

УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
НАУЧНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ЦЕНТР УНИКАЛЬНОГО
ПРИБОРОСТРОЕНИЯ

На правах рукописи

Табачкова Кристина Ивановна

**ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТООПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ С
НЕОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ**

Специальность: 01.04.01

"Приборы и методы экспериментальной физики"

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2013

Работа выполнена в учреждении РАН "Научно-технологический центр уникального приборостроения".

Научный руководитель: **Академик РАН,**
доктор физико-математических наук,
Пустовойт Владислав Иванович

Официальные оппоненты: **Академик РАН,**
доктор физико-математических наук,
Гуляев Юрий Васильевич

Профессор,
доктор физико-математических наук,
Чернозатонский Леонид Александрович

Ведущая организация: Федеральное государственное унитарное
предприятие "Всероссийский научно-
исследовательский институт физико-
технических и радиотехнических измерений
(ВНИИФТРИ)"

Защита состоится 18 декабря 2013 года в 13.00 на заседании Диссертационного совета Д 002.135.01 в Научно-технологическом центре уникального приборостроения РАН по адресу: 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15.

С диссертационной работой можно ознакомиться в библиотеке учреждения РАН "Научно-технологический центр уникального приборостроения".

Автореферат разослан " 14 " ноября 2013 г.

Ученый секретарь

Диссертационного совета Д 002.135.01,

кандидат физико-математических наук



Е.А. Отливанчик

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность исследования

Брэгговские решетки, образуемые динамически, акустическими волнами, широко используются для задач управления световыми волнами и анализа оптического излучения. Управляемые решетки позволяют выполнять различные функциональные операции над световыми волнами (модуляция, отклонение, спектральная фильтрация). Возможность эффективного управления и преобразования в реальном времени с использованием разнообразных алгоритмов и режимов является одним из ключевых достоинств этого направления науки и техники - акустооптики.

Однако в классической акустооптике в основном используются простейшие по структуре решетки: однородные и одионочные. В тоже время ранее было показано [1], что модуляция акустических волн, а соответственно создание неоднородных и нестационарных решеток позволяет изменять форму функции пропускания акустооптических (АО) фильтров, а соответственно управлять их параметрами. В частности, в работе [2] была рассмотрена задача о последовательной дифракции на нескольких акустических решетках в пространственно разделенных средах (кристаллов) и показано, что характер дифракции зависит от фазовых соотношений между решетками, что также может быть использовано для задач анализа и управления. В работе [3] показано, что решетка с линейно-меняющимся шагом может служить для сжатия УКИ света. В работе [4] показано, что пространственная модуляция решетки может радикальным образом изменять форму передаточных характеристик.

Таким образом, **актуальными** являются задачи исследования дифракции света на акустических решетках сложной формы и состава.

В частности интерес представляет такой широко используемый в оптике элемент как резонатор Фабри-Перо (РФП). Классический резонатор Фабри-

Перо использует два параллельных зеркала с высоким коэффициентом отражения в широком диапазоне длин волн (чаще всего металлизированные). Функция пропускания такого элемента содержит ряд периодически расположенных узких полос прозрачности. В то же время использование в качестве зеркал такого резонатора селективно-отражающих брэгговских решеток, позволяет получить элемент с принципиально иной функцией пропускания.

В частности было показано [5, 6], что в пределах зоны селективного отражения решеток появляются узкие линии прозрачности, причем зависимость относительной ширины линий от числа периодов N носит экспоненциальный характер $\Delta\lambda/\lambda \sim \exp(-N)$. Эта особенность представляет собой несомненный интерес для создания высокодобротных оптических систем, необходимых в метрологии и для регистрации гравитационных волн.

Поэтому в первой части работы рассмотрены свойства такого спектрального элемента (РФП) в случае, когда его решетки образованы акустическими волнами, а потому профиль решеток идеально гармонический, и число периодов ограничивается только затуханием ультразвука. Для определения его характеристик была решена задача дифракции света в такой неодносвязной и неоднородной структуре.

Вторая часть работы посвящена задаче, связанной с управлением шириной и формой функции пропускания АО фильтров и увеличением светосилы спектрометров на их основе. Наряду с многочисленными известными достоинствами АО фильтр обладает одной существенной для спектрометрии особенностью: его полоса (в волновых числах, см^{-1}) строго фиксирована $\Delta\nu \sim L^{-1}$, так как определяется длиной АО взаимодействия L . С точки зрения классической спектроскопии это является недостатком, так как не позволяет выбрать оптимальную ширину окна фильтра, зависящую от масштаба существенных элементов исследуемого спектра.

Поэтому большой интерес представляет разработка методов управления полосой пропускания АО фильтра, а в общем случае и формой его функции пропускания.

Цели диссертационной работы

Целью диссертационной работы является исследование характеристик акустооптических устройств с неоднородным распределением акустической волны. В работе были поставлены и решены следующие задачи.

1. Исследование характеристик резонаторов Фабри-Перо с брэгговскими зеркалами, образованными акустическими волнами. А именно, решение задачи дифракции света на паре гармонических периодических структур с учетом затухания звука, расчет и исследование характеристик резонатора Фабри-Перо, анализ возможности использования такого перестраиваемого резонатора Фабри-Перо.
2. Исследование дифракции света на линейно частотно-модулированной акустической волне для целей повышения светосилы акустооптических спектрометров. А именно, теоретический анализ, решение, расчет и экспериментальное исследование задачи дифракции света на линейно-частотно модулированной волне, и анализ возможности достижения максимальной эффективности дифракции.

Научная новизна

1. Впервые решена задача о дифракции света на паре составляющих резонатор Фабри-Перо брэгговских решеток, образованных акустическими волнами, с учетом их затухания и проанализированы зависимости характеристик системы от ее параметров (числа периодов решеток, затухания звука и др.).

2. Впервые расчетным путем показано, что коллинеарная дифракция на линейно-частотно модулированной звуковой волне может иметь эффективность близкую к предельной в значительном интервале частот.

3. Проведенное экспериментальное исследование позволило впервые систематически исследовать зависимость характеристик функции пропускания при неколлинеарной дифракции на линейно-частотно модулированной звуковой волне от параметров волны (девиации частоты, периода модуляции, мощности звуковой волны).

Практическая значимость

1. Созданные программные модули позволяют определять характеристики функции передачи резонатора Фабри-Перо с учетом затухания звуковых волн. Разработанные методы расчета резонаторов Фабри-Перо позволяют определить параметры сложных оптических систем на их основе, таких, например, как лазерные гравитационные антенны. Полученные результаты могут представлять интерес для создания подобных спектральных элементов в активно осваиваемом терагерцевом спектральном диапазоне.

2. Показанная возможность создания акустооптических фильтров с управляемой шириной окна пропускания и трапецевидной формой с коэффициентом передачи близким к 1 позволяет управлять спектральным разрешением и светосилой АО спектрометров. Это дает возможность подстраивать форму окна пропускания под спектр регистрируемого излучения, что важно, например, в задачах флуоресцентной спектроскопии.

Основные положения, выносимые на защиту

1. В резонаторе Фабри-Перо с распределенными "зеркалами", образованными бегущими акустическими волнами, спектральная функция которого имеет область селективного отражения с экспоненциально узкими линиями пропускания, затухание акустических волн приводит к уширению этих линий, их смещению и уменьшению высоты пиков (максимального значения). При этом возможно достижение значений почти 100 % пропускания.

2. При коллинеарной дифракции света на ЛЧМ акустической волне аппаратную функцию можно расширить и получить при этом (при определенном выборе параметров) коэффициент пропускания близкий (~96%) к предельному, то есть увеличить светосилу АО спектрометра.

Апробация работы

Результаты проведенных исследований были представлены на следующих конференциях:

- ✓ Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике (Москва, 2012);
- ✓ The Sixth International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (Moscow, 2012);
- ✓ XI международная конференция "Прикладная оптика" (Санкт-Петербург, 2012);
- ✓ XIV международная научно-техническая конференция "Медико-технические технологии на страже здоровья" (Португалия, 2012);
- ✓ V международная конференция "Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации" (Суздаль, 2012);
- ✓ Научно-техническая конференция "Гиперспектральные приборы и технологии" (Красногорск, 2013);
- ✓ II Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике (Москва, 2013);

- ✓ International Conference on Coherent and Nonlinear Optics / The Lasers, Applications, and Technologies - ICONO/LAT (Moscow, 2013);
- ✓ VI международная конференция "Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации" (Суздаль, 2013);
- ✓ XV международная научно-техническая конференция "Медико-технические технологии на страже здоровья" (Португалия, 2013).

Материалы также докладывались и обсуждались на научных семинарах НТЦ УП РАН.

По материалам исследований автор является победителем конкурса научно-исследовательских работ среди аспирантов в МГТУ им. Н.Э. Баумана (1 место) за "Исследование неколлинеарного акустооптического фильтра с линейной частотной модуляцией ультразвука" (2012) и Лауреатом II премии Первого Всероссийского конкурса научно-исследовательских работ среди граждан Российской Федерации, проводимых в интересах Вооруженных Сил Российской Федерации (2013).

По материалам диссертации опубликовано 13 работ, включая тезисы докладов и статьи в научных журналах и трудах конференций.

Личный вклад

Все результаты представленные в работе получены диссертантом лично, либо в соавторстве при его непосредственном участии.

Структура и объём диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, 2-х глав, заключения, списка использованной литературы и приложения, содержащих рисунки и таблицы.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы исследования, намечены основные цели работы, сформулированы задачи, которые необходимо для этого решить. Представлены основные положения, выдвигаемые на защиту, обосновываются научная новизна и практическая значимость проведенных исследований, приведены сведения об апробации работы, а также кратко описано содержание диссертации.

В первой главе проведено исследование характеристик резонаторов Фабри-Перо с брэгговскими "зеркалами", образованными акустическими волнами.

Для расчета характеристик этого резонатора была сформулирована и решена задача о коллинеарной дифракции света на паре последовательно расположенных акустических решеток одинакового периода. В отличие от большого количества работ по дифракции света на периодических структурах, в которых используется режим дифракции Лауэ ("на проход"), в настоящей работе реализован режим дифракции Брэгга ("на отражение"), что требует значительно более высоких частот акустической волны, и как следствие, учета её поглощения.

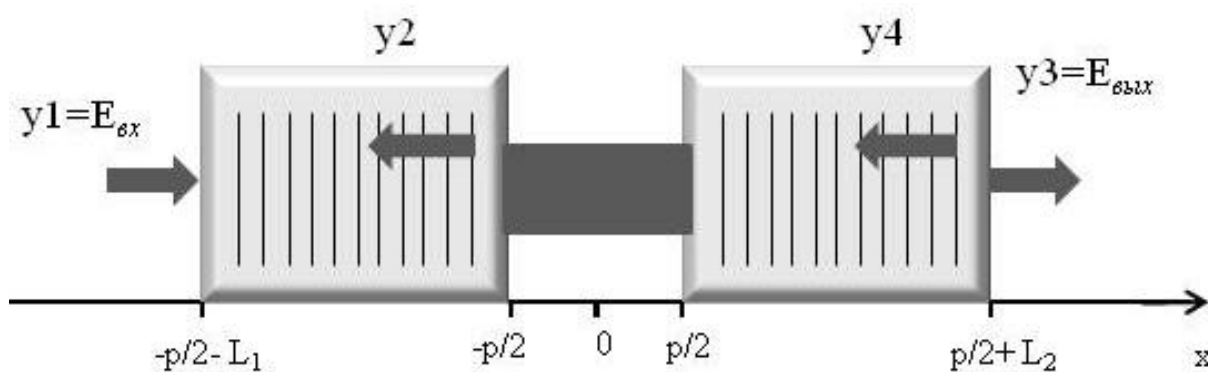


Рис. 1. Структурная схема перестраиваемого акустооптического резонатора Фабри-Перо:

y_1 – падающая волна, y_3 – прошедшая волна,

y_2 , y_4 – отраженные волны в первом и втором кристаллах.

Высокоинтенсивное световое поле внутри резонатора показано условно широкой линией.

Система описывается следующей системой укороченных уравнений для медленно меняющихся амплитуд взаимодействующих световых волн, в которых учтено затухание ультразвука α

$$\begin{cases} \frac{d y_1(x)}{dx} = -i\Gamma e^{-\alpha(x+L+p/2)} y_2(x) e^{i\Delta k x}; \\ \frac{d y_2(x)}{dx} = +i\Gamma e^{-\alpha(x+L+p/2)} y_1(x) e^{-i\Delta k x}; \\ \frac{d y_3(x)}{dx} = -i\Gamma e^{-\alpha(x-p/2)} y_4(x) e^{i\Delta k x}; \\ \frac{d y_4(x)}{dx} = +i\Gamma e^{-\alpha(x-p/2)} y_3(x) e^{-i\Delta k x}. \end{cases} \quad (1)$$

где $\Delta k = k_{nad} + k_{duf} - q_{зв}$ - волновая расстройка, определяющая отклонение от условия точного синхронизма, $L = L_1 = L_2$ - длина АО ячеек (решеток), $\Gamma_0 = \frac{1}{4} k_0 \Delta \epsilon \exp(\pm i\psi)$ - коэффициент связи волн, $\Delta \epsilon$ - амплитуда модуляции диэлектрической проницаемости, ψ - различие фаз между звуковыми волнами, образующими периодические структуры в двух АО ячейках. Здесь для определенности считается, что звук в обеих АО ячейках распространяется слева направо.

Граничные условия для системы уравнений (1) в выбранной системе координат имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} y_1(-L - p/2) &= 1; \\ y_2(-p/2) &= y_4(p/2) \exp(-i\Psi); \\ y_3(p/2) &= y_1(-p/2) \exp(-i\Psi); \\ y_4(L + p/2) &= 0; \end{aligned} \quad (2)$$

где $\Psi(\Delta k) = \left(\pi Q_\phi + \frac{\Delta k (2L + p)}{2} \frac{Q_\phi}{Q_p} \right)$, $Q_\phi = 2p/\lambda_0$ - число длин волн, укладываемых на полной (удвоенной) ширине зазора резонатора на центральной длине волны λ_0 , $Q_p = L/d$ - число периодов в каждой решетке, d - период решетки.

В отсутствие затухания ($\alpha=0$) система уравнений (1) имеет довольно простое аналитическое решение, так что коэффициент прохождения выглядят следующим образом:

$$T_0(\Delta k) = \left| \frac{y3(L + \frac{p}{2})}{y1(-L - \frac{p}{2})} \right|^2 = 16 \exp(4\text{Re}\{\chi\rho\}) \cdot \left| \frac{\chi^2 \rho^2}{\chi^2(-1 + \exp(2\chi\rho))^2 + \exp(2i\Psi_1) [\sigma(-1 + \exp(2\chi\rho)) + \chi\rho(1 + \exp(2\chi\rho))]^2} \right|^2 \quad (3)$$

где $\chi = \Gamma L$, $\sigma = (\Delta k/2)L$, $\rho = (1 - \sigma^2/\chi^2)^{1/2}$, $\Psi_1 = \Psi + \sigma(Q_\Phi/Q_p)$. Коэффициент отражения составляет

$$R(\Delta k) = \left| \frac{y2(-L - p/2)}{y1(-L - p/2)} \right|^2 = 1 - T(\Delta k) \quad (4)$$

При учете затухания звуковой волны $\alpha \neq 0$, система уравнений с непостоянными по пространству коэффициентами (1) имеет точное решение (5), выраженное через функции Бесселя $J_x(y)$. При этом коэффициент пропускания определяется следующим выражением:

$$T(\Delta k) = \left| \frac{y3(L + p/2)}{y1(-L - p/2)} \right|^2 = \exp(\zeta) \cdot \left| \left(\exp\left(\frac{-p(3\alpha + i\Delta k)}{4}\right) \right) \left(\exp\left(\frac{p(5\alpha - i\Delta k)}{4}\right) \right) (-J_{\Phi^*}(\mu) J_{\Pi}(\mu) + \right. \right. \\ \left. \left. J_{\Theta^*}(\mu) + (J_{\Phi}(\mu) + J_{\Theta}(\mu)) J_{\Phi}(\mu) (2\Gamma J_{\Phi^*}(\tau) J_{\Phi}(\mu) (g\Gamma J_{\Pi}(\mu) + g\Gamma J_{\Theta^*}(\mu) + \exp(\frac{1}{2}(2L+p)\alpha)(\alpha - i\Delta k) \right. \right. \\ \left. \left. J_{\Phi}(\mu) - (g\Gamma^2 (J_{\Phi}(\mu) + J_{\Theta}(\mu)) J_{\Phi}(\mu) + J_{\Phi^*}(\mu) (g\Gamma^2 J_{\Pi}(\mu) + g\Gamma^2 J_{\Theta^*}(\mu) + \exp(\frac{1}{2}(2L+p)\alpha) 2\Gamma(\alpha - i\Delta k) \right. \right. \\ \left. \left. J_{\Phi}(\mu)) J_{\Phi}(\tau)) \right) / [J_{\Phi}(\tau) (-\alpha + i\Delta k) J_{\Phi^*}(\mu) (J_{\Phi^*}(\tau) (a\Gamma J_{\Phi}(\tau) (J_{\Pi}(\mu) + J_{\Theta^*}(\mu)) - g(\Gamma J_{\Pi}(\tau) + \Gamma J_{\Theta^*}(\tau) - \right. \\ \left. bJ_{\Phi}(\tau)) J_{\Phi}(\mu) + (-a\Gamma (J_{\Phi}(\mu) + J_{\Theta}(\mu)) J_{\Phi}(\tau) + gJ_{\Phi^*}(\mu) (\Gamma J_{\Pi}(\tau) + \Gamma J_{\Theta^*}(\tau) - bJ_{\Phi}(\tau))) J_{\Phi}(\tau) + J_{\Phi^*}(\tau) \right. \\ \left. (J_{\Phi^*}(\tau) (\Gamma J_{\Theta^*}(\mu) (v\Gamma J_{\Theta^*}(\mu) - \exp(p\alpha) h\alpha J_{\Phi}(\mu) + m\alpha J_{\Phi}(\mu) + i\exp(p\alpha) h\Delta k J_{\Phi}(\mu) - im\Delta k J_{\Phi}(\mu) + hg\Gamma \right. \\ \left. J_{\Pi}(\mu) \exp(\frac{1}{2} p(\alpha + 2i\Delta k) + \frac{i(2L\Delta k + p\Delta k + 2\pi Q_p) Q_\Phi}{Q_p})) + \exp(p\alpha) bJ_{\Phi}(\mu) + a\Gamma(\alpha - i\Delta k) J_{\Theta^*}(\mu) \right. \\ \left. J_{\Phi}(\mu) - J_{\Phi}^2(\mu) (g\alpha^2 + s\alpha^2 + 2ig\alpha\Delta k - 2is\alpha\Delta k + g\Delta k^2 - s\Delta k^2) + a\Gamma J_{\Pi}(\mu) (gh\Gamma J_{\Pi}(\mu) + gh\Gamma J_{\Theta^*}(\mu) + \right. \\ \left. (\alpha - i\Delta k) J_{\Phi}(\mu)) - (gbJ_{\Phi^*}(\mu) + a\Gamma (J_{\Phi}(\mu) + J_{\Theta}(\mu))) (gh\Gamma J_{\Pi}(\mu) + gh\Gamma J_{\Theta^*}(\mu) + (\alpha - i\Delta k) J_{\Phi}(\mu)) J_{\Phi}(\tau) + \right. \\ \left. \Gamma (-J_{\Phi^*}(\tau) (J_{\Theta}(\mu) (v\Gamma J_{\Pi}(\mu) J_{\Phi}(\tau) + v\Gamma J_{\Theta^*}(\mu) J_{\Phi}(\tau) - w\Gamma J_{\Pi}(\tau) J_{\Phi}(\mu) - \exp(p\alpha) h\alpha J_{\Phi}(\tau) J_{\Phi}(\mu) + \right. \\ \left. \Delta k J_{\Phi}(\tau) J_{\Phi}(\mu) - im\Delta k J_{\Phi}(\tau) J_{\Phi}(\mu) - w\Gamma J_{\Theta^*}(\tau) J_{\Phi}(\mu) + w\Gamma J_{\Phi}(\mu) (J_{\Phi}(\tau) J_{\Pi}(\mu) + J_{\Pi}(\mu) J_{\Theta}(\tau) + \right. \\ \left. J_{\Phi}(\tau) J_{\Theta^*}(\mu) + J_{\Theta}(\tau) J_{\Theta^*}(\mu)) + hJ_{\Phi}(\mu) (v\Gamma J_{\Pi}(\mu) J_{\Phi}(\tau) + v\Gamma J_{\Theta^*}(\mu) J_{\Phi}(\tau) - \exp(p\alpha) (\Gamma J_{\Pi}(\tau) + \Gamma J_{\Theta^*}(\tau) - \right. \\ \left. bJ_{\Phi}(\tau)) J_{\Phi}(\mu) + \exp(p\alpha) fJ_{\Phi}^2(\mu) (\alpha J_{\Phi}(\tau) - i\Delta k J_{\Phi}(\tau) + \alpha J_{\Theta}(\tau) - i\Delta k J_{\Theta}(\tau)) + (v\Gamma (J_{\Phi}(\mu) + J_{\Theta}(\mu)) \right. \\ \left. (J_{\Phi}(\mu) + J_{\Theta}(\mu)) J_{\Phi}(\tau) + \exp(p\alpha) J_{\Phi^*}(\mu) (J_{\Theta}(\mu) (ih\Delta k J_{\Phi}(\tau) - h\Gamma J_{\Pi}(\tau) - h\Gamma J_{\Theta^*}(\tau) - h\alpha J_{\Phi}(\tau) + z\alpha J_{\Phi}(\tau) - \right. \\ \left. iz\Delta k J_{\Phi}(\tau) h\Gamma J_{\Pi}(\mu) (J_{\Phi}(\tau) + J_{\Theta}(\tau)) + h\Gamma J_{\Theta^*}(\mu) (J_{\Phi}(\tau) + J_{\Theta}(\tau)) - hJ_{\Phi}(\mu) (\Gamma J_{\Pi}(\tau) + \Gamma J_{\Theta^*}(\tau) - bJ_{\Phi}(\tau)) + \right. \\ \left. fJ_{\Phi}(\tau) J_{\Phi}(\mu) (\alpha - i\Delta k) + fJ_{\Theta}(\tau) J_{\Phi}(\mu) (\alpha - i\Delta k)) J_{\Phi}(\tau)) \right|^2. \quad (5)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned}
\zeta &\equiv -4\alpha L - \alpha p \\
\Theta &\equiv \frac{3}{2} - \frac{i\Delta k}{2\alpha}; \quad \Theta^* \equiv -\frac{3}{2} + \frac{i\Delta k}{2\alpha}; \quad \Phi \equiv -\frac{1}{2} + \frac{i\Delta k}{2\alpha}; \quad \Phi^* \equiv \frac{1}{2} - \frac{i\Delta k}{2\alpha}; \quad \Pi \equiv \frac{1}{2} + \frac{i\Delta k}{2\alpha}; \\
\mu &= \frac{\Gamma}{\alpha} \exp(-\alpha L); \quad \tau = \frac{\Gamma}{\alpha}; \\
f &= \exp\left(-\frac{\alpha p}{2}\right); \quad g = \exp\left(\frac{\alpha p}{2}\right); \quad h = \exp\left(-\alpha L - \frac{\alpha p}{2}\right); \quad w = \exp\left(-\alpha L + \frac{\alpha p}{2}\right); \\
a &= \exp\left(\frac{\alpha p}{2} + i\Delta k p + iQ_\phi \frac{\Delta k(2L+p) + 2\pi Q_p}{Q_p}\right); \\
b &= (\alpha - i\Delta k) \left[-1 + \exp\left(\alpha L + i\Delta k p + i \frac{\Delta k(2L+p) + 2\pi Q_p}{Q_p}\right) \right]; \\
v &= \exp\left(\alpha p + i\Delta k p + iQ_\phi \frac{\Delta k(2L+p) + 2\pi Q_p}{Q_p}\right); \\
m &= \exp\left(\frac{\alpha p}{2} + i\Delta k p + iQ_\phi \frac{\Delta k(2L+p) + 2\pi Q_p}{Q_p}\right); \\
s &= \exp\left(\alpha L + \frac{\alpha p}{2} + i\Delta k p + iQ_\phi \frac{\Delta k(2L+p) + 2\pi Q_p}{Q_p}\right); \\
z &= \exp\left(-\frac{\alpha p}{2} + i\Delta k p + iQ_\phi \frac{\Delta k(2L+p) + 2\pi Q_p}{Q_p}\right). \tag{6}
\end{aligned}$$

Величины $\Theta, \Theta^*, \Phi, \Phi^*, \Pi, \zeta, a, b, v, m, s, z$ являются функциями волновой расстройки Δk .

На основе полученных решений (3-4) построены спектральные зависимости коэффициентов отражения (рис. 2а) и пропускания (рис. 2б,в) при различных значениях параметров. Особенностью этих кривых является присутствие в зоне отражения брэгговских решеток узких линий пропускания, ширина которых экспоненциальным образом зависит от длины решеток, $\Delta\lambda/\lambda \sim \exp(-\Gamma L)$, что позволяет относительно небольшим увеличением длины L достичь чрезвычайно резкого увеличения спектрального разрешения [6,7].

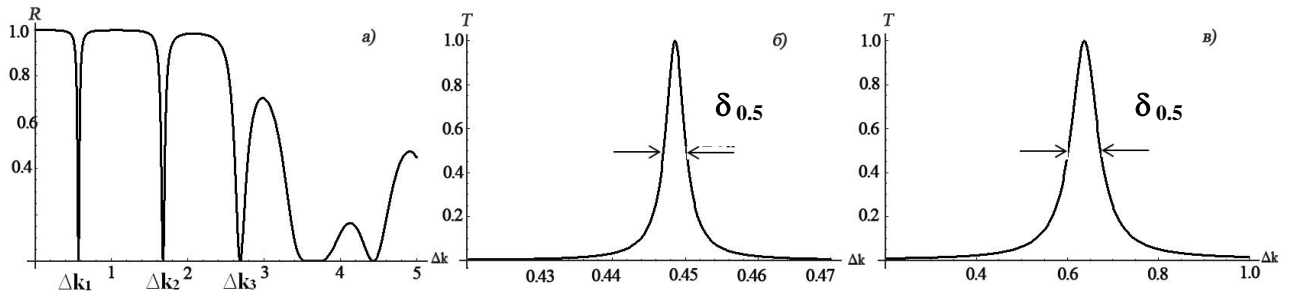


Рис. 2. Кривые отражения и пропускания в отсутствие затухания ($\alpha=0$): (а) - $GL=2$; (б) - $GL=3$; (в) - $GL=1,6$.

Численные расчеты показали, что увеличение затухания звука α приводит к существенному монотонному уширению узких линий (рис. 3), что является вполне ожидаемым результатом. Это означает, что затухание звука ограничивает предельно достижимую спектральную избирательность рассматриваемого спектрального устройства.

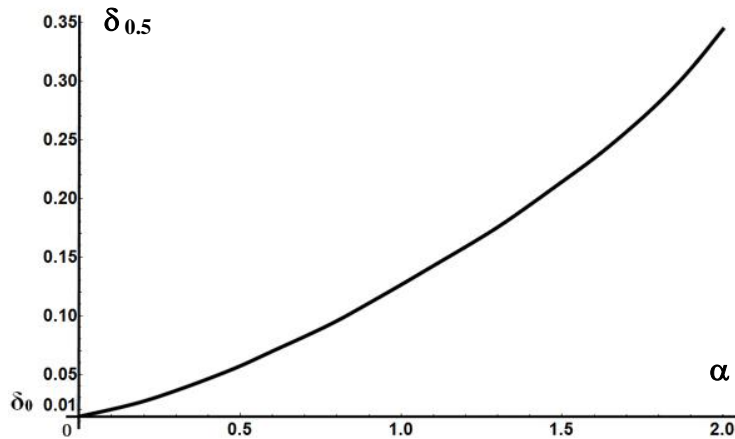


Рис. 3. Зависимость полуширины узких линий $\delta_{0,5}$ от затухания звуковой волны α . Минимальная полуширина ($\alpha=0$) составляет $\delta_0 \approx 0,01$.

Следует также отметить, что с увеличением затухания происходит не только уширение, но и смещение узких линий, причем направление смещений не зависит от знака декремента затухания акустической волны α (т.е. от направления распространения акустической волны по отношению к направлению падения света) и приводит к взаимному сближению линий пропускания (рис. 4).

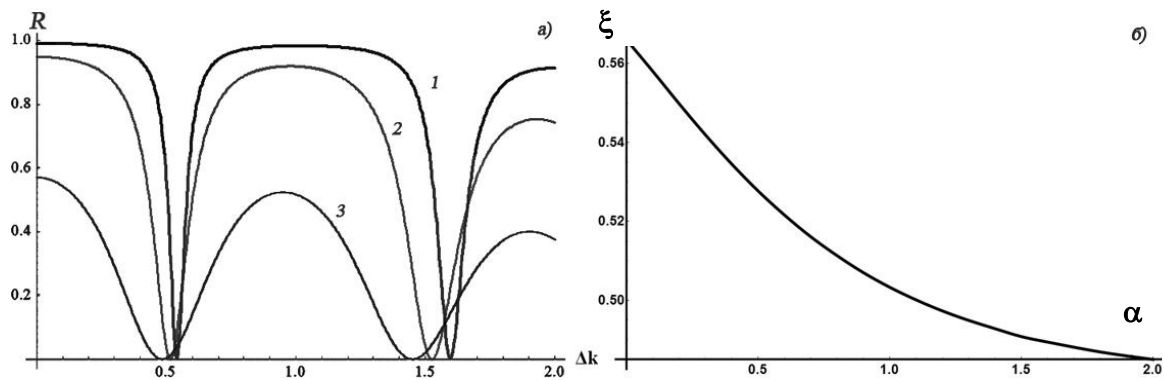


Рис. 4. Уширение и смещение узких линий с увеличением затухания ультразвука:

а) 1 - $\alpha = 0,3$, $GL=2$; 2 - $\alpha = 0,7$, $GL=2$; 3 - $\alpha = 2$, $GL=2$;

б) график смещения линий с ростом декремента затухания: ξ - положение 1-й линии.

Одним из перспективных направлений развития современной техники является освоение терагерцевого диапазона. Устройства на терагерцевых частотах могут найти применение в различных областях, начиная от медицины, заканчивая безопасностью, и это требует создания разнообразных функциональных элементов и приборов на их основе.

Одним из ключевых спектральных элементов является резонатор Фабри-Перо, используемый для различных целей: как устройство концентрации мощности, как высокоселективный элемент, как эталон сравнения. Безусловный интерес представляет и резонатор Фабри-Перо с селективными "зеркалами", в том числе образованными отражающими брэгговскими решетками, создаваемыми акустической волной за счет упруго-оптического эффекта. Интерес связан с тем, что частоту такого резонатора можно произвольно изменять, меняя частоту акустической волны [6]. И именно в терагерцевом диапазоне открывается возможность практического создания таких резонаторов, так как длина волны звука Λ , связанная с длиной волны электромагнитного излучения λ соотношением $\Lambda = \lambda/2$, соответствует в этом случае хорошо освоенному диапазону акустических частот. Например, для частоты света $\omega/2\pi = 1$ ТГц требуемая частота звука составляет $f \sim 3$ МГц, которая без труда реализуема на практике.

Полученные результаты могут быть использованы для оценки характеристик устройств на базе РФП, а также показывают, что резонатор

Фабри-Перо на отражающих брэгговских акустических зеркалах может быть реализован для электромагнитных частот терагерцевой области.

Вторая глава посвящена исследованию дифракции света на линейно частотно-модулированной акустической волне для целей расширения полосы пропускания и повышения светосилы акустооптических спектрометров.

Особенностью АО фильтров является фиксированная полоса пропускания $\Delta\nu \sim L^{-1}$, которая определяется физическими характеристиками материала и конструктивными параметрами устройства (прежде всего длиной L , проходимой световым лучом по акустической решетке).

Одним из способов решения этой проблемы является использование линейно-частотно-модулированной (ЛЧМ) ультразвуковой волны [1,8,9]. При такой модуляции расширение спектра частот ультразвука приводит к соответствующему уширению полосы пропускания АО фильтра. При этом, однако, ввиду уменьшения мощности парциальных частотных компонент акустического спектра коэффициент дифракции снижается. Для компенсации этого фактора необходимо соответствующее увеличение полной мощности возбуждаемого ультразвука. Однако априори неизвестно, можно ли в этом случае достичь эффективности дифракции 100%, как для немодулированной акустической волны. Поэтому актуальным остается вопрос о дифракции в широком диапазоне с высоким коэффициентом дифракции.

Рассмотрим вначале задачу о коллинеарной дифракции на ЛЧМ акустической волне (рис.5).

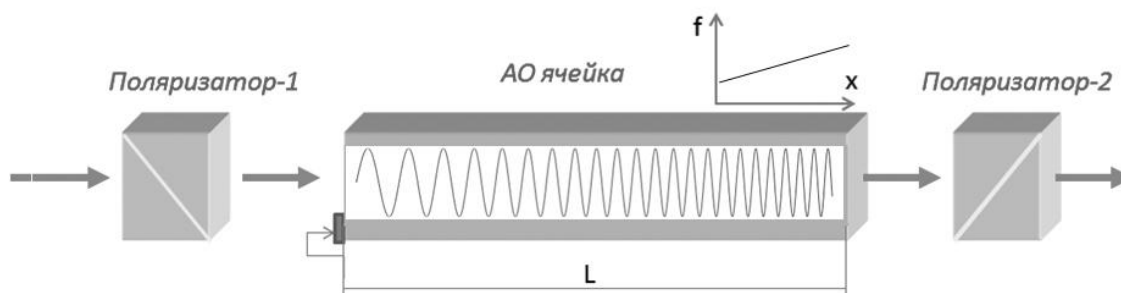


Рис.5. Схема коллинеарного АО фильтра с ЛЧМ ультразвука $f(x)$.

Дифракция в этом случае описывается следующей системой укороченных уравнений (7) для амплитуды световых волн - обыкновенной и необыкновенной поляризации E_o, E_e .

$$\begin{aligned} \frac{dE_o}{dx} &= i\Gamma E_e e^{i\Delta k x + i\beta x \left(\frac{x}{L} - \frac{1}{2}\right)} \\ \frac{dE_e}{dx} &= i\Gamma E_o e^{-i\Delta k x - i\beta x \left(\frac{x}{L} - \frac{1}{2}\right)} \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь Δk - волновая расстройка для определенной частотной составляющей ультразвука, β - пространственная "скорость" модуляции, а коэффициент связи волн $\Gamma \sim P^{1/2}$ определяется мощностью звука P .

Считая для определенности, что на кристалл, в котором распространяется звуковая волна, падает плоско-поляризованное излучение обыкновенной поляризации, запишем граничные условия в следующем виде:

$$E_o(x, \Delta k) \Big|_{x=0} = 1, \quad E_e(x, \Delta k) \Big|_{x=0} = 0 \quad (8)$$

Решение системы связанных уравнений представляется аналитически в виде линейной комбинации функции Эрмита $H_\nu(u)$ и вырожденной гипергеометрической функции ${}_1F_1(\nu/2, 1/2, u)$, где $\nu = -i\gamma^2/2\alpha^2$, $u(\xi) = \sqrt{i} \cdot (-\delta/\alpha + \alpha\xi)$, $\gamma \equiv \Gamma L$, $\alpha \equiv \beta L$, $\delta \equiv \Delta k L/2$, $\xi \equiv x/L - 1/2$. Проведенный расчет на основе полученных точных решений показал, что аппаратную функцию в режиме ЛЧМ звуковой волны можно расширить и при этом иметь коэффициент пропускания близкий к предельному (рис.6).

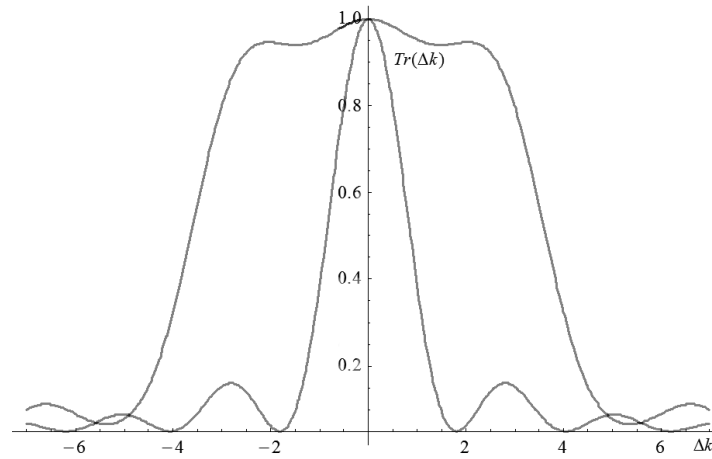


Рис.6. Функция пропускания АО фильтра в режиме линейной частотной модуляции при $\alpha=10,5$; $\gamma=\pi$; $L=3$. Для сравнения приведена функция пропускания классического (немодулированного) АО фильтра при $\alpha=0$; $\gamma=\pi/2$; $L=3$.

Этот результат показывает возможность создания высокоэффективных АО фильтров с управляемой полосой пропускания, что очень важно для построения АО спектрометров.

В неколлинеарном случае при анизотропной дифракции вперед (см. рис.7 ниже) угол рассеяния весьма мал ($1-3^\circ$) и с этой точки зрения можно ожидать столь же эффективной дифракции каждого отдельного парциального тонкого пучка, как и в коллинеарной геометрии. В то же время то, что световой пучок распространяется поперек ультразвукового столба, является существенным отличием этих двух конфигураций, что не позволяет применить напрямую выводы, полученные для коллинеарной дифракции.

Схема неколлинеарной дифракции в АО ячейке представлена на рис.7а а частотная зависимость подаваемого в АО ячейку сигнала – на рис.7б.

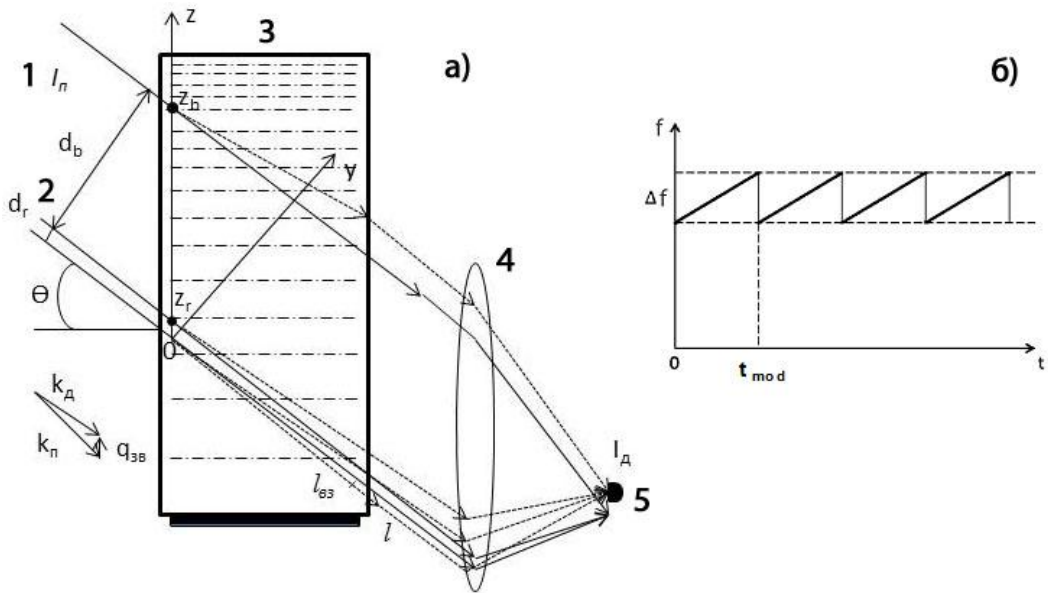


Рис. 7. Неколлинеарная дифракция света на ЛЧМ акустической волне:
 а - схема дифракции света в неколлинеарной малоугловой геометрии;
 1 – падающий световой пучок; 2 – парциальный пучок ("луч");
 3 – акустооптическая ячейка, заполненная акустической ЛЧМ волной; 4 – линза;
 5 – фотодетектор, регистрирующий дифрагированное излучение
 б - зависимость частоты подаваемого сигнала от времени.

Рассматриваемая простая модель содержит два допущения.

1. Весь световой пучок шириной d_b разбит условно на отдельные тонкие ($d_r \ll d_b$) волновые трубки ("лучи"), дифрагирующие независимо. Тогда полный дифрагированный световой поток

$$I_o^\Sigma(t, \Delta k) = \int_0^{d_b} I_o(y, t, \Delta k) dy \quad (9)$$

2. Угол отклонения дифрагированного пучка мал, так что дифракция осуществляется вдоль оси l

$$I_o(y, t, \Delta k) = I_n(y, \Delta k) \cdot \left| \Gamma_0 \int_0^{l_{\text{вз}}} e^{i\Delta k' l} dl \right|^2 \quad (10)$$

где $\Delta k' = \Delta k - \Delta k_{\text{loc}}(y - v \cdot \cos(\theta) \cdot t) - \dot{f} v^{-2} \cdot l_{\text{вз}} \cdot \sin(\theta)$ – текущая волновая расстройка, соответствующая частоте ультразвука в точке y в момент времени t .

3. Периодическая модуляция дает возможность осуществлять регистрацию либо в стробоскопическом режиме [10], либо в режиме усреднения по времени и в последнем случае передаточная функция выражается в следующем виде

$$\bar{I}(\Delta k) = \frac{1}{t_m} \int_0^{t_m} I_o^\Sigma(t, \Delta k) dt . \quad (11)$$

Анализ выражений (9)-(10) показывает, что поскольку каждый парциальный световой пучок проходит по "своему" участку решетки, отличающемуся от остальных по пространственной частоте, то, даже если его коэффициент дифракции составит величину близкую к 100%, усредненный в целом по пучку этот коэффициент окажется меньше 100%. Чем шире пучок и чем больше девиация частоты, тем меньше средний коэффициент передачи интенсивности света.

Экспериментальное исследование дифракции света на ЛЧМ акустической волне в неколлинеарной геометрии.

В работе были исследованы зависимости формы функции пропускания неколлинеарного АО фильтра от трех основных параметров ЛЧМ акустической волны: девиации частоты df , периода модуляции t_m и мощности акустической волны $P_{ак}$.

Эволюция формы функции пропускания при относительно медленной модуляции ($t_m \gg \tau_b \sim 10$ мкс) приведены на рис.8. Как видно, с ростом девиации df от 10 до 2000 кГц передаточная функция меняется от классической формы $\text{sinc}^2 x$ до прямоугольного окна, причем основная трансформация происходит при $df \approx 300$ кГц, что примерно соответствует полосе пропускания немодулированного АО фильтра $1/\tau_r \approx 250$ кГц. При увеличении девиации коэффициент передачи падает, а площадь окна остается постоянной.

Достаточно ровный характер зависимости связан с тем, что мгновенная передаточная характеристика фактически медленно сканирует (дрейфует) по спектру и результирующая кривая – результат усреднения по времени. Такой режим дает близкую к прямоугольной передаточную характеристику, но не

позволяет получать высокую эффективность дифракции, т.к. каждая часть передаточной кривой "работает" только часть времени, т.е. с неполной эффективностью.

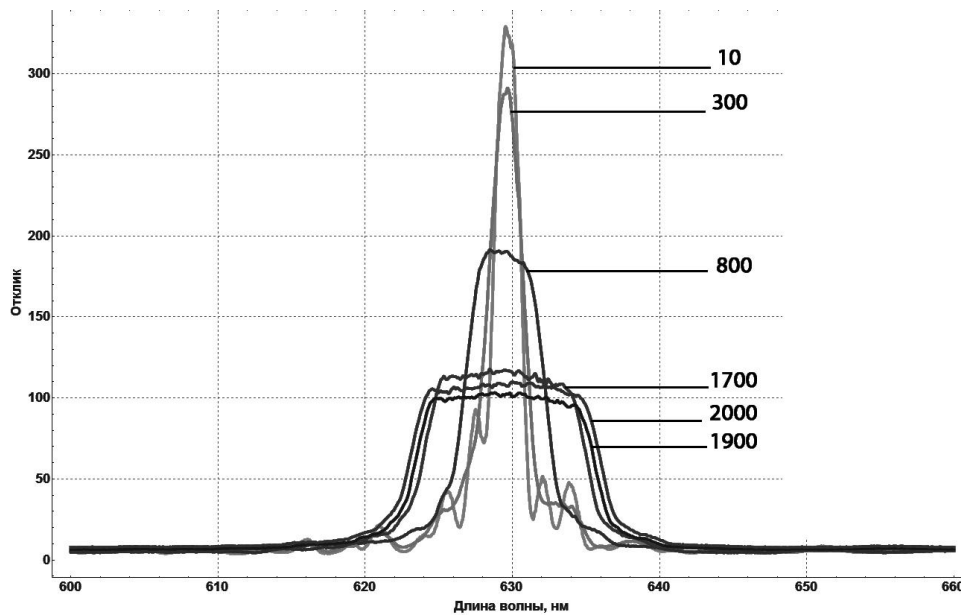


Рис.8. Функция пропускания нелинейного АО фильтра с ЛЧМ акустической волной в зависимости от девиации частоты df (кГц) при периоде модуляции $t_m = 100$ мкс и акустической мощности $P_{ак} = 50$ усл. ед.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что дифракция света на ЛЧМ акустической волне в коллинеарной и неколлинеарной геометрии имеют принципиальные различия. В частности, в неколлинеарной геометрии уширение полосы пропускания фильтра происходит только за счет снижения эффективности дифракции, так что их произведение, определяющее светосилу АО спектрометров, не меняется.

В заключении сформулированы основные результаты работы.

1. Впервые решена задача о прохождении света через резонатор Фабри-Перо, образованный парой брэгговских решеток, генерируемых динамически бегущими акустическими волнами, с учетом затухания этих волн. Получены аналитические выражения для функции пропускания и отражения.

2. Исследованы особенности перестраиваемого резонатора Фабри-Перо, связанные с использованием акустических решеток, с учетом их неоднородности, вызванной затуханием ультразвука.

Показано, что

2.1 в пределах окна отражения имеются узкие линии пропускания;

2.2 с ростом коэффициента затухания происходит уширение линий пропускания и смещение их пика по частоте, а также уменьшение высоты пиков (максимального значения);

2.3 эффект затухания ограничивает предельно достижимое разрешение резонатора;

2.4 возможно достижение значений почти 100% эффективности пропускания при определенном выборе параметров.

3. Разработанная модель дифракции света на периодических структурах, образованных парой брэгговских решеток, создаваемых затухающими акустическими волнами, реализована в виде программы для расчета перестраиваемого акустооптического резонатора Фабри-Перо с использованием пакета Wolfram Mathematica.

4. Проведенный анализ показал, что монокристалл КРС-5 подходит для использования в терагерцевом диапазоне при частоте звуковой волны 80 МГц и запасе по мощности в 22 Вт/см² на длине кристалла в 20 см.

5. Отмечено, что такой резонатор, в отличие от резонаторов, образованных статическими диэлектрическими зеркалами, обладает рядом особенностей: акустическая волна может быть модулирована по амплитуде или фазе, что позволяет управлять аппаратной функцией рассматриваемого резонатора, и, следовательно, возможна реализация в нем режима с модулированной добротностью.

6. Решена задача о коллинеарной дифракции света на линейно частотно-модулированной акустической волне и получены точные аналитические выражения. Показано, что полоса синхронизма расширяется при увеличении девиации частоты в кристалле, а эффективность дифракции при этом может быть близкой к предельной ($\geq 96\%$), что представляет большой интерес не

только с точки зрения построения акустооптических фильтров с регулируемой полосой пропускания, но и создания регулируемых АО спектрометров с высокой светосилой.

7. Показано, что дифракция света на линейно частотно-модулированной волне в коллинеарной и неколлинеарной геометрии имеют принципиальные различия. А именно в неколлинеарной геометрии невозможно достичь эффективности дифракции 100% во всей уширенной полосе из-за усреднения по сечению и по времени.
8. Экспериментально исследованы характеристики неколлинеарного АО фильтра с линейной частотной модуляцией ультразвуковой волны. Показано, что характеристики формы передаточной функции зависят от параметров модуляции (мощности ультразвука, девиации частоты и периода модуляции) примерно так, как это следует из анализа простейшей модели, в которой дифракция отдельных парциальных пучков происходит независимо. В частности показано, что с ростом девиации частоты происходит трансформация формы окна пропускания от классического "дифракционного" вида к П-образной форме, причем с расширением основного окна при фиксированной мощности ультразвука коэффициент дифракции снижается.

В Приложении представлены примеры программ расчета параметров передаточных характеристик акустооптических устройств с неоднородным распределением акустической волны.

Список публикаций по теме диссертации

1. В.И. Пустовойт, К.И. Табачкова, В.Э. Пожар. Об эффективности коллинеарной дифракции на линейно частотно-модулированной акустической волне // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана, серия "Приборостроение", специальный выпуск "Современные проблемы оплотехники", 2011, С.228-234.
2. К.И. Табачкова. Акустооптический резонатор Фабри-Перо для терагерцевой области спектра // Радиотехника и электроника. Принято к публикации 20.08.2013 (будет опубликовано в №3, 2014).
3. К.И. Табачкова. Исследование неколлинеарного акустооптического фильтра с линейной частотной модуляцией ультразвука // электронный журнал "Молодежный научно-технический вестник" №77-51038/469369, Издатель ФГБОУ ВПО "МГТУ им. Н.Э. Баумана" Эл. № ФС77-51038 – 06.2012 <http://sntbul.bmstu.ru/doc/469369.html>.
4. В.И. Пустовойт, К.И. Табачкова, В.Э. Пожар О коллинеарной дифракции света на линейно частотно-модулированной ультразвуковой волне // Всерос. Конференция по фотонике и информационной оптике: труды. – М.: Изд-во НИЯУ МИФИ, 2012, С.60-61.
5. V. E. Pozhar, V. I. Pustovoit, K. I. Tabachkova Ultrasound-tunable dispersive optical medium // Metamaterials '2012: The Sixth International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics. - 2012 Metamorphose VI, p. 206-208.
6. К.И. Табачкова, В.Э. Пожар, В.И. Пустовойт. Влияние затухания ультразвука на спектральные характеристики резонатора на брэгговских акустических решетках // Международная конференция "Прикладная оптика". – Санкт-Петербург, 2012, С.302.
7. В.Э.Пожар, В.И. Пустовойт, К.И. Табачкова. Перестраиваемые оптические фильтры для задач флуоресцентной диагностики // 14-я научно-техническая конференция "МЕДТЕХ-2012". – М.: Изд-во НИИ Радиоэлектроники и лазерной техники МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012.

8. В.Э. Пожар, В.И. Пустовойт, К.И. Табачкова. Особенности дифракции света на линейно частотно-модулированной ультразвуковой волне в неколлинеарной малоугловой геометрии // V Межд. Конф. "Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации", 2012, С.124-128.
9. В.Э. Пожар, В.И. Пустовойт, К.И. Табачкова. Методы оптимизации гиперспектральных измерений с использованием акустооптических фильтров // Научно-техническая конференция "Гиперспектральные приборы и технологии", Изд-во Международная академия "КОНТЕНАНТ", ОАО Красногорский оптико-механический завод им. С.А. Зверева, 2013, С.39-40.
10. К.И. Табачкова, В.Э. Пожар, В.И. Пустовойт. Зависимость характеристик узких полос прозрачности акустооптического брэгговского резонатора от затухания ультразвука // Всерос. Конференция по фотонике и информационной оптике: труды. – М.: Изд-во НИЯУ МИФИ, 2013, С.126-127.
11. V. E. Pozhar, V. I. Pustovoit, K. I. Tabachkova. Variable-bandwidth tunable optical filters // ICONO/LAT- LAT-04 Diffractive Optics and Nanophotonics, 2013.
12. К.И. Табачкова, В.Э. Пожар, В.И. Пустовойт. Расчет резонатора Фабри-Перо для терагерцевого диапазона // VI Межд. Конф. "Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации", 2013, С.198-199
13. В.И. Пустовойт, К.И. Табачкова. О механизмах зрения в живой природе // 15-я научно-техническая конференция "МЕДТЕХ-2013". – М.: Изд-во НИИ Радиоэлектроники и лазерной техники МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2013, С.54-57.

Список использованной литературы

1. Е.Г. Ананьев, В.Э. Пожар, В.И. Пустовойт. Акустооптические методы измерения спектров оптического излучения // Оптика и спектроскопия, 1987, т.62, в.1, с.159-165;
2. В.Э. Пожар, В.И. Пустовойт. Последовательная коллинеарная дифракция света в нескольких акустооптических ячейках // Квантовая электроника, 1985, т.12, № 10, с.2180-2182;
3. В.Э. Пожар, В.И. Пустовойт. О сжатии ультракоротких импульсов света // Квантовая электроника, 1987, т.14, № 4, с.811-813;
4. В.И. Пустовойт, В.Э. Пожар. Управление характеристиками коллинеарного акустооптического фильтра путем модуляции ультразвука // Радиотехника и электроника, 1998, т.43, в.1, с.121-127;
5. А.М. Афанасьев, В.И. Пустовойт. О дифракции волн на периодической структуре с произвольным пространственным изменением свойств среды // Доклады академии наук, 2003, т.392, №3, с.332-335;
6. А.М. Афанасьев, Ю.В. Гуляев, В.И. Пустовойт. Деструктивная макроинтерференция как метод повышения спектрального разрешения дифракционных фильтров // Радиотехника и Электроника, 2004, т. 49, №12, с. 1526-1531;
7. В.Ф. Дмитриев, Г.Д. Мансфельд, В.И. Пустовойт. Перестраиваемый высокочастотный резонатор на поверхностных акустических волнах // Журнал технической физики, 2007, т. 77, № 8, с. 101-108;
8. Л.Н. Магдич. Аппаратная функция акустооптического фильтра при перестройке частоты // Оптика и спектроскопия, 1980, т.49, вып.2, с. 387-390;
9. Л.Н. Магдич, В.Я. Молчанов, И.П. Понамарев. Аппаратная функция акустооптического фильтра с неколлинеарным взаимодействием // Оптика и спектроскопия, 1984, т.56, вып. 4, с.736-739;

10.В.И. Пустовойт, В.В.Тимошенко. Акустооптический фильтр с управляемой полосой пропускания // Радиотехника и электроника, 1998, т.43, в.4, с.461-468.

Усл. печ. л. 1,5 Тираж 100 экз. Заказ №19
отпечатано 14.11.2013 в НТЦ УП РАН
117342, г. Москва, ул. Бутлерова, д.15