анализатора: $\beta = 45^\circ$ (рис. 17,б) и $\beta = 22,5^\circ$ (рис. 17,в), поскольку, как показали расчеты, только для первой гармоники от ориентации анализатора зависит не только амплитуда компоненты оптического пучка, но и сама форма кривых. Для двух других компонент расчет произведен только при $\beta = 45^\circ$ (рис. 17,а,г).

Кривые на рис. 17,а похожи на те, что показаны на рис. 16,а, с той лишь разницей, что здесь меняется фазовый сдвиг, а не угол β . Кроме того, поскольку $I_0(\psi) \propto \cos(\psi)$, кривые, полученные для $\psi > \pi/2$, являются дополнительными к тем, для которых $\psi < \pi/2$. Таким образом, в первом случае АО фильтр является полосовым фильтром, а во втором - заграждающим. При $\psi = \pi/2$ постоянная составляющая не зависит от расстройки (частоты ультразвука или длины волны света), и спектральную фильтрацию в этом случае осуществить невозможно.

Поведение первой гармоники более интересно, поскольку форма кривых зависит еще и от ориентации анализатора. При $\beta = 45^\circ$ (рис. 17,б) в точке фазового синхронизма отсутствует дифракция при любых значениях фазового сдвига, но зато имеется два симметрично расположенных больших боковых лепестка функции пропускания. Интенсивность первой гармоники зависит от фазового сдвига ψ периодически, достигая максимального значения при $\psi = \pi/2, 3\pi/2, \dots$, а минимального – при $\psi = 0, \pi, \dots$

При всех других положениях анализатора зависимость амплитуды первой гармоники от расстройки имеет более сложный вид и эволюционирует с изменением величины фазового сдвига совершенно иным образом. В качестве примера на рис. 17,в представлены зависимости для $\beta = 22,5^\circ$. В этом случае максимальное значение интенсивности первой гармоники будет наблюдаться в точке, где выполнено условие фазового синхронизма, только при $\psi = 0, \pi, \dots$. Кроме того, только в этих случаях зависимости будут иметь вид, симметричный относительно точки фазового синхронизма. При всех других значениях фазового сдвига кривые приобретают асимметричный вид, причем максимальное значение

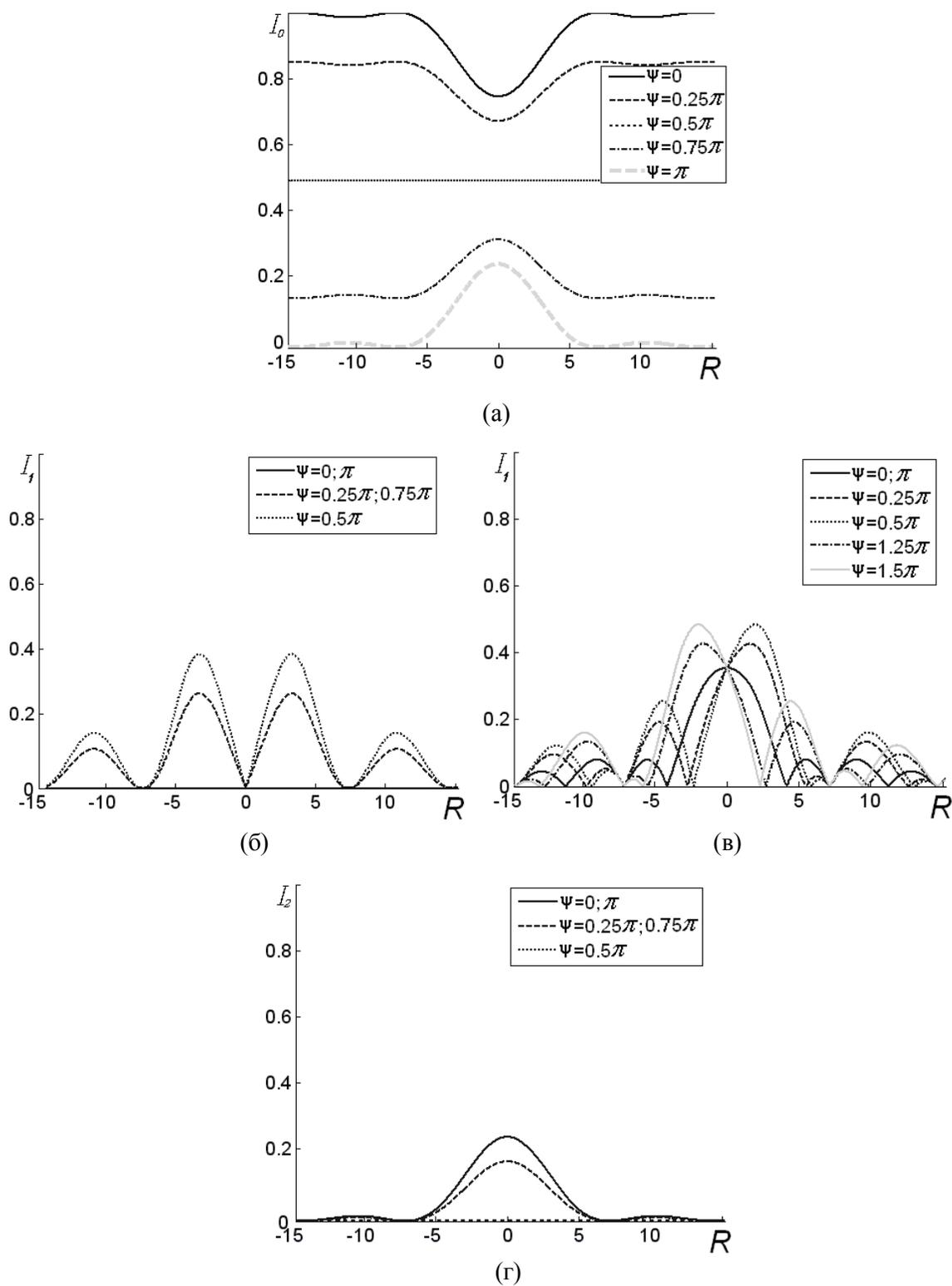


Рис. 17. Зависимости компонент дифракционного спектра от расстройки для различных значений фазового сдвига ψ :

а – постоянная компонента, $\beta = 45^\circ$; б – первая гармоника, $\beta = 45^\circ$;
 в – первая гармоника, $\beta = 22.5^\circ$; г – вторая гармоника, $\beta = 45^\circ$.

интенсивности первой гармоники будет больше, чем при $\psi = 0, \pi, \dots$

Зависимости для второй гармоники, представленные на рис. 17,г, похожи на кривые рис. 16,а с той лишь разницей, что здесь меняется фазовый сдвиг ψ , а не ориентация анализатора. При $\psi = \pi/2, 3\pi/2, \dots$ интенсивность второй гармоники всегда равна нулю и спектральную фильтрацию осуществить невозможно. При $\psi = 0, \pi, \dots$ вторая гармоника достигает максимального значения.

2.4. Результаты эксперимента

Для проверки теоретических выводов был проведен предварительный эксперимент, в котором изучалась зависимость интенсивностей постоянной компоненты I_0 и амплитуды первой гармоники I_1 от угла поворота анализатора β . В эксперименте использовалась коллинеарная АО ячейка на основе кристалла молибдата кальция с длиной АО взаимодействия $l = 4$ см.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 18. Световой пучок с длиной волны $\lambda = 633$ нм от He-Ne лазера 1, проходил через поляризатор 2, задававший поляризацию света под углом $\alpha = 45^\circ$ к осям Y и Z кристалла. Далее излучение попадало в АО ячейку 3, где дифрагировало на акустической волне. Вышедший из ячейки свет проходил через анализатор 4, плоскость поляризации которого менялась в ходе эксперимента. Попадая на фотоприемник 5, излучение преобразовывалось в электрический сигнал, который регистрировался осциллографом 6. Питание фотоприемника обеспечивалось источником постоянного напряжения 7. Возбуждающий ячейку электрический сигнал в форме прямоугольных радиоимпульсов формировался генератором 8. Длительность радиоимпульсов и их скважность задавались генератором прямоугольных импульсов 9. Синхронизация развертки осциллографа осуществлялась сигналом с генератора импульсов. Измерения проводились на частоте фазового синхронизма $f_0 = 46.6$ МГц. Поскольку фотоприемник не мог регистрировать постоянную интенсивность света из-за разделительного конденсатора на его выходе, то для измерения постоянной составляющей выходного излучения падающее световое излучение модулировалось на низкой частоте с помощью вертушки 10, имевшей отверстия, расположенные эквидистантно по периметру диска.

В случае, когда поляризатор и анализатор были параллельны или скрещены ($\beta = 45^\circ$ или $\beta = 135^\circ$), а вертушка была отключена, сигнал на осциллографе имел вид, показанный на рис. 19,а. Это продетектированный фотоприемником импульс дифрагированного света,

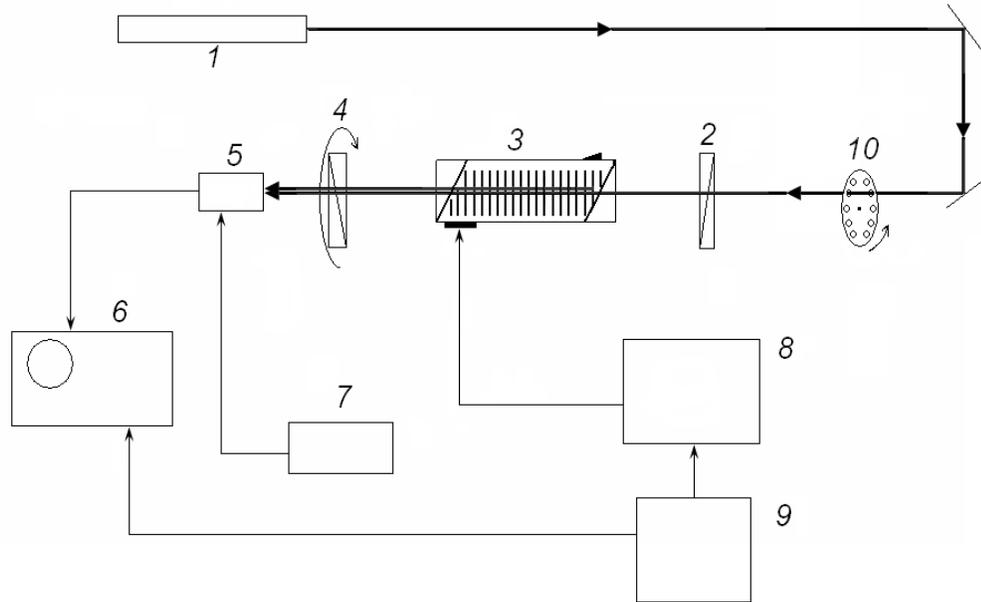
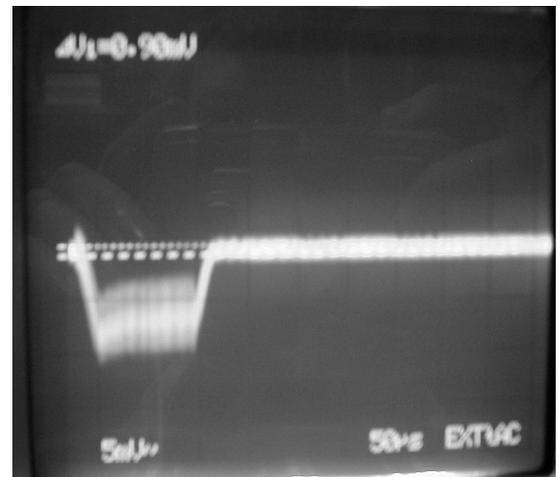
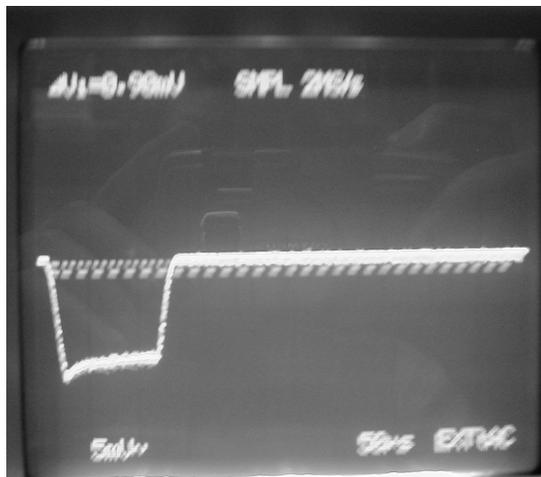


Рис. 18. Схема экспериментальной установки

1 – лазер, 2 – поляризатор, 3 – АО ячейка, 4 – анализатор, 5 – фотоприемник, 6 – осциллограф, 7 – источник постоянного напряжения, 8 – генератор, 9 – генератор прямоугольных импульсов, 10 – вертушка.

имеющий ту же длительность, что и возбуждающий радиоимпульс. Видно, что в этом случае нет никакой модуляции светового сигнала с частотой Ω или 2Ω . Однако при повороте

Пл
оск
ост
и
по
ляр
иза
ци
и
ана



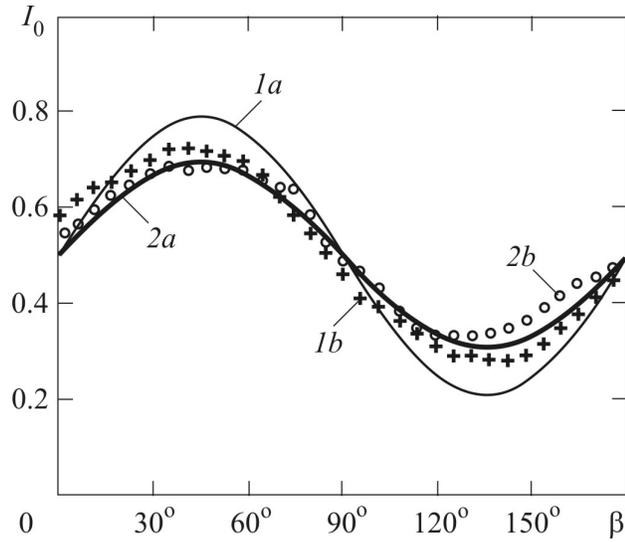
(a)

(б)

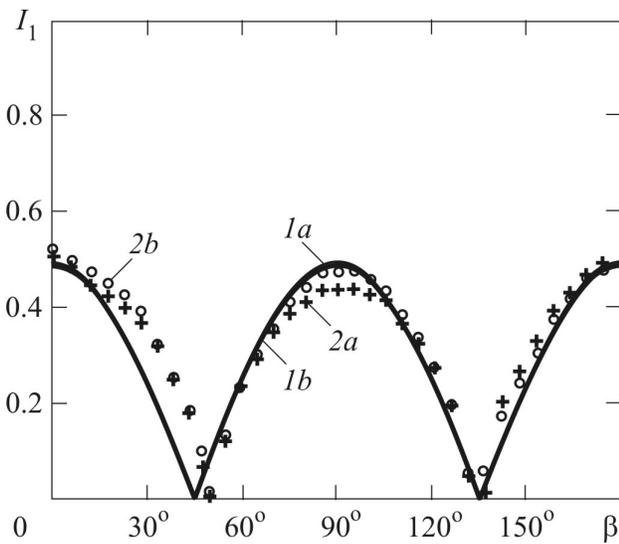
Рис. 19. Осциллограммы импульса дифрагированного света в отсутствии (а) и при наличии (б) высокочастотной модуляции на частоте Ω

лизатора появлялась модуляция на частоте ультразвука Ω (рис. 19,б).

В ходе эксперимента измерялись зависимости постоянной составляющей I_0 и амплитуды первой гармоники I_1 выходного излучения от угла β в диапазоне от нуля до 180° . Измерения были проведены для двух значений параметра Рамана-Ната $A=1.4$ и $A=1.8$.



(а)



(б)

Рис. 20. Зависимости компонент дифракционного спектра от угла поворота плоскости анализатора для различных значений параметра Рамана-Ната:
а – постоянная компонента;
б – первая гармоника;

На рис. 20,а показаны зависимости $I_0(\beta)$. Сплошными кривыми $1a$ и $2a$ представлены результаты расчета, а результаты эксперимента даны точками $1b$ и $2b$. Зависимости имеют синусоидальный характер с экстремальными значениями $I_0 = \left[\pm \cos^2(A/2) \right] / 2$ в точках $\beta_n = (2n-1)\pi/4$. Аналогичные зависимости для амплитуды первой гармоники изображены на рис. 20,б. Из графиков следует, что оптимальной для регистрации первой гармоники является геометрия с углом $\beta = 0, 90^\circ, \dots$, когда нет световых потерь, а выходное излучение промодулировано на 100%. Согласие экспериментальных результатов с теорией вполне удовлетворительное. Расхождение обусловлено в основном тем, что в эксперименте не был скомпенсирован фазовый сдвиг ψ , обусловленный естественным двулучепреломлением АО ячейки.

Заключение

В дипломной работе исследовано влияние расходимости светового пучка, анизотропии АО эффекта и поляризации падающего света на характеристики коллинеарной АО дифракции. Рассмотрено два варианта коллинеарных фильтров, возможных в анизотропной среде: с рассеянием света вперед, в направлении распространения падающего излучения, и с рассеянием света назад, навстречу падающему излучению. Для каждого из указанных вариантов рассчитаны двумерные передаточные функции и проанализирован характер их трансформации при изменении длины волны света и периода дифракционной решетки.

1. Исследована зависимость интегральной эффективности дифракции и полосы пропускания фильтра от угла расходимости падающего на АО ячейку светового пучка. Показано, что с увеличением расходимости эти характеристики фильтра ухудшаются по одинаковому закону, так что произведение относительной полосы пропускания на эффективность дифракции остается постоянным и не зависящим от длины волны света и длины АО взаимодействия. В случае низкочастотной коллинеарной дифракции максимум пропускания фильтра определяется частотой ультразвука и не зависит от расходимости света. В отличие от этого, при высокочастотной коллинеарной дифракции увеличение угла расходимости ведет к сдвигу максимума пропускания в сторону более коротких длин волн света. Этот сдвиг сравним по величине с шириной полосы пропускания фильтра, и, следовательно, его необходимо учитывать при работе с расходящимися световыми пучками.

2. Влияние анизотропии АО эффекта на характеристики дифрагированного спектра изучено на примере коллинеарного АО фильтра, сделанного на основе кристалла парателлуриата. Показано, что анизотропия АО эффекта вблизи направления $[110]$ кристалла парателлуриата существенно сказывается на форме передаточных функций и, следовательно, на структуре дифрагированного пучка. Установлено, что зависимости интегральной эффективности дифракции от акустической мощности для парателлуриата имеет совершенно другой характер, чем для молибдата кальция, и не превышает 60%.

3. Впервые исследованы поляризационные эффекты при коллинеарной АО дифракции произвольно поляризованного светового излучения. Показано, что в общем случае на выходе АО ячейки спектр дифрагированного света состоит из четырех компонент, которые имеют разную частоту и поляризацию. Биения этих компонент ведут к модуляции интенсивности света, прошедшего через установленный на выходе системы анализатор. Это единственный случай АО взаимодействия, когда дифракция света на бегущей монохроматической акустической волне сопровождается модуляцией выходного излучения.

4. Исследована зависимость интенсивности выходного излучения от параметров АО взаимодействия. Показано, что при определенных ориентациях анализатора можно получить 100%-ную модуляцию света на частотах Ω или 2Ω без световых потерь даже в случае неполяризованного падающего света. Во втором варианте необходимая для этого акустическая мощность та же, что и в традиционной геометрии коллинеарного АО фильтра, а в первом варианте – в 4 раза меньше. Рассчитаны спектральные характеристики коллинеарной дифракции для случая произвольной поляризации падающего света. Установлено, что при регистрации второй гармоники спектральные характеристики фильтра получаются такими же, что и у фильтра традиционной геометрии, но можно получить выигрыш в 2 раза по световой мощности в случае фильтрации неполяризованного излучения.

5. Создана экспериментальная установка на базе коллинеарного фильтра из молибдата кальция, на которой исследована зависимость постоянной компоненты и амплитуды первой гармоники выходного излучения от ориентации анализатора. Эксперимент дал удовлетворительное согласие с теоретическими расчетами.

Список авторских публикаций

Результаты исследований докладывались на 7 международных и национальных конференциях:

1. IX International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems". St. Petersburg, Russia, 2006.
2. 36-th Winter School on Wave and Quantum Acoustics. Gliwice, Poland, 2007.
3. X International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems". St. Petersburg, Russia, 2007.
4. XV международная конференция "Ломоносов". Москва, Россия, 2008.
5. 10th School on Acousto-optics and Applications. Gdansk-Sopot, Poland, 2008.
6. International congress «Acoustics'08 Paris». Paris, France, 2008.
7. XII Международная научная школа «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия». Казань, Россия, 2008.

Список публикаций включает 4 статьи в рецензируемых журналах, 4 статьи в трудах конференций и 6 тезисов докладов:

Статьи

1. **Балакший В.И., Манцевич С.Н., Седов П.И.** Влияние акустооптической селективности на характеристики оптического гетеродинамирования. *Вестник Московского университета, сер. Физика, астрономия*, 2006, №5, стр. 22-26.
2. **Балакший В.И., Манцевич С.Н.** Влияние расходимости светового пучка на характеристики коллинеарной дифракции. *Оптика и спектроскопия*, 2007, т.103, №5, стр.831-837.
3. **Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Collinear diffraction of divergent optical beams in acousto-optic crystals. *Applied Optics*, 2009, v.48, №7.
4. **Балакший В.И., Манцевич С.Н.** Влияние поляризации света на характеристики коллинеарной акустооптической дифракции. *Оптика и спектроскопия*, 2009, т.106, №3, стр. 493-498.

Статьи в трудах конференций

5. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Quasicollinear diffraction of light in uniaxial crystals. *Proc. IX International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in*

- Information and Telecommunication Systems"*. St. Petersburg, Russia, 2006, p.8.
6. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Collinear diffraction of divergent optical beams. *Eur. Phys. J., Special Topics*, 2008, v.154, pp.7-10.
 7. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Influence of light polarization on acousto-optic collinear diffraction characteristics. *Proc. X International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems"*. St. Petersburg, Russia, 2007 (в печати).
 8. **Mantsevich S., Balakshy V.I.** Acousto-optic collinear diffraction of arbitrary polarized light. *Proc. International Congress «Acoustics '08 Paris»*. Paris, France, 2008, pp.833-838.

Тезисы докладов:

9. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Quasicollinear diffraction of light in uniaxial crystals. *Abstr. IX International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems"*. St. Petersburg, Russia, 2006, p.18.
10. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Collinear diffraction of divergent optical beams. *Abstr. 36-th Winter School on Wave and Quantum Acoustics*. Gliwice, Poland, 2007.
11. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Influence of light polarization on acousto-optic collinear diffraction characteristics. *Abstr. X International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems"*. St. Petersburg, Russia, 2006, p.21.
12. **Манцевич С.Н., Балакший В.И.** Коллинеарная фильтрация расходящихся световых пучков. *Тезисы XV Международной конференции "Ломоносов"*. М. Изд. МГУ. 2008, с.23.
13. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Collinear diffraction of divergent optical beams in acousto-optic crystals. *Abstr. 10th School on Acousto-optics and Applications*. Gdansk-Sopot, Poland, 2008, p.28.
14. **Mantsevich S., Balakshy V.I.** Acousto-optic collinear diffraction of arbitrary polarized light. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2008. v.123, №5, pt.2, p.3145.

Литература

1. **Магдич Л.Н., Молчанов В.Я.** *Акустооптические устройства и их применение*. М.: Сов. радио, 1978.
2. **Дьелесан Э., Руайе Д.** *Упругие волны в твердых телах*. М.: Наука, 1982.
3. **Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.** *Физические основы акустооптики*. М.: Радио и связь, 1985.
4. **Ярив А., Юх П.** *Оптические волны в кристаллах*. М.: Мир, 1987.
5. **Xu J., Stroud R.** *Acousto-optic devices*. N.Y.: Wiley, 1992.
6. **Корпел А.** *Акустооптика*. М.: Мир, 1993.
7. *Design and fabrication of acousto-optic devices*. / Ed. A.P.Goutzoulis and D.R.Pape. N.Y.: Marcel Dekker, 1994.
8. **Dixon R.W.** Acoustic diffraction of light in anisotropic media. *IEEE J. Quant. El.*, 1967, v.QE-3, №2, pp.85-93.
9. **Harris S.E., Wallace R.W.** Acoustooptic tunable filter. *J. Opt. Soc. Am.*, 1969, v.59, №6, pp.744-747.
10. **Harris S.E., Nieh S.T.K., Winslow D.K.** Electronically tunable acoustooptic filter. *Appl. Phys. Letts*, 1969, v.15, №10, pp.325-326.
11. **Harris S.E., Nieh S.T.K., Feigelson R.S.** CaMoO₄ electronically tunable optical filter. *Appl. Phys. Letts*, 1970, v.17, №5, pp.223-225.
12. **Вершубский А.В., Парыгин В.Н.** Взаимодействие квазиколлинеарных акустических и световых пучков в анизотропной среде. *Акуст. журнал*, 1997, т.43, №2, с.170-175.
13. **Парыгин В.Н., Вершубский А.В.** Сильное акустооптическое взаимодействие коллинеарных гауссовских пучков. *Опт. и спектр.*, 1997, т.82, №1, с.138-144.
14. **Вершубский А.В., Парыгин В.Н.** Акустооптическое взаимодействие слаборасходящихся гауссовых пучков в сильно анизотропных средах. *Акуст. журнал*, 1998, т.44, №1, с.32-38.
15. **Вершубский А.В., Парыгин В.Н., Резвов Ю.Г.** Акустооптическое взаимодействие расходящихся гауссовых пучков в анизотропных средах. *Акуст. журнал*, 2001, т.47, №1, с.29-36.
16. **Parugin V.N., Vershoubskiy A.V., Resvov Yu.G.** Collinear and quasi-collinear diffraction of bounded beams in crystals. *Pure & Appl. Opt.*, 2001, v.3, №4, pp.S32-S39.
17. **Alippi A.** Half-wave plate behaviour of ultrasonic waves light modulators. *Opt. Commun.*, 1973, v.8, №4, p.397-400.
18. **Eklund H., Roos A., Eng S.T.** Rotation of laser beam polarization in acousto-optic devices.

- Opt. Quant. El.*, 1975, v.7, №2, p.73-79.
19. **Богданов С.В.** Поляризация света, дифрагированного на упругих колебаниях решетки. *Опт. и спектр.*, 1980, т.49, №1, с.146-150.
 20. **Balakshy V.I.** Additional phase shift effect in acoustooptic interaction and its applications. *Proc. SPIE*, 1992, v.1844, p.178-186.
 21. **Balakshy V.I., Hassan J.A.** Polarization effects in acoustooptic interaction. *Opt. Eng.*, 1993, v.32, №4, p.746-751.
 22. **Балакший В.И., Кулиш Т.Г., Хасан Д.А.** Дифракция на ультразвуке светового излучения с произвольной поляризацией. *Опт. и спектр.*, 1993, т.74, №6, с.1171-1180.
 23. **Balakshy V.I., Gondek G., Katkowski T., Krylov I.V., Kwiek P., Sliwinski A.** Polarization effects at acoustooptic interaction in anisotropic medium. *Proc. SPIE*, 1995, v.2643, p.98-107.
 24. **Balakshy V.I., Kulish T.G.** High orders of light diffraction by ultrasound in the intermediate regime of acoustooptic interaction. I. Theoretical consideration. *Acustica - Acta Acustica*, 1998, v.84, №5, p.830-836.
 25. **Balakshy V.I., Krylov I.V., Kulish T.G., Molchanov V.Y.** High orders of light diffraction by ultrasound in the intermediate regime of acoustooptic interaction. II. Experimental results. *Acustica - Acta Acustica*, 1998, v.84, №5, p.837-842 .
 26. **Chang I.C.** Tunable acoustooptic filtering. An overview. *Proc. SPIE*, 1976, v.90, pp.12-22.
 27. **Волошинов В.Б., Николаев И.В., Парыгин В.Н.** Коллинеарная акустооптическая фильтрация в кварце. *Вестн. Моск. ун-та*, сер. 3, 1980, т.21, №2, с.42-46.
 28. **Магдич Л.Н.** Акустооптические перестраиваемые фильтры. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1980, т.44, №8, с.1683-1690.
 29. **Магдич Л.Н.** Аппаратная функция акустооптического фильтра при перестройке частоты. *Опт. и спектр.*, 1980, т.49, №2, с.387-390.
 30. **Мазур М.М., Махмудов Х.М., Пустовойт В.И.** Перестраиваемый лазер на красителе с акустооптическим фильтром из CaMoO_4 . *Квант. электрон.*, 1988, т.15, №4, с.711-713.
 31. **Quate C.F., Wilkinson C.D.W., Winslow D.K.** Interaction of light and microwave sound. *Proc. IEEE*, 1965, v.53, №10, pp.1604-1623.
 32. **Kogelnik H., Shank C.V.** *J. Appl. Phys.*, 1972, v.43, p.2327.
 33. **Flanders D.C., Kogelnik H., Schmidt R.V., Shank C.V.** *Appl. Phys. Lett.*, 1974, v.24, p.194.
 34. **Balakshy V.I., Asratyan K.R., Molchanov V.Y.** Acousto-optic collinear diffraction of a strongly divergent optical beam. *Pure & Appl. Opt.*, 2001, v.3, №4, pp.S87-S92.
 35. **Доброленский Ю.С., Волошинов В.Б., Парыгин В.Н.** Коллинеарная дифракция расходящегося светового пучка на ультразвуке в кристалле парателлурита. *Опт. и*

- спектроск.*, 2005, т. 98, №4, с.673-678.
36. **Балакший В.И.** Акустооптическая ячейка как фильтр пространственных частот. *Радиотехн. и электрон.*, 1984, т.29, №8, с.1610-1616.
37. **Balakshy V.I.** Application of acoustooptic interaction for holographic conversion of light fields. *Optics & Laser Techn.*, 1996, v.28, №2, p.109-117.
38. **Балакший В.И., Костюк Д.Е.** Пространственная структура акустооптического фазового синхронизма в одноосных кристаллах. *Опт. и спектр.*, 2006, т.101, №2, с.298-304.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю профессору кафедры физики колебаний Владимиру Ивановичу Балакшию за помощь в выполнении дипломной работы, за предоставленную возможность проводить совместные теоретические и экспериментальные исследования, а также за полезные обсуждения полученных результатов.

Автор искренне признателен Виталию Борисовичу Волошинову за постоянное внимание в процессе учебы и работы над дипломной работой.

Автор выражает благодарность всем сотрудникам лаборатории акустооптики и оптической обработки информации за поддержку, оказанную в процессе обучения.