

УДК 534.:535, 520.35, 681.785.5

О ФОРМИРОВАНИИ СПЕКТРАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШИРОКОАПЕРТУРНОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА

© В. Э. Пожар¹, Е. А. Дьяконов²

¹Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
117342, Москва, ул. Бутлерова, 15

²Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
119991, Москва, Ленинские горы, 1
E-mail: vitold@ntcup.ru, ead1989@gmail.com

Рассмотрена проблема построения электронно-перестраиваемого оптического фильтра с синтезируемой спектральной характеристикой. В качестве технической основы взят фильтр на базе дифракции света на акустических волнах, в котором все главные характеристики определяются параметрами фазовой объёмной дифракционной решётки, создаваемой в кристаллической среде акустическим полем, формируемым пьезоизлучателем. Исследована возможность формирования передаточной функции (спектральной характеристики) акустооптического перестраиваемого фильтра путём формирования управляющего сигнала и создания в среде неоднородной динамической фазовой дифракционной решётки. Показано, что в широкоапертурной геометрии акустооптических фильтров, используемой в современных гиперспектральных системах, может быть построена однокоординатная модель акустооптического взаимодействия. Определена связь между параметрами управляющего высокочастотного сигнала, акустической волны, создающей решётку, и спектральной функцией пропускания фильтра. Сформулированы принципиальные ограничения на ширину спектрального окна пропускания. Полученные соотношения позволяют описать работу акустооптического фильтра при произвольном законе амплитудной и частотной модуляции управляющего ультразвукового сигнала при ограниченном коэффициенте передачи. Результаты могут найти применение при проектировании оптических спектральных систем с управляемой функцией пропускания акустооптического фильтра.

Ключевые слова: акустооптический перестраиваемый фильтр, дифракция света на ультразвуке, оптические спектральные системы, спектральная функция пропускания, управляемые в реальном времени оптические системы.

DOI: 10.15372/AUT20240513

EDN: FPNOBE

Введение. Классический акустооптический (АО) электронно-перестраиваемый фильтр представляет собой оптическое устройство, предназначенное для выделения оптического излучения в узкой полосе спектра. Принцип его работы основан на дифракции света на ультразвуковой (УЗ) акустической волне фиксированной частоты f , что позволяет выделить из светового потока соответствующую длину волны $\lambda \sim 1/f$ [1, 2]. Для перестройки по спектру меняют частоту управляющего высокочастотного (ВЧ) электрического сигнала, подаваемого на пьезоизлучатель АО кристаллической ячейки, который генерирует УЗ-волну нужной частоты. Важным отличием АО-фильтров от прочих видов спектральных приборов является возможность быстрой скачкообразной перестройки положения окна пропускания в спектре простым изменением частоты управляющего сигнала, что позволяет выделять последовательно наиболее информативные участки спектра. Эти фильтры находят применение в таких областях, как спектроскопия, космические исследования [3], колориметрия [4], биомедицинская микроскопия [5], распознавание образов [6], агротехнологии [7], получение ультракоротких лазерных импульсов (УКИ) [8, 9] и т. п.

В связи с тем, что дифракционная решётка формируется в АО-фильтре динамически на основе подаваемого ВЧ-сигнала, такая технология позволяет создавать устройства

с разной формой передаточной характеристики, например многополосные фильтры [10] или фильтры с варьируемой шириной окна и его формой [11–16]. Тем самым создаётся возможность синтеза спектральной характеристики АО-фильтра и управления ею путём изменения состава управляющего сигнала, что существенно расширяет число потенциальных применений таких устройств. Проблема заключается в том, что акустическое поле в среде создаётся бегущей УЗ-волной последовательно во времени, а потому разнообразие создаваемых форм ограничено. Следовательно, актуальна задача изучения возможностей целенаправленного синтеза функции пропускания АО-фильтра, которая может быть оптимизирована для решения различных конкретных задач, например, в колориметрии — для формирования светового пучка с точно заданным цветом [4] или в корреляционной спектроскопии, где необходимо обеспечить когерентность различных спектральных составляющих излучения [10].

Целью работы является определение связи между параметрами управляющего высокочастотного сигнала акустической волны, создающей решётку, и спектральной функцией пропускания фильтра для широкоапертурных АО-фильтров. Эти АО-фильтры, обеспечивающие максимальную входную угловую апертуру, представляют особый интерес, так как дают возможность фильтровать неоднородные оптические пучки, несущие изображение объекта, обеспечивают максимальные число угловых разрешимых элементов и скорость получения информации, а потому используются в современных гиперспектральных системах [5, 17–19]. Ранее были разработаны методы анализа спектральной характеристики таких АО-фильтров в случае модуляции УЗ-волны [20]. В работе построена однокоординатная модель такого фильтра и определена связь между параметрами управляющего ВЧ-сигнала, неоднородной акустической волны, создающей решётку, и спектральной функцией пропускания фильтра; сформулированы принципиальные ограничения на достижимые характеристики функции пропускания и представлены методы расчёта как для прямой задачи, так и для обратной (задачи синтеза). Получено решение в приближении заданного поля, на основе которого предложен метод синтеза спектральной функции АО-фильтра, рассмотрены примеры синтеза функций для решения практически важных задач, сформулированы результаты.

Модель дифракции световых волн на ультразвуковом поле. Линейно поляризованный фильтруемый световой поток направляется в рабочий кристалл, в котором распространяется акустическая волна (см. рис. 1, *a*), и в результате дифракции на ней одна из его спектральных компонент меняет свою поляризацию, что позволяет её выделить (отфильтровать). Эта компонента подчиняется условию Брэгга

$$\mathbf{k}_i + \mathbf{Q}_{ac} \approx \mathbf{k}_d, \quad (1)$$

связывающему волновые векторы падающей \mathbf{k}_i и дифрагированной \mathbf{k}_d световых и ультразвуковой \mathbf{Q}_{ac} волн и представляющему фактически закон сохранения импульса при рассеянии фотонов на фононах (см. рис. 1, *a*). Эффект селективной дифракции плоской световой волны на неограниченной по длине брэгговской (объёмной фазовой) решётке, создаваемой акустической волной (рис. 1, *b*), описывается классической парой уравнений связанных волн

$$\frac{dE_d}{dx} = i\Gamma E_i e^{i\Delta kx}, \quad E_d(0) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{dE_i}{dx} = i\Gamma E_d e^{-i\Delta kx}, \quad E_i(0) = E_0, \quad (3)$$

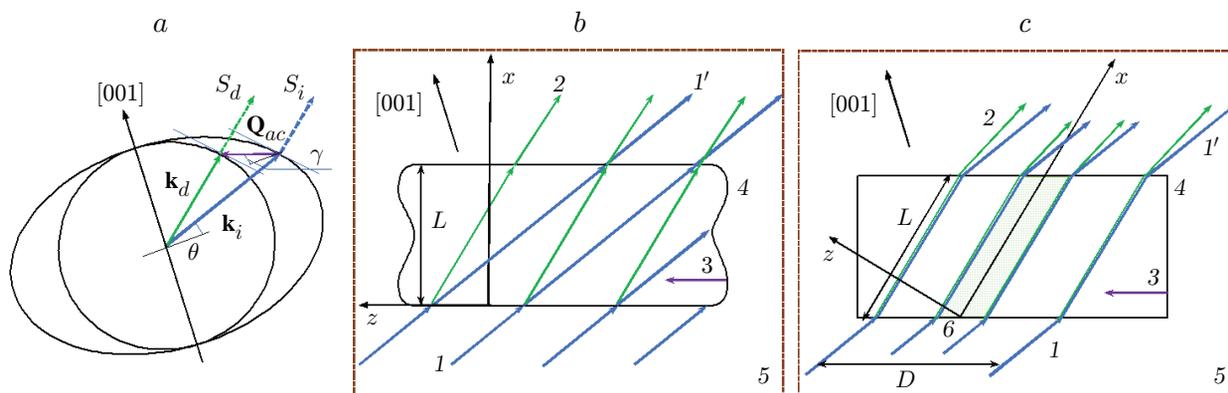


Рис. 1. Схема дифракции света на брэгговской решётке, образованной в кристалле акустической волной: *a* — оптическая индикатриса одноосного кристалла и диаграмма волновых векторов в широкоапертурной геометрии дифракции; *b* — схема дифракции плоской световой волны на неограниченной по длине решётке; *c* — схема дифракции светового пучка шириной D волны на конечной решётке. Обозначения: 1 — падающая световая волна, 1' — прошедшая световая волна, 2 — дифрагированная световая волна, 3 — акустическая волна, 4 — брэгговская решётка, 5 — рабочий кристалл (АО-ячейка), 6 — отдельная волновая трубка; [001] — оптическая ось кристалла

где $E_i(x)$ и $E_d(x)$ — распределение амплитуды падающей и дифрагированной световых волн поперёк акустического столба, $\Gamma \approx (\Delta\varepsilon/\varepsilon) \cdot k/4$ — коэффициент связи волн, определяемый величиной относительной вариации диэлектрической проницаемости ε , который пропорционален амплитуде упругой деформации среды $\Delta\varepsilon/\varepsilon \sim A_{ac}$, а $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_d - \mathbf{k}_i - \mathbf{Q}_{ac}$ — волновая расстройка от условия Брэгга.

Решение этой системы описывает распределённый энергообмен между двумя поляризованными составляющими дифрагированной световой волны $|E_i(x)|^2 + |E_d(x)|^2 = E_0^2 = \text{const}$, оптическая пространственная частота ν которой определяется из условия Брэгга (1) частотой акустической волны f :

$$\nu_f \sim f/V, \quad (4)$$

где $\nu = 1/\lambda$, λ — длина волны света в вакууме, V — скорость акустической волны.

Подвижное окно пропускания классического АО-фильтра, решётка которого однородна, имеет вид функции $\text{sinc}^2(u) \equiv \sin^2(u)/u^2$, где $u = \Delta k \cdot L/2$, L — толщина решётки (см. рис. 1, *b*), так что ширина окна постоянна по спектру $\Delta\nu_{АО} \approx 1/L$ и фактически определяется шириной возбуждаемого в кристалле акустического столба.

Форма спектральной характеристики может быть изменена, если использовать акустическую волну с быстро меняющимися параметрами так, чтобы создаваемая ею акустическая решётка была неоднородной в пределах оптического пучка. В этом случае $\Gamma \sim A_{ac}(x) \neq \text{const}$, а решение системы (2)–(3) не описывается общей простой формулой и различно для каждой задачи. Хорошо исследованы в акустооптике лишь частные случаи, связанные с дифракцией на нескольких широко разнесённых по частоте акустических волнах [21, 22] и линейно-частотно-модулированной (ЛЧМ) волне [9, 23, 24]: в первом случае возникает многополосная спектральная характеристика [10], которая используется в задачах многооконной фильтрации, во втором — уширенное окно пропускания, которое

применяется для повышения светосилы АО-спектрометров [25] либо для сжатия световых УКИ или их трансформации [8, 9].

Имеется, однако, один случай, где принципиальная связь между параметрами акустического поля и характеристиками дифрагированной волны может быть записана в виде общего аналитического выражения — приближения ограниченного по величине коэффициента дифракции. Анализ этого выражения позволяет выявить общие закономерности этой связи.

Дифракция на неоднородной акустической волне в приближении заданного поля. Аналитическое решение системы (2)–(3) для фиксированной спектральной компоненты ν может быть найдено в приближении заданного поля падающей световой волны $E_i(x) \approx E_0$, которое эквивалентно условию невысокого коэффициента дифракции $K = E_d(x)/E_i(0) \ll 1$. В этом случае решение представляется в виде

$$E_i \approx E_0, \quad E_d(\delta\nu, x) \approx iE_0 \int_0^x dx' \Gamma(x') \exp[i\Delta k(\delta\nu, x')x'], \quad (5)$$

где $\nu = \nu_0 + \delta\nu$, т. е. пространственная частота выражена в виде отклонения $\delta\nu$ от некоторого взятого за начало отсчёта значения частоты $\nu_0 \sim f_0$, которое логично связать с доминирующей в пределах оптического пучка частотой ультразвука f_0 . Это решение не требует классического приближения плоских волн и применимо к любой геометрии дифракции (рис. 1, *c*).

Для акустической волны, изменяемой по самому общему закону $S_{ac} = A_{ac}(x) \exp[2\pi i f(x)(t - x/V)]$, в интеграле (5) локальные коэффициент связи Γ и волновая расстройка Δk принимают в фиксированный момент времени следующий вид: $\Gamma(x) \approx (\omega/4c)pn^3 A_{ac}(x)$, $\Delta k(\delta\nu, x) = \beta\delta\nu - 2\pi(f(x) - f_0)/V$. Здесь амплитуда звуковой волны A_{ac} описывается величиной относительной деформации среды, а коэффициент $\beta(\theta, \gamma, n_e, n_o)$ зависит от углов распространения волн и показателей преломления необыкновенно (*e*) и обыкновенно (*o*) поляризованных волн. Тогда связь (4) частоты оптической и УЗ-волн имеет вид $\nu_0 = 2\pi f_0/(\beta V)$. В случае коллинеарной дифракции в прямом направлении [26] коэффициент $\beta = 2\pi \Delta n$, где $\Delta n = |n_e - n_o|$.

Все эти соотношения позволяют проводить расчёт характеристик дифракции в случае модуляции амплитуды и частоты УЗ-волны и, в частности, вычислять форму спектральной характеристики АО-фильтра

$$|K(\delta\nu)|^2 \equiv \left| \frac{E_d(\delta\nu, L)}{E_0} \right|^2, \quad (6)$$

где L — длина пути светового пучка в пределах УЗ-столба (см. рис. 1, *c*).

Особенности широкоапертурной геометрии дифракции. Особенностью уравнения (1), облегчающей решение задачи, является его одномерность. В общем случае взаимодействие света и ультразвука протекает в плоскости дифракции, образуемой волновыми векторами волн \mathbf{Q}_{ac} , \mathbf{k}_i , \mathbf{k}_d , и является двумерным. Частные случаи сводятся к двум геометриям: коллинеарной аксиальной [16] и широкоапертурной (широкоугольной). Первая используется довольно редко ввиду малой АО-эффективности (а во многих классах кристаллов даже нулевой из-за их симметрии). Вторая, наоборот, — одна из наиболее часто применяемых в АО-фильтрах в связи со сравнительно большим угловым полем зрения, что позволяет применять АО-фильтры для задач, связанных с регистрацией изображений в оптических системах.

Расширенное поле зрения достигается за счёт параллельности касательных к волновым поверхностям (см. рис. 1, *a*), вследствие чего эту геометрию называют также «касательной» (tangential) [17]. Соответственно, лучевые векторы \mathbf{s} падающей и дифрагированной световых волн параллельны друг другу $\mathbf{s}_d \parallel \mathbf{s}_i$, т. е. волновые пучки распространяются сонаправленно (см. рис. 1, *c*), что и позволяет использовать однокоординатное описание задачи. В этой геометрии весь падающий пучок может быть разбит на отдельные волновые трубки, в пределах каждой из которых он распространяется и дифрагирует независимо.

Метод синтеза функции пропускания. Задача синтеза функции пропускания АО спектрального устройства технически распадается на две стадии: 1) определение требуемого для этого мгновенного профиля брэгговской решётки; 2) создание в среде требуемого распределения акустического поля. Ниже будет подробно рассмотрена первая подзадача, в то время как для второй существует стандартное, хотя и ограниченное по возможностям решение: генерация УЗ-волн посредством пьезоизлучателя, прикреплённого на границе кристаллической АО-ячейки, на который подаётся периодический сигнал, модулированный в общем случае по амплитуде и частоте $S(t)$. Далее этот сигнал распространяется в виде бегущей акустической волны, причём в первом приближении можно пренебречь такими эффектами, как затухание, расходимость, отражение от стенок, которые могут иметь место в реальной АО-ячейке.

Первая стадия решения задачи предполагает поиск функции пространственного распределения амплитуды и фазы акустической волны $A_{ac}(x)$ по заданной форме спектральной функции $T(\delta\nu)$. Для этого можно записать выражение (5) с использованием прямоугольной функции rect в виде

$$\begin{aligned} K(\delta\nu) &\cong ipn_0^3\nu \int_{-\infty}^{\infty} dx' \cdot \text{rect}\left(\frac{x'}{L} - \frac{1}{2}\right) S_{ac}(x') \exp(ix'\beta\delta\nu) \sim \\ &\sim F\left[S_{ac}\left(\frac{x}{\beta}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{x}{\beta L} - \frac{1}{2}\right)\right], \end{aligned} \quad (7)$$

т. е. спектральная функция является фурье-образом пространственного распределения амплитуды звуковой волны на пути светового пучка ($0 < x < L$). Обратное преобразование Фурье, применённое к равенству (7), даёт

$$F^{-1}[K(\delta\nu)] = S_{ac}(x') \cdot \text{rect}\left(\frac{x'}{L} - \frac{1}{2}\right), \quad (8)$$

показывающее, что фурье-образ спектральной функции АО-фильтра является финитным [26]. Следовательно, может быть синтезирована не любая функция, а достаточно гладкая, не содержащая мелкомасштабных элементов. Однако это условие не накладывает ограничения на крупномасштабный вид функции $K(\delta\nu)$. Например, можно создать функцию с несколькими окнами пропускания (рис. 2), однако каждое из них будет иметь ширину не менее масштаба, определяемого эффективной длиной решётки $(\Delta\nu)_{\min} \approx 1/L$.

С физической точки зрения, гладкость функции пропускания АО-фильтра связана с конечным размером решётки, с помощью которой эта функция создаётся. Следует отметить, что условие финитности фурье-образа спектральной функции относится к любому АО-взаимодействию в ограниченном пространстве [27]. Наглядным объяснением этого факта является то, что в АО-ячейке размером L неопределённость импульса p фотонов, как и фононов, составляет $\Delta p \sim h/L$, где h — постоянная Планка, и с учётом соотношения $p = h\nu$ неопределённость оптической пространственной частоты каждой из частиц,

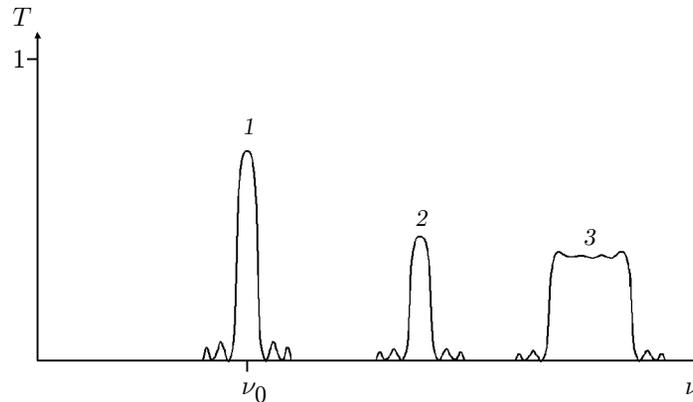


Рис. 2. Формы функций передачи АО-фильтра: 1 — классическая однооконная форма $\text{sinc}^2(\beta(\nu - \nu_0)L/2)$; 2 — дополнительное окно многооконной функции; 3 — расширенное окно

взаимодействующих в пределах АО-ячейки, составляет $\Delta\nu \sim 1/L$. Обобщением этого соотношения является формула для разрешающей силы АО-фильтра $\nu/\Delta\nu_{\text{АО}} \approx N$, которая естественным образом определяется числом периодов N акустической решётки, пересекаемых световой волной [28].

Непосредственным следствием финитности фурье-образа спектральной функции является возможность представить эту функцию по теореме Котельникова в виде ряда [29], определённого на множестве равноотстоящих точек $\delta\nu_m = \pi m/(\beta L)$:

$$K(\delta\nu) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} K(\delta\nu_m) \text{sinc}(\beta \delta\nu_m L - \pi m). \quad (9)$$

В таком случае синтез спектральной функции требуемого вида, удовлетворяющей требованию гладкости (8), можно начать с определения её профиля путём задания множества значений $\{K_{\text{syn}}(\delta\nu_m)\}$ и построения функции $K_{\text{syn}}(\delta\nu)$ в виде ряда (9). Соответствующее распределение акустического поля может быть получено с помощью обратного преобразования Фурье

$$A_{ac}^{\text{syn}}(x) = F^{-1}[K_{\text{syn}}(\delta\nu)]. \quad (10)$$

Следует подчеркнуть, что выражение (7) справедливо в приближении заданного поля или при невысоком коэффициенте дифракции ($|K| \lesssim 30\%$). В противном случае реальная форма спектральной функции $K_{\text{АОТФ}}(\delta\nu)$ при дифракции на акустической волне $A_{ac}^{\text{syn}}(x)$ может в некоторых деталях отличаться от ожидаемой $K_{\text{syn}}(\delta\nu)$.

В то же время, поскольку финитность не связана с приближением заданного поля, а является фундаментальным свойством [27], представленный подход применим и для общего случая дифракции. В частности, получаемое по формуле (7) решение можно использовать как первое приближение в методе последовательных приближений.

Разработанный подход к синтезу функции пропускания широкоугольных АО-фильтров требует численного расчёта, но некоторые следствия можно получить из общего анализа приведённых выражений. Например, в схеме фильтрации коллимированного светового пучка [18] для уширения полосы пропускания (см. рис. 2) необходимо, чтобы спектр УЗ-частот в пределах области пересечения пучков (см. рис. 1, с) был больше минимальной полосы пропускания: $\Delta f > \beta V/(2\pi L)$.

Другой пример касается выбора для идентификации какого-либо вещества пары характеристических спектральных точек ν_p и ν_q , значительно удалённых друг от друга ($|p - q| \ll 1$). Для этого достаточно задать акустическое поле парой УЗ-частот в соответствии с соотношением (4), что порождает спектральную кривую, которая имеет два sinc-образных окна (см. рис. 2), сдвинутых на соответствующую величину $\Delta\nu_{\text{shift}} = \pi(p - q)/(\beta L)$.

Результаты и обсуждение. Таким образом, полученные в приближении ограниченного коэффициента дифракции формулы позволяют решать задачи синтеза передаточных характеристик, а именно, оценивать влияние пространственно-временной неоднородности акустического поля, образующего брэгговскую дифракционную решётку, и определять характеристики этого поля, необходимые для синтеза спектральной функции АО-устройства, отвечающей требованиям гладкости.

Отдельной задачей является формирование поля путём его излучения с грани кристалла, на которой расположен пьезоизлучатель. Неоднородность акустической волны может возникать не только в результате целенаправленной вариации характеристик управляющего сигнала, но и вследствие особенностей распространения ультразвука в кристалле: его расходимости, поглощения, сноса пучка и отражения от граней, а также возможной неоднородности среды, в том числе вследствие локального нагрева.

Мгновенная функция передачи, рассматриваемая в работе, применима для задач, связанных с короткими импульсами света длительностью много меньшей времени пересечения звуковой волной светового пучка $\tau_{\text{pulse}} \ll \tau_{\text{trans}} = D/V$. В задачах, требующих накопления сигнала, например, при низкой освещённости объекта, необходим учёт движения акустической решётки, так что эффективная локальная функция передачи определяется интегрированием по времени $T(\nu; z_0) \equiv \int |K(\nu; t, z_0)|^2 dt$, в частности, по периоду при периодическом сигнале управления [20, 30].

Локальная функция пропускания применима в случае узкого светового пучка, когда неоднородностью акустического поля по его сечению можно пренебречь, так что коэффициент дифракции представляется интегралом по траектории (7). Для широких световых пучков результирующая функция пропускания определяется интегралом по сечению пучка (в направлении распространения акустической волны) $T(\nu; t_0) \equiv \int |K(\nu; t_0, z)|^2 dz$.

Важный особый случай представляют задачи, связанные с регистрацией и анализом изображений объекта, переносимых световым пучком (гиперспектрометрия). В этом случае функции передачи для каждой угловой компоненты немного различаются, что может вызвать дополнительные aberrации и должно учитываться при анализе спектральных изображений [18].

Заключение. Задача формирования спектральной функции пропускания АО-фильтров остаётся актуальной как с точки зрения практики — в целях создания устройств, трансформирующих спектр нужным образом, так и в теоретическом плане — для развития АО-технологии динамического управления формой функции передачи. Такие спектральные устройства способны выполнять более общие операции над оптическим спектром, чем фильтрация [23].

Хотя рассмотренный подход раскрывает лишь линейный по интенсивности падающего светового потока эффект, что справедливо для невысокого коэффициента дифракции, в целом он адекватно описывает процесс, а характеристики при высоком коэффициенте пропускания могут быть определены численно, например с использованием метода последовательных приближений. В рассмотренной постановке результаты применимы для широко используемых коллинеарной и широкоапертурной неколлинеарной геометрий АО-фильтров, применяемых в том числе в задачах видео- и гиперспектрометрии.

Финансирование. Работа выполнена в рамках государственного задания НТЦ УП РАН (проект № FFNS-2022-0010).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Goutzoulis A. P., Pape D. R.** Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices / Eds. by A. P. Goutzoulis, D. R. Pape, S. V. Kulakov. N. Y.: Marcel Dekker, Inc., 1994. 497 p.
2. **Chang I. C.** Acousto-Optic Devices and Applications / Ed. by M. Bass // Handbook of Optics. Vol. II. Ch. 12. 2nd Ed. N. Y.: McGraw-Hill, Inc., 1995. P. 12.1–12.54.
3. **Korablev O. I., Belyaev D. A., Dobrolenskiy Yu. S. et al.** Acousto-optic tunable filter spectrometers in space missions // Appl. Opt. 2018. **57**, Iss. 10. P. C103–C119.
4. **Беляева А. С., Романова Г. Э., Батшев В. И., Шарикова М. О.** Воспроизведение цвета системой «источник излучения — перестраиваемый акустооптический фильтр» // Светотехника. 2022. № 5. С. 24–27.
5. **Yushkov K. B., Champagne J., Kastelik J.-C. et al.** AOTF-based hyperspectral imaging phase microscopy // Biomed. Opt. Express. 2020. **11**, N 12. P. 7053–7061.
6. **Шипко В. В., Самойлин Е. А., Пожар В. Э., Мачихин А. С.** Выделение контуров на гиперспектральных изображениях // Автометрия. 2021. **57**, № 6. С. 67–75. DOI: 10.15372/AUT20210607.
7. **Zolotukhina A., Machikhin A., Guryleva A. et al.** Extraction of chlorophyll concentration maps from AOTF hyperspectral imagery // Front. Environ. Sci. 2023. **11**. DOI: 10.3389/fenvs.2023.1152450.
8. **Molchanov V. Ya., Chizhikov S. I., Makarov O. Yu. et al.** Adaptive acousto-optic technique for femtosecond laser pulse shaping // Appl. Opt. 2009. **48**, Iss. 7. P. C118–C124.
9. **Пожар В. Э., Пустовойт В. И.** О сжатии ультракоротких импульсов света // Квантовая электроника. 1987. **14**, № 4. С. 811–813.
10. **Мазур М. М., Судденюк Ю. А., Пожар В. Э.** Многооконные акустооптические фильтры для корреляционной спектроскопии // Оптика и спектроскопия. 2020. **128**, вып. 2. С. 284–289.
11. **Мазур М. М., Судденюк Ю. А., Шорин В. Н.** Двойной акустооптический монохроматор изображений с перестраиваемой шириной аппаратной функции // Письма в ЖТФ. 2014. **40**, вып. 4. С. 56–62.
12. **Пустовойт В. И., Тимошенко В. В.** Акустооптический фильтр с управляемой полосой пропускания // Радиотехника и электроника. 1998. **43**, № 4. С. 461–468.
13. **Yushkov K. B., Molchanov V. Ya.** Acousto-optic filters with arbitrary spectral transmission // Opt. Commun. 2015. **355**. P. 177–180.
14. **Molchanov V. Ya., Yushkov K. B.** Advanced spectral processing of broadband light using acousto-optic devices with arbitrary transmission functions // Opt. Exp. 2014. **22**, Iss. 13. P. 15668–15678.
15. **Vila-Francés J., Calpe-Maravilla J., Muñoz-Mari J. et al.** Configurable bandwidth imaging spectrometer based on acousto-optic tunable filter // Rev. Sci. Inst. 2006. **77**, Iss. 7. 073108. DOI: 10.1063/1.2221542.
16. **Perennou A., Quintard V., Arellanes A. O.** Advanced control of an acousto-optic filter performance through arbitrary RF signals // Appl. Opt. 2023. **62**, Iss. 21. P. 5636–5643.
17. **Беликов И. Б., Буймистряк Г. Я., Волошинов В. Б. и др.** Акустооптическая фильтрация изображений // Письма в ЖТФ. 1984. **10**, вып. 20. С. 1225–1229.
18. **Machikhin A., Batshev V., Pozhar V.** Aberration analysis of AOTF-based spectral imaging systems // JOSA A. 2017. **34**, Iss. 7. P. 1109–1113.

19. **Voloshinov V. B., Yushkov K. B., Linde V. B. J.** Improvement in performance of a TeO_2 acousto-optic imaging spectrometer // Journ. Opt. A: Pure and Appl. Opt. 2007. **9**, N 4. P. 341–347.
20. **Дьяконов Е. А., Пожар В. Э.** Методы расчёта формы спектрального окна пропускания акустооптического фильтра // Светотехника. 2022. № 5. С. 44–46.
21. **Петрунькин В. Ю., Водоватов И. А.** Многочастотная дифракция света на ультразвуке // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. **27**, № 3. С. 332–340.
22. **Трубецкой А. В.** Многочастотное акустооптическое взаимодействие в анизотропной среде // Автометрия. 1987. № 2. С. 43–52.
23. **Задорин А. С., Немченко А. С.** Аппаратная функция акустооптического фильтра при высоких скоростях перестройки // Автометрия. 1998. № 5. С. 38–47.
24. **Васильев Ю. Г.** Пространственно-временной отклик акустооптической системы на сложный радиосигнал // Радиотехника и электроника. 1985. **30**, № 6. С. 1241–1243.
25. **Machikhin A. S., Khokhlov D. D., Pozhar V. E. et al.** Acousto-optical tunable filter for a swept light source with variable transmission function // Proc. SPIE. 2018. 108150L. DOI: 10.1117/12.2502756.
26. **Ананьев Е. Г., Пожар В. Э., Пустовойт В. И.** Акустооптические методы измерения спектров оптического излучения // Оптика и спектроскопия. 1987. **62**, № 1. С. 159–165.
27. **Пожар В. Э., Пустовойт В. И.** Общие свойства аппаратных функций акустооптических спектрометров // Доклады РАН. 2006. **406**, № 1. С. 40–43.
28. **Pozhar V. E., Mazur M. M., Machikhin A. S.** Comparison of two modes of Bragg diffraction on broadband ultrasound // Proc. SPIE. 2018. 108151I. DOI: 10.1117/12.2502414.
29. **Кутуза И. Б., Пожар В. Э.** Алгоритм измерения гладких спектров с помощью акустооптических спектрометров // Физические основы приборостроения. 2013. **2**, № 4. С. 82–86.
30. **Mazur M. M., Mazur L. I., Suddenok Y. A., Shorin V. N.** Adaptive change of AOTF instrumental function with frequency modulation of ultrasonic wave // Proc. SPIE. 2019. 112100A. DOI: 10.1117/12.2540108.

Поступила в редакцию 15.11.2023

После доработки 03.05.2024

Принята к публикации 04.06.2024