

ТЕХНОЛОГИИ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ЗЕМЛИ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИПЕРСПЕКТРОМЕТРА НА СПЕКТРАЛЬНЫХ ФИЛЬТРАХ С ЛИНЕЙНО-ИЗМЕНЯЮЩИМИСЯ ПАРАМЕТРАМИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЕКТОРНЫХ БЕССЕЛЕВЫХ ПУЧКОВ

Казанский Н.Л., Харитонов С.И., Хонина С.Н.

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет) (СГАУ),
Институт систем обработки изображений РАН

Аннотация

Статья посвящена моделированию гиперспектрометра, основанного на использовании фильтров с линейно-изменяющимися параметрами. В работе приведены оценки размеров пятна рассеяния в зависимости от параметров спектрального фильтра. Результаты были получены с помощью разложения падающего излучения по векторным Бесселевым волнам. Численный расчёт показал, что значительное ухудшение разрешения имеет место только в случае короткофокусных оптических систем.

Ключевые слова: гиперспектрометр, фильтр с линейно-изменяющимися параметрами, слоистая среда, уравнения Максвелла, Бесселевы пучки.

Введение

До появления видеоспектрометров спектры отражения и излучения поверхности Земли мало использовались в качестве идентификационных признаков, хотя изучались десятки лет и были хорошо известны [1–4]. Это было связано с тем, что авиационные спектрометры имели низкое геометрическое разрешение, давали информацию только вдоль линии полёта и позволяли судить о спектральных свойствах лишь достаточно протяжённых объектов. В результате видеоспектральной съёмки формируется многомерное пространственно-спектральное изображение, в котором каждый элементарный участок изображения – «пиксел» – характеризуется собственным спектром. Такое изображение носит название «куба» информации, два измерения которого соответствуют пространственному изображению местности на плоскости, а третье – характеризует спектральные свойства изображения. Спектральное разрешение современных видеоспектрометров достигает 1,8–2,0 нм и обеспечивает построение спектральных характеристик подстилающей поверхности, определяемой мгновенным полем зрения прибора (для авиационных видеоспектрометров – около 1 мрад [5, 6]).

Для решения конкретных задач используются гиперспектрометры различных типов – дисперсионные, интерференционные и фильтровые.

В данной работе рассмотрен гиперспектрометр, основанный на применении спектральных фильтров [7]. Гиперспектрометры содержат в конструкции фильтры с изменяемыми по апертуре спектральными характеристиками [8–11].

В случае использования в гиперспектрометре фильтров каждая точка изображения проходит множество светофильтров. Для того чтобы восстановить гиперспектральное изображение, требуется найти функцию рассеяния точки для каждого спектрального фильтра. Для этого необходимо разработать методы моделирования фильтрового гиперспектрометра.

Предметом данной работы является моделирование гиперспектрального блока с использованием векторных Бесселевых пучков. Это позволяет ускорить время моделирования примерно на порядок.

1. Решение задачи о прохождении электромагнитных волн через слоистые структуры на основе разложения по каноническим бездифракционным ТМ- и ТЕ-поляризованным пучкам

Во многих оптических приложениях необходимо решать задачу прохождения бездифракционной волны через металлический или диэлектрический слой. Бездифракционные (самовоспроизводящиеся) волновые пучки обладают общим интересным свойством: при распространении в свободном пространстве у них изменяется только фаза, но не изменяется распределение комплексной амплитуды. Некоторые бездифракционные пучки обладают ещё одним замечательным свойством: они представляются в виде функции с разделяющимися переменными. Будем называть бездифракционные пучки с разделяющимися переменными каноническими бездифракционными пучками.

Система уравнений Максвелла в цилиндрических координатах относительно поперечных компонент электрического и магнитного поля имеет вид:

$$\frac{i}{k} \frac{\partial |W\rangle}{\partial x^3} = H |W\rangle, \quad H = \begin{pmatrix} 0 & A \\ B & 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где

$$A = \frac{1}{k^2} C(e(x^1)) - \sigma, \quad B = -\frac{1}{k^2} C(1) + \varepsilon(x^1)\sigma, \quad (2)$$

$$C(e(x^1)) = \begin{pmatrix} De(x^1)D_2; & -De(x^1)D_1; \\ e(x^1)D_2D_2; & e(x^1)D_2D_1; \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\sigma = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$D_1 = \frac{1}{x^1} \frac{\partial(x^1)}{\partial x^1} = \frac{1}{x^1} + D, \tag{4}$$

$$D_2 = \frac{1}{x^1} \frac{\partial}{\partial x^2}, \quad e(x^1) = \varepsilon^{-1}(x^1),$$

где x_1 – радиальная координата, x_2 – угловая переменная.

В цилиндрических координатах бездифракционные пучки имеют следующий вид

$$\mathbf{W}(x^1, x^2, x^3) = \mathbf{w}(x^1, x^2) \exp(ik\gamma x^3), \tag{5}$$

$$\mathbf{W}_{TM}(x^1, x^2, x^3) = \begin{pmatrix} \gamma \mathbf{e}_{1,\alpha,m}(x^1, x^2) \\ \varepsilon \mathbf{e}_{2,\alpha,m}(x^1, x^2) \end{pmatrix} \exp(ik\gamma x^3), \tag{6}$$

$$\mathbf{W}_{TE}(x^1, x^2, x^3) = \begin{pmatrix} -\mathbf{e}_{2,\alpha,m}(x^1, x^2) \\ \gamma \mathbf{e}_{1,\alpha,m}(x^1, x^2) \end{pmatrix} \exp(ik\gamma x^3), \tag{7}$$

$$\mathbf{e}_{1,\alpha,m}(x^1, x^2) = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x^1} J_m(k\alpha x^1) \\ \frac{im}{x^1} J_m(k\alpha x^1) \end{pmatrix} \exp(imx^2), \tag{8}$$

$$\mathbf{e}_{2,\alpha,m}(x^1, x^2) = \begin{pmatrix} -\frac{im}{x^1} J_m(k\alpha_{n2} x^1) \\ \frac{\partial}{\partial x^1} J_m(k\alpha_{n2} x^1) \end{pmatrix} \exp(imx^2), \tag{9}$$

где γ – постоянная распространения бездифракционного пучка, ε – диэлектрическая проницаемость, $J_m(x)$ – цилиндрические функции Бесселя, x^1, x^2, x^3 – цилиндрические координаты.

Пучки W_{TM} называются пучками поперечно-магнитного типа. Они не имеют продольной составляющей магнитного поля. Пучки W_{TE} называются пучками поперечно-электрического типа. Они не имеют продольной составляющей электрического поля.

Рассмотрим разложение результирующего поля в виде суперпозиции бездифракционных ТМ- и ТЕ-поляризованных пучков. Формальная теория представления решения системы уравнений Максвелла в виде суперпозиции бездифракционных пучков изложена в Приложениях А и В. В однородной среде выражение для пучков имеет вид:

$$\mathbf{W}_{TM}(x^1, x^2, x^3) = \begin{pmatrix} \gamma(\varepsilon_0, \alpha) \mathbf{e}_{1,\alpha,m}(x^1, x^2) \\ \varepsilon_0 \mathbf{e}_{2,\alpha,m}(x^1, x^2) \end{pmatrix} \exp(ik(\gamma(\varepsilon_0, \alpha) x^3)), \tag{10}$$

$$\mathbf{W}_{TE}(x^1, x^2, x^3) = \begin{pmatrix} \varepsilon_0 \mathbf{e}_{2,\alpha,m}(x^1, x^2) \\ \gamma(\varepsilon_0, \alpha) \mathbf{e}_{1,\alpha,m}(x^1, x^2) \end{pmatrix} \exp(ik(\gamma(\varepsilon_0, \alpha) x^3)), \tag{11}$$

где

$$\gamma(\varepsilon_0, \alpha) = \sqrt{\varepsilon_0 - \alpha^2}.$$

Рассмотрим только компоненты электрического поля

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x^1, x^2, x^3) &= \\ &= \int_0^\infty \sum_m (\gamma(\varepsilon_0, \alpha) \mathbf{e}_{1,\alpha,m}(x^1, x^2), -\mathbf{e}_{2,\alpha,m}(x^1, x^2)) \times \\ &\times \begin{pmatrix} A_0(\alpha, m) \\ B_0(\alpha, m) \end{pmatrix} \exp(ik\gamma(\varepsilon_0, \alpha) x^3) d\alpha. \end{aligned} \tag{12}$$

При $x^3=0$:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0(x^1, x^2) &= \\ &= \int_0^\infty \sum_m (\gamma(\varepsilon_0, \alpha) \mathbf{e}_{1,\alpha,m}(x^1, x^2), -\mathbf{e}_{2,\alpha,m}(x^1, x^2)) \times \\ &\times \begin{pmatrix} A_0(\alpha, m) \\ B_0(\alpha, m) \end{pmatrix} d\alpha. \end{aligned} \tag{13}$$

Далее, используя соотношение ортогональности для функций Бесселя, получаем коэффициенты разложения $A_0(\alpha, m), B_0(\alpha, m)$ по ТЕ- и ТМ-волнам.

После прохождения слоистой среды компоненты электрического поля имеют вид:

$$\begin{pmatrix} A(\alpha, m) \\ B(\alpha, m) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{TM} & 0 \\ 0 & T_{TE} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_0(\alpha, m) \\ B_0(\alpha, m) \end{pmatrix}. \tag{14}$$

Объединяя формулы, получаем выражение для компонент электрического поля после прохождения слоистой структуры

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x^1, x^2, x^3) &= \\ &= \int_0^\infty \sum_m (\gamma(\varepsilon_0, \alpha) \mathbf{e}_{1,\alpha,m}(x^1, x^2), -\mathbf{e}_{2,\alpha,m}(x^1, x^2)) \times \\ &\times \begin{pmatrix} A(\alpha, m) \\ B(\alpha, m) \end{pmatrix} \exp(ik\gamma(\varepsilon_0, \alpha) x^3) d\alpha. \end{aligned} \tag{15}$$

Приведённая формула в дальнейшем будет использована для моделирования пятна рассеяния точки при прохождении спектрального фильтра.

2. Расчёт коэффициента отражения и пропускания на квазипериодической системе диэлектрической системы слоёв

В данном разделе рассмотрено распространение волны в структуре, представляющей систему слоёв с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ и толщинами d_1, d_2 соответственно. В середине структуры находится дефект, представляющий собой слой с диэлектрической проницаемостью ε_0 и толщиной d_0 . Первый и последний слои имеют диэлектрическую проницаемость ε_1 . Непосредственно к дефекту прилегает слой с диэлектрической проницаемостью ε_2 .

Для случая плоских волн базовые методы изложены в работах [12–14]. В данной работе приведены методы, инвариантные к выбору бездифракционных пучков. Однако, несмотря на этот факт, все формулы в данной работе будем приводить в цилиндрической системе координат.

Решение в однородной среде

В случае ТМ-поляризации решение системы уравнений Максвелла представляется в виде

$$W_{TM}(x^1, x^2, x^3) = \begin{pmatrix} a_{TM}(\alpha, x^3) \mathbf{e}_{1,\alpha,m}(x^1, x^2) \\ b_{TM}(\alpha, x^3) \mathbf{e}_{2,\alpha,m}(x^1, x^2) \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Подставляя это представление в уравнения Максвелла, получаем, что уравнение для функций $a_{TM}(\alpha, x^3)$, $b_{TM}(\alpha, x^3)$ в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ имеет вид

$$\frac{i}{k} \frac{\partial}{\partial x^3} \begin{pmatrix} a_{TM}(\alpha, x^3) \\ b_{TM}(\alpha, x^3) \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 0 & \epsilon^{-1} \gamma^2(\epsilon, \alpha) \\ \epsilon & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{TM}(\alpha, x^3) \\ b_{TM}(\alpha, x^3) \end{pmatrix}, \quad (17)$$

где $\gamma(\epsilon, \alpha) = \sqrt{\epsilon - \alpha^2 - \alpha_2^2}$.

Решение в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ имеет вид

$$\begin{pmatrix} a_{TM}(\alpha, x^3) \\ b_{TM}(\alpha, x^3) \end{pmatrix} = G(\epsilon, \alpha) U(\epsilon, \alpha, x_0, x_1, x^3) \begin{pmatrix} c_1^+ \\ c_1^- \end{pmatrix}, \quad (18)$$

$$G(\epsilon, \alpha) = \begin{pmatrix} g_1(\epsilon, \alpha) & g_2(\epsilon, \alpha) \end{pmatrix},$$

$$g_1(\epsilon, \alpha) = \begin{pmatrix} \gamma(\epsilon, \alpha) \\ \epsilon \end{pmatrix}, \quad g_2(\epsilon, \alpha) = \begin{pmatrix} -\gamma(\epsilon, \alpha) \\ \epsilon \end{pmatrix},$$

$$U(\epsilon, \alpha, x_0, x_1, x^3) = \begin{pmatrix} \exp(ik\gamma(\epsilon, \alpha)(x^3 - x_0)) & 0 \\ 0 & \exp(-ik\gamma(\epsilon, \alpha)(x^3 - x_1)) \end{pmatrix}. \quad (19)$$

В случае ТЕ-поляризации решение системы уравнений Максвелла представляется в виде

$$W_{TE}(x^1, x^2, x^3) = \begin{pmatrix} -a_{TE}(\alpha, x^3) \mathbf{e}_{2,\alpha,m}(x^1, x^2) \\ b_{TE}(\alpha, x^3) \mathbf{e}_{1,\alpha,m}(x^1, x^2) \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Уравнение для функций $a_m(\alpha, x^3)$, $b_m(\alpha, x^3)$ в однородной среде имеет вид

$$\frac{i}{k} \frac{\partial}{\partial x^3} \begin{pmatrix} a_{TE}(\alpha, x^3) \\ b_{TE}(\alpha, x^3) \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ \gamma^2(\epsilon, \alpha) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{TE}(\alpha, x^3) \\ b_{TE}(\alpha, x^3) \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Решение в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 имеет вид, аналогичный виду для ТМ-поляризации. Однако матрица $G(\epsilon_1, \alpha)$ имеет вид

$$G(\epsilon, \alpha) = \begin{pmatrix} g_1(\epsilon, \alpha) & g_2(\epsilon, \alpha) \end{pmatrix},$$

$$g_1(\epsilon, \alpha) = \begin{pmatrix} 1 \\ \gamma(\epsilon, \alpha) \end{pmatrix}, \quad g_2(\epsilon, \alpha) = \begin{pmatrix} 1 \\ -\gamma(\epsilon, \alpha) \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Полученные уравнения полностью совпадают с уравнениями в работе [15], поэтому для прохождения векторных Бесселевых мод через спектральный фильтр будем использовать алгоритм, приведённый в работе [15].

3. Прохождение векторной Бесселевой волны через спектральный фильтр

Рассмотрим прохождение векторной Бесселевой волны через спектральный фильтр, изображённый на рис. 1, со следующими параметрами: $\epsilon_1 = 2,25$; $\epsilon_2 = 6,25$; $\epsilon_d = 1$; $d_1 = \lambda_0/6$ – толщина слоя с ϵ_1 ; $d_2 = 0,1\lambda_0$ – толщина слоя с ϵ_2 ; $d = 0,5\lambda_0$ – толщина слоя с ϵ_d ; $\lambda_0 = 1$ мкм.

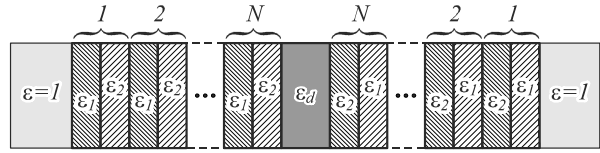


Рис. 1. Структура слоёв спектрального фильтра

Увеличение числа периодов N , используемых в спектральном фильтре, приводит к сужению полосы пропускания длин волн. Как видно из рис. 2, с увеличением числа слоёв запрещённая зона вокруг базовой длины волны $\lambda_0 = 1$ мкм становится более выраженной, и ширина полосы пропускания стремится к нулю.

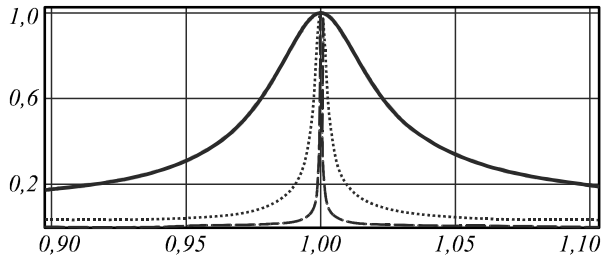


Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания спектрального фильтра от длины волны для нулевой частоты при $N=3$ (сплошная линия), $N=5$ (точечная линия), $N=7$ (пунктирная линия)

Если параметр в Бесселевом пучке, падающем на спектральный фильтр, будет возрастать, то пик пропускания будет смещаться. Причём смещение для ТЕ- и ТМ-поляризации будет различным [15]. На рис. 3 показаны графики пропускания рассматриваемой структуры ($N=7$) в зависимости от длины волны для излучения, для Бесселевого пучка с числовой апертурой 0,3 (рис. 3а) и 0,5 (рис. 3б).

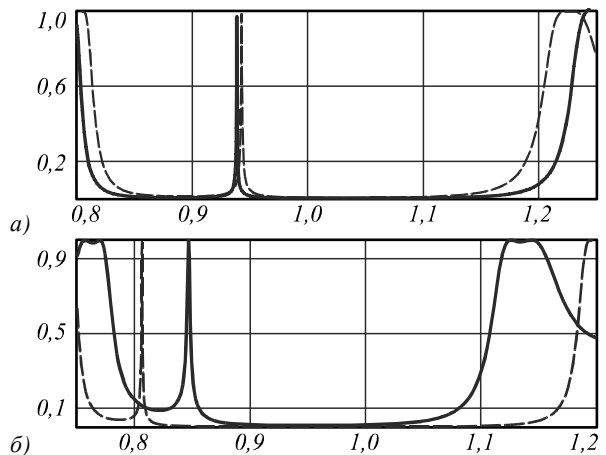


Рис. 3. Зависимость коэффициентов пропускания спектрального фильтра от длины волны для ТЕ- (пунктирная линия) и ТМ- (сплошная линия) поляризации при числовой апертуре конической волны 0,3 (а) и 0,5 (б)

Хорошо видно, что происходит значительное смещение центрального пика, а также различие картины для ТЕ- и ТМ-поляризации. Данный факт свидетельствует о том, что при использовании спектрального фильтра в короткофокусной оптической системе (лучи идут под большими углами к оптической оси) будет происходить искажение пятна рассеяния и, соответственно, изображения.

4. Фокусировка Гауссова пучка через спектральный фильтр

Рассмотрим прохождение линейно-поляризованного Гауссова пучка со сферическим волновым фронтом через спектральный фильтр. Рассмотрим случай, когда спектральный фильтр расположен в области изображения объекта, который в нашем случае представляет точку, излучающую монохроматический пучок. В этом случае фильтр расположен в окрестности фокуса сферического пучка. Для расчётов будем использовать локальное приближение, которое заключается в том, что характеристики спектрального фильтра слабо изменяются в окрестности пятна рассеяния. Это позволяет нам свести решение задачи о прохождении Гауссова пучка со сферическим волновым фронтом через фильтр с линейно-изменяющимися параметрами к задаче о дифракции на квазипериодической системе слоёв, которая была рассмотрена разделе 2. Решение задачи будем проводить в цилиндрической системе координат, так как в случае центрированной оптической системы излучение, падающее на фильтр, легче представлять в виде векторных Бесселевых пучков, чем в виде суперпозиции плоских волн.

На рис. 4 и 5 показаны результаты моделирования фокусировки (квадрат модуля электрического поля) Гауссова пучка с базовой длиной волны $\lambda_0 = 1$ мкм радиусом 8 мкм с различной числовой апертурой в свободном пространстве и при наличии спектрального фильтра с $N = 7$.

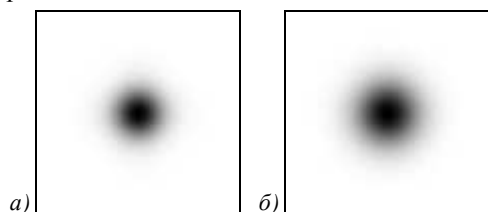


Рис. 4. Распределение интенсивности (негатив) в плоскости фокуса для $NA=0,08$ (радиус области 10 мкм): в свободном пространстве (а) и при наличии спектрального фильтра (б)

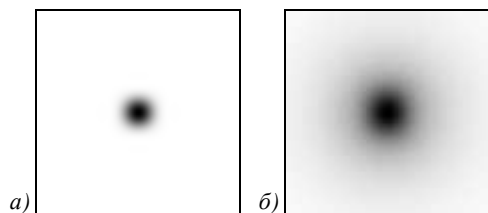


Рис. 5. Распределение интенсивности (негатив) в плоскости фокуса для $NA=0,4$ (радиус области 5 мкм): в свободном пространстве (а) и при наличии спектрального фильтра (б)

На рис. 4 показаны результаты моделирования для числовой апертуры $NA=0,08$: при наличии фильтра происходит уширение спектрального пятна в 1,8 раза и падение интенсивности в 18 раз. Такое падение интенсивности связано со смещением пропускаемой длины волны. На рис. 5 рассмотрена более острая фокусировка с числовой апертурой $NA=0,4$. В этом случае при наличии такого же фильтра происходит уширение спектрального пятна лишь в 2 раза, но падение интенсивности становится ещё большим.

Как видно из приведённых результатов, с увеличением числовой апертуры (остроты фокусировки) при использовании спектрального фильтра происходят всё большие потери энергии, связанные с блокировкой лучей, идущих под большими углами к оптической оси. Также наблюдается уширение размера фокального пятна по сравнению с фокусировкой в свободном пространстве.

Заметим, что потери энергии в данном случае являются более значительными, чем уширение фокального пятна. Полученные результаты аналогичны результатам, полученным в работе [15], где расчёт проводился с использованием разложения по плоским волнам. Это свидетельствует о правильности проведённых расчётов.

Заключение

В работе получены результаты моделирования, позволяющие оценить возможность использования гиперспектрометра со спектральным фильтром с линейно-изменяющимися параметрами. В дальнейшем теория, приведённая в данной работе, будет использована для расчётов характеристик гиперспектрометров, используемых для дистанционного зондирования Земли.

Благодарности

Работа выполнена за счёт гранта Российского научного фонда (РНФ) № 14-31-00014.

Приложение А

Пусть имеются базисные вектора

$$e_{1,\alpha,m} = \begin{pmatrix} \frac{\partial J_m(k\alpha r)}{\partial r} \\ \frac{im}{r} J_m(k\alpha r) \end{pmatrix}, e_{2,\alpha,m} = \begin{pmatrix} -\frac{im}{r} J_m(k\alpha r) \\ \frac{\partial J_m(k\alpha r)}{\partial r} \end{pmatrix}. \quad (A1)$$

Докажем ортогональность базисных векторов первого типа

$$\begin{aligned} \langle e_{1,\alpha,m}, e_{1,\beta,m} \rangle &= \\ &= \int_0^\infty r \left(\frac{dJ_m(k\alpha r)}{dr} \frac{dJ_m(k\beta r)}{dr} + \frac{m^2}{r^2} J_m(k\alpha r) J_m(k\beta r) \right) dr = \quad (A2) \\ &= -\int_0^\infty r J_m(k\beta r) \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dJ_m(k\alpha r)}{dr} \right) - \frac{m^2}{r^2} J_m(k\alpha r) \right) dr. \end{aligned}$$

Учитывая уравнение Бесселя,

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dJ_m(ar)}{dr} \right) - \frac{m^2}{r^2} J_m(ar) = -a^2 J_m^2(ar). \quad (A3)$$

Получаем, что скалярное произведение двух базисных векторов равно

$$\begin{aligned} \langle e_{1,\alpha,m} e_{1,\beta,m} \rangle &= \\ &= k^2 \alpha^2 \int_0^\infty r J_m(k\beta r) J_m(k\alpha r) dr = \alpha \delta(\beta - \alpha). \end{aligned} \tag{A4}$$

Учитывая ортогональность функций Бесселя, получаем ортогональность базисных векторов.

Ортогональность базисных векторов второго типа доказывается аналогично.

Докажем также ортогональность векторов различных типов

$$\begin{aligned} \langle e_{1,\alpha,m} e_{2,\beta,m} \rangle &= \\ &= \int_0^\infty r \left(\frac{im}{r} \frac{\partial J_m(k\alpha r)}{\partial r} J_m(k\beta r) + \right. \\ &+ \left. \frac{im}{r} J_m(k\alpha r) \frac{\partial J_m(k\beta r)}{\partial r} \right) dr = \\ &= \int_0^\infty im \frac{\partial}{\partial r} (J_m(k\alpha r) J_m(k\beta r)) dr = 0. \end{aligned} \tag{A5}$$

Приложение В

Разложение электрического поля по векторным Бесселевым пучкам описывается выражением:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\rho, \varphi, z) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(im\varphi) \times \\ &\times \int_0^\infty (A^{\alpha,m} e_{1,\alpha,m}(\rho, \varphi) + B^{\alpha,m} e_{2,\alpha,m}(\rho, \varphi)) \exp(ik\gamma(\alpha)z) d\alpha. \end{aligned} \tag{B1}$$

Коэффициенты разложения имеют вид:

$$\begin{aligned} A^{\alpha,m} &= \frac{k}{\alpha} \iint e^{1,\alpha,m}(\rho, \varphi) \mathbf{E}(\rho, \varphi, 0) \exp(-im\varphi) \rho d\rho d\varphi, \\ B^{\alpha,m} &= \frac{k}{\alpha} \iint e^{2,\alpha,m}(\rho, \varphi) \mathbf{E}(\rho, \varphi, 0) \exp(-im\varphi) \rho d\rho d\varphi, \end{aligned} \tag{B2}$$

где $\mathbf{E}(\rho, \varphi, 0) = \begin{pmatrix} E_\rho(\rho, \varphi, 0) \\ E_\varphi(\rho, \varphi, 0) \end{pmatrix},$

$$e^{1,\alpha,m}(\rho, \varphi) = \left(\frac{\partial J_m(k\alpha r)}{\partial r}, \frac{-im}{r} J_m(k\alpha r) \right),$$

$$e^{2,\alpha,m}(\rho, \varphi) = \left(\frac{im}{r} J_m(k\alpha r), \frac{\partial J_m(k\alpha r)}{\partial r} \right).$$

Для линейно-поляризованного пучка

$$\mathbf{E}(\rho, \varphi, 0) = \begin{pmatrix} E_x(\rho, \varphi, 0) \cos \varphi \\ -E_x(\rho, \varphi, 0) \sin \varphi \end{pmatrix}. \tag{B3}$$

Литература

1. **Фурсов, В.А.** Тематическая классификация гиперспектральных изображений по показателю сопряженности / В.А. Фурсов, С.А. Бибиков, О.А. Байда // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 1. – С. 154-158.
2. **Журавель, Ю.Н.** Особенности обработки гиперспектральных данных дистанционного зондирования при решении задач мониторинга окружающей среды / Ю.Н. Журавель, А.А. Федосеев // Компьютерная оптика. – 2013. – Т. 37, № 4. – С. 471-476.
3. **Гашников, М.В.** Иерархическая сеточная интерполяция при сжатии гиперспектральных изображений /

- М.В. Гашников, Н.И. Глумов // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 1. – С. 87-93.
4. **Green, R.O.** Imaging spectroscopy and the airborne visible/infrared imaging spectrometer (AVIRIS) / R.O. Green [et al.] // Remote Sensing of Environment. – 1998. – Vol. 65(3). – P. 227-248.
5. **Rickard, L.J.** HYDICE: An airborne system for hyperspectral imaging / L.J. Rickard [et al.] // Optical Engineering and Photonics in Aerospace Sensing. – 1993. – P. 173-179.
6. **Lee, J.H.** Optical Design of A Compact Imaging Spectrometer for STSAT3 / Jun Ho Lee, Tae Seong Jang, Ho-Soon Yang, Seung-Wu Rhee // Journal of the Optical Society of Korea. – 2008. – Vol. 12, Issue 4. – P. 262-268.
7. **Бакуменко, В.Л.** Новые схемы спектрометров / В.Л. Бакуменко, А.Н. Свиридов // Прикладная физика. – 1999. – № 2.
8. **Emadi, H.W.** Linear variable optical filter-based ultraviolet microspectrometer / H.Wu Emadi, G. de Graaf, P. Enoksson, J.H. Correia and R. Wolfenbuttel // Applied Optics. – 2012. – Vol. 51. – P. 4308-4315.
9. **Emadi, H.W.** Design and implementation of a sub-nm resolution microspectrometer based on a Linear-Variable Optical Filter / H.Wu Emadi, G. de Graaf and R. Wolfenbuttel // Optics Express. – 2012. – Vol. 20. – P. 489-507.
10. **McLeod, R.R.** Improving the spectral resolution of wedged etalons and linear variable filters with incidence angle / R.R. McLeod and T. Honda // Optics Letters. – 2005. – Vol. 30. – P. 2647-2649.
11. **Barnsley, M.J.** The PROBA/CHRIS Mission: A Low-Cost Smallsat for Hyperspectral Multiangle Observations of the Earth Surface and Atmosphere / M.J. Barnsley, J.J. Settle, M.A. Cutter, D.R. Lobb and F. Teston // IEEE Transactions on Geosciences and Remote Sensing. – 2004. – Vol. 42. – P. 1512-1520.
12. **Born, M.** Principles of optics / M. Born, E. Wolf. – 4-th ed. – Pergamon Press, 1968.
13. **Li, L.** Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings / L. Li // Journal of the Optics Society of America A. – 1996. – Vol. 13. – P. 1024-1035.
14. **Katsidis, C.** General transfer-matrix method for optical multilayer systems with coherent, partially coherent, and incoherent interference / C. Katsidis, D.I. Siapkas // Applied Optics. – 2002. – Vol. 41. – P. 3978-3987.
15. **Казанский, Н.Л.** Моделирование гиперспектрометра на спектральных фильтрах с линейно-изменяющимися параметрами / Н.Л. Казанский, С.И. Харитонов, С.Н. Хонина, С.Г. Вологовский, Ю.С. Стрелков // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 2. – С. 256-270.

References

1. **Fursov, V.A.** Thematic classification of hyperspectral images by conjugacy indicator / V.A. Fursov, S.A. Bibikov, O.A. Bajda // Computer Optics. – 2014. – Vol. 38(1). – P. 154-158.
2. **Zhuravel, Yu.N.** The features of hyperspectral remote sensing data processing under environment monitoring task solution / Yu.N. Zhuravel, A.A. Fedoseev // Computer Optics. – 2013. – Vol. 37(4). – P. 87-93.
3. **Gashnikov, M.V.** Hierarchical grid interpolation for hyperspectral image compression / M.V. Gashnikov, N.I. Glumov // Computer Optics. – 2014. – Vol. 38(1). – P. 471-476.
4. **Green, R.O.** Imaging spectroscopy and the airborne visible/infrared imaging spectrometer (AVIRIS) / R.O. Green [et al.] // Remote Sensing of Environment. – 1998. – Vol. 65(3). – P. 227-248.

5. **Rickard, L.J.** HYDICE: An airborne system for hyperspectral imaging / L.J. Rickard [et al.] // *Optical Engineering and Photonics in Aerospace Sensing*. – 1993. – P. 173-179.
6. **Lee, J.H.** Optical Design of A Compact Imaging Spectrometer for STSAT3 / Jun Ho Lee, Tae Seong Jang, Ho-Soon Yang, Seung-Wu Rhee // *Journal of the Optical Society of Korea*. – 2008. – Vol. 12, Issue 4. – P. 262-268.
7. **Bakumenko, V.L.** New schemes of the spectrometers / V.L. Bakumenko, A.N. Sviridov // *Applied Physics*. – 1999. – Vol. 2. – (In Russian).
8. **Emadi, H.W.** Linear variable optical filter-based ultraviolet microspectrometer / H.Wu Emadi, G. de Graaf, P. Enoksson, J.H. Correia and R. Wolffenbuttel // *Applied Optics*. – 2012. – Vol. 51. – P. 4308-4315.
9. **Emadi, H.W.** Design and implementation of a sub-nm resolution microspectrometer based on a Linear-Variable Optical Filter / H.Wu Emadi, G. de Graaf and R. Wolffenbuttel // *Optics Express*. – 2012. – Vol. 20. – P. 489-507.
10. **McLeod, R.R.** Improving the spectral resolution of wedged etalons and linear variable filters with incidence angle / R.R. McLeod and T. Honda // *Optics Letters*. – 2005. – Vol. 30. – P. 2647-2649.
11. **Barnsley, M.J.** The PROBA/CHRIS Mission: A Low-Cost Smallsat for Hyperspectral Multiangle Observations of the Earth Surface and Atmosphere / M.J. Barnsley, J.J. Settle, M.A. Cutter, D.R. Lobb and F. Teston // *IEEE Transactions on geosciences and remote sensing*. – 2004. – Vol. 42. – P. 1512-1520.
12. **Born, M.** Principles of optics / M. Born, E. Wolf. – 4th ed. – Pergamon Press, 1968.
13. **Li, L.** Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings / L. Li // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1996. – Vol. 13. – P. 1024-1035.
14. **Katsidis, C.** General transfer-matrix method for optical multilayer systems with coherent, partially coherent, and incoherent interference / C. Katsidis, D.I. Siapkas // *Applied Optics*. – 2002. – Vol. 41. – P. 3978-3987.
15. **Kazanskiy, N.L.** Simulation of hyperspectrometer on spectral linear variable filters / N.L. Kazanskiy, S.I. Kharitonov, S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy, Yu.S. Strelkov // *Computer Optics*. – 2014. – Vol. 38(2). – P. 256-270.

SIMULATION OF A HYPERSPECTROMETER BASED ON LINEAR SPECTRAL FILTERS USING VECTOR BESSEL BEAMS

*N.L. Kazanskiy, S.I. Kharitonov, S.N. Khonina
Samara State Aerospace University,*

Image Processing Systems Institute, Russian Academy of Sciences

Abstract

We discuss the simulation of a hyperspectrometer based on the use of linear variable filters. The possibility of recovery of the image spectral pixels through the solution of the integral equation is considered. Estimates of the scattering spot size as a function of the spectral filter parameters are obtained. The numerical results show that a significant deterioration in resolution occurs only in the case of short-focus optical systems.

Key words: hyperspectrometer, linear variable filters (LVF), layered medium, Maxwell's equations.

Сведения об авторах



Казанский Николай Львович, 1958 года рождения. В 1981 году с отличием окончил Куйбышевский авиационный институт (КуАИ, ныне – Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет) – СГАУ) по специальности «Прикладная математика». Доктор физико-математических наук (1996 год), профессор, работает заместителем директора по научной работе и заведующим лабораторией дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН), профессором кафедры технической кибернетики СГАУ. Ведущий научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории прорывных технологий дистанционного зондирования Земли в СГАУ, заведующий базовой (СГАУ в ИСОИ РАН) кафедрой высокопроизводительных вычислений. Является членом международных научных обществ *SPiE* и *IAPR*. Н.Л. Казанский – специалист в области дифракционной оптики, математического моделирования, обработки изображений и нанопотоники. В списке научных работ Н.Л. Казанского 240 статей, 10 монографий, 46 авторских свидетельств и патентов.

Страница в интернете: <http://www.ipsi.smr.ru/staff/kazansky.htm>.

E-mail: kazansky@smr.ru.

Nikolay Lvovich Kazanskiy (b. 1958) graduated with honours (1981) from S. P. Korolyov Kuibyshev Aviation Institute (presently, S. P. Korolyov Samara State Aerospace University (SSAU)), majoring in Applied Mathematics. He received his Candidate in Physics & Maths (1988) and Doctor in Physics & Maths (1996) degrees from Samara State Aerospace University. He is the vice-director for research and the head of Diffractive Optics laboratory at the Samara Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (IPSI RAS), holding a part-time position of professor at SSAU's Technical Cybernetics sub-department. Leading researcher at the Breakthrough Technologies for Earth's Remote Sensing laboratory in S.P. Korolyov Samara State Aerospace University (National Research University), holding the chair of SSAU's base sub-department of High-Performance Computing at IPSI RAS. He is a SPIE- and IAPR-member. He is co-author of 240 scientific papers, 7 monographs, and 35 inventions and patents. His current research interests include diffractive optics, mathematical modeling, image processing, and nanophotonics.



Харитонов Сергей Иванович, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории прорывных технологий дистанционного зондирования Земли в СГАУ, ведущий научный сотрудник лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН. 1984 г. – окончил физический факультет Самарского государственного университета. 1993 г. – защитил кандидатскую диссертацию на тему «Асимптотические методы дифракционного расчёта фокусаторов лазерного излучения». 2010 г. – защитил докторскую диссертацию на тему «Асимптотические методы расчёта дифракции когерентного электромагнитного излучения на дифракционных оптических элементах». Область научных интересов: дифракционная, квантовая оптика, физика плазмы. В списке научных работ С.И. Харитонова 87

статей, 5 авторских свидетельств и патентов.

E-mail: prognoz2007@gmail.com.

Sergey Ivanovich Kharitonov, leading researcher of Diffractive Optics laboratory of the Image Processing Systems Institute of RAS, leading researcher at the Breakthrough Technologies for Earth's Remote Sensing laboratory in S.P. Korolyov Samara State Aerospace University (National Research University). Doctor of Physical and Mathematical Sciences. 1984 – graduated from Physics department of Samara State University. 1993 – defended his dissertation "Asymptotic methods of calculation of the diffraction of laser radiation Focuser". 2010 – defended his doctoral thesis on "Asymptotic methods for calculating the diffraction of coherent electromagnetic radiation in diffractive optical elements". Research interests: diffraction, quantum optics, plasma physics. The list of scientific papers S.I. Kharitonov's 87 articles, 5 patents.

Сведения об авторе Хонина Светлана Николаевна – см. стр. 605 этого номера.

Поступила в редакцию 31 октября 2014 г.