

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ГИПЕРСПЕКТРОМЕТРА, ОСНОВАННОГО НА СХЕМЕ ОФФНЕРА, В РАМКАХ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Казанский Н.Л., Харитонов С.И., Карсаков А.В., Хонина С.Н.

Институт систем обработки изображений РАН,

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва

(национальный исследовательский университет)

Аннотация

Рассмотрено сравнительное моделирование гиперспектрометра, основанного на схеме Оффнера с призмами или дифракционной решёткой, в рамках геометрической оптики. Показано, что использование дифракционной решётки вместо призмы приводит к более равномерному разбросу спектральных компонент диспергированного изображения.

Ключевые слова: гиперспектрометр, схема Оффнера, диспергирующий элемент, спектральные компоненты изображения.

Введение

Эффективность использования данных дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) может быть существенно повышена за счет детального анализа информации на разных длинах волн [1-3]. Для этого разрабатываются малогабаритные изображающие гиперспектрометры, имеющие высокое пространственное и спектральное разрешение. До появления видеоспектрометров спектры отражения и излучения поверхности Земли мало использовались в качестве идентификационных признаков [1-4], хотя изучались десятки лет и были хорошо известны. 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. Появление видеоспектрометров связано с развитием новых технологий: с разработкой матричных приёмников, а также с появлением полихроматоров, обладающих высоким спектральным разрешением. В состав видеоспектрометров входят две системы. Во-первых, оптическая система, которая делит регистрируемую область пространства на набор смежных точек и, во-вторых, изображающий спектрометр, который разлагает состав принятого электромагнитного излучения на набор ограниченных спектральных полос. 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).

Для решения конкретных задач используются гиперспектрометры различных типов – дисперсионные, фильтровые и интерференционные. В работах [5–31] приведены различные схемы гиперспектрометров, ис-

пользуемых для дистанционного зондирования Земли. Большое количество задач может быть решено с помощью достаточно стандартных дисперсионных гиперспектрометров. В работах [7–10] представлено подробное описание компактного изображающего спектрометра (compact imaging spectrometer, COMIS), используемого в корейском микроспутнике STSAT3. Вес микроспутника составляет 150 кг при габаритах 85×82×100 см. Спутник, помимо спектрометра, также несёт многофункциональную систему инфракрасного наблюдения MIRIS (Multi-purpose InfraRed Imaging System), предназначенную для съёмки Галактики в ИК-диапазоне.

В качестве диспергирующего элемента в спектрометре может использоваться как призма, так и дифракционная решётка. Очевидным преимуществом дифракционной решётки по сравнению с призмой является компактность. Изображающие спектрометры, содержащие в качестве диспергирующего элемента дифракционную решётку, как правило, основаны на конфигурации Оффнера или конфигурации Дайсона [7–31].

В работе рассмотрено моделирование гиперспектрометра, основанного на схеме Оффнера, в рамках геометрической оптики и выполнено сравнение диспергирующих характеристик схемы с использованием призмы и дифракционной решётки.

1. Математический аппарат, используемый при моделировании работы гиперспектрометра в рамках геометрической оптики

Для того что бы сформировать гиперспектральный куб [2, 3], изображения, полученные с помощью гиперспектральной аппаратуры, необходимо подвергнуть процедурам обработки, фильтрации. Для этого необходимо знание аппаратных функций различного уровня, в частности функции рассеяния точки. В случае гиперспектральной аппаратуры точка на изображении преобразуется в линию, каждая точка которой содержит информацию о спектральной характеристике.

Для того чтобы рассчитать распределение интенсивности в области фокусировки, необходимо найти ход лучей в оптической системе. Гиперспектрометр состоит из телескопической части и гиперспектрального блока (рис. 1).

Схема спектрометра, основанного на схеме Оффнера, состоит из трёх зеркал, входной щели, плоско-

сти изображения (рис. 1). Входная щель расположена в плоскости, перпендикулярной к оси z , и проходит через центры кривизны всех трёх зеркал. Первое и третье зеркало имеют радиус кривизны R , второе зеркало имеет радиус кривизны $R/2$. Иногда конструктивно первое и третье зеркала выполнены в виде одного зеркала (рис. 1). Луч выходит из источника падает на первое зеркало, отражается и падает на решётку, расположенную на втором выпуклом сферическом зеркале. Далее, отражаясь от третьего зеркала, приходит в плоскость регистрации. Методы расчёта телескопической части описаны во многих работах, в частности [32]. Моделирование гиперспектрального блока является предметом настоящей работы.

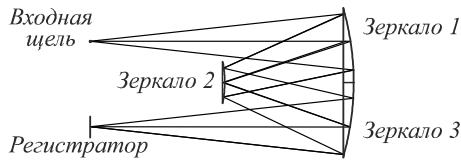


Рис. 1. Ход лучей в оптической системе

Пересечение луча с первой сферой

Рассмотрим отражение луча от сферической поверхности

$$x^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0. \tag{1}$$

Рассмотрим луч из точки с координатами $x_0, y_0, 0$ в точку u_1, v_1, Z , расположенную на поверхности первой сферы. Направляющий вектор имеет вид

$$\begin{aligned} \vec{s}_0 &= \frac{\vec{S}_0}{S_0} = \frac{(u_1 - x_0)\vec{i} + (v_1 - y_0)\vec{j} + Z(u_1, v_1)\vec{k}}{\sqrt{(u_1 - x_0)^2 + (v_1 - y_0)^2 + Z^2(u_1, v_1)}} = \\ &= \frac{\vec{r}_1 - \vec{r}_0}{|\vec{r}_0 - \vec{r}_1|}, \end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned} \vec{r}_0(u_1, v_1) &= u_1\vec{i} + v_1\vec{j} \\ \vec{r}_1(u_1, v_1) &= \vec{N}(u_1, v_1) = u_1\vec{i} + v_1\vec{j} - Z_1(u_1, v_1)\vec{k}, \end{aligned} \tag{3}$$

$$S_0(u_1, v_1) = \sqrt{(u_1 - x_0)^2 + (v_1 - y_0)^2 + Z^2(u_1, v_1)}. \tag{4}$$

Вектор нормали имеет вид

$$\vec{N}(u_1, v_1) = \vec{r}_1(u_1, v_1) = u_1\vec{i} + v_1\vec{j} - Z_1(u_1, v_1)\vec{k}. \tag{5}$$

Нормированный вектор имеет вид

$$\vec{n}_1(u_1, v_1) = \frac{\vec{N}(u_1, v_1)}{N(u_1, v_1)}, \tag{6}$$

$$r_1(u_1, v_1) = N(u_1, v_1) = \sqrt{u_1^2 + v_1^2 + Z^2(u_1, v_1)}. \tag{7}$$

Закон отражения в векторной форме имеет вид

$$[\vec{n}_1 \times \vec{s}_0] = [\vec{n}_1 \times \vec{s}_1], \tag{8}$$

$$\vec{n}_1 \times [\vec{n}_1 \times \vec{s}_0] = \vec{n}_1 \times [\vec{n}_1 \times \vec{s}_1], \tag{9}$$

$$\vec{n}(\vec{n}, \vec{s}_0) - \vec{s}_0 = \vec{n}(\vec{n}, \vec{s}_1) - \vec{s}_1. \tag{10}$$

Вектор отражённого луча имеет вид

$$\begin{aligned} \vec{s}_1(u, v) &= \vec{s}_0(u_1, v_1) - \\ &- 2\vec{n}_1(u_1, v_1)[\vec{n}_1(u_1, v_1), \vec{s}_0(u_1, v_1)]. \end{aligned} \tag{11}$$

Подставляя выражения для направляющего вектора падающего пучка и вектора нормали, получим

$$\vec{s}_1(u_1, v_1) = \frac{\vec{r}_0 - \vec{r}_1}{|\vec{r}_0 - \vec{r}_1|} - 2\frac{\vec{r}_1}{r_1} \left(\frac{\vec{r}_1}{r_1}, \frac{\vec{r}_0 - \vec{r}_1}{|\vec{r}_0 - \vec{r}_1|} \right). \tag{12}$$

В этом случае лучевое преобразование имеет вид

$$\vec{r}(u_1, v_1, l) = \vec{r}_1(u_1, v_1) + \vec{s}_1(u_1, v_1)l. \tag{13}$$

Пересечение луча со второй сферой

После отражения от первой сферы луч пересекает вторую сферу и отражается от неё. Обозначим уравнение второй поверхности

$$F_2(\vec{r}) = 0. \tag{14}$$

Для сферы с радиусом $R/2$ уравнение приобретает вид

$$F_2(\vec{r}) = (\vec{r}, \vec{r}) - \frac{R^2}{4} = 0. \tag{15}$$

Точка пересечения луча находится из условия

$$F_2(\vec{r}(u_1, v_1, l)) = 0, \tag{16}$$

$$(\vec{r}_1(u_1, v_1) + \vec{s}_1(u_1, v_1)l_1)^2 - \frac{R^2}{4} = 0. \tag{17}$$

Это уравнение сводится к квадратному

$$l_1^2 + 2(\vec{r}_1(u_1, v_1), \vec{s}_1(u_1, v_1))l_1 + r_1^2(u_1, v_1) - \frac{R^2}{4} = 0. \tag{18}$$

Решая квадратное уравнение относительно l_1 , получаем точку пересечения со второй сферой

$$\vec{r}_2 = \vec{r}_1(u_1, v_1) + \vec{s}_1(u_1, v_1)l_1. \tag{19}$$

Координаты (u_2, v_2) точки пересечения со второй сферой имеют вид

$$(u_2, v_2) = \vec{r}_{2\perp} = \vec{r}_{1\perp}(u_1, v_1) + \vec{s}_{1\perp}(u_1, v_1)l_1.$$

После отражения от второй сферы вектор направляющего луча имеет вид

$$\begin{aligned} \vec{s}_2(u_2, v_2) &= \vec{s}_1(u_1, v_1) - \\ &- 2\vec{n}_2(u_2, v_2)[\vec{n}_2(u_2, v_2), \vec{s}_1(u_1, v_1)], \end{aligned} \tag{20}$$

$\vec{n}_2(u_2, v_2)$ – нормаль ко второй сфере в точке пересечения луча, отражённого от первой поверхности в точке (u_2, v_2) , со второй сферой. При наличии на второй сфере дифракционной решётки имеется несколько отражённых лучей. Дифракционная решётка представляет собой частный случай дифракционного оптического элемента (ДОЭ) на криволинейной поверхности. В разделе 2 изложена общая теория дифракции света на ДОЭ на криволинейной поверхности.

Пересечение луча с третьей сферой

После отражения от второй сферы луч пересекает третью сферу и отражается от неё. Уравнение луча, отражённого от второй сферы, имеет вид

$$\vec{r}_2 = \vec{r}_1(u_1, v_1) + \vec{s}_1(u_1, v_1)l_1 + \vec{s}_2(u_2, v_2)l_2. \quad (21)$$

Пересечение с третьей сферой с радиусом R определяется решением уравнения

$$(\vec{r}_1(u_1, v_1) + \vec{s}_1(u_1, v_1)l_1 + \vec{s}_2(u_2, v_2)l_2)^2 - R^2 = 0. \quad (22)$$

Решая квадратное уравнение относительно l_2 , получаем точку пересечения с третьей сферой с радиусом R . Координаты (u_3, v_3) точки пересечения с третьей сферой находятся по формуле

$$\begin{aligned} (u_3, v_3) = \vec{r}_{3\perp} = \vec{r}_{1\perp}(u_1, v_1) + \\ + \vec{s}_{1\perp}(u_1, v_1)l_1 + \vec{s}_{2\perp}(u_2, v_2)l_2. \end{aligned} \quad (23)$$

Вектор луча, отражённого от третьей сферы, имеет вид

$$\begin{aligned} \vec{s}_3(u_3, v_3) = \vec{s}_2(u_2, v_2) - \\ - 2\vec{n}_3(u_3, v_3)(\vec{n}_3(u_3, v_3), \vec{s}_2(u_2, v_2)), \end{aligned} \quad (24)$$

$\vec{n}_3(u_3, v_3)$ – нормаль к третьей сфере с радиусом R в точке пересечения луча, отражённого от второй поверхности в точке (u_3, v_3) , с третьей сферой.

Пересечение луча с выходной плоскостью

После отражения от третьей сферы луч пересекает выходную плоскость. Уравнение луча, отражённого от третьей сферы, имеет вид

$$\begin{aligned} \vec{r} = \vec{r}_1(u_1, v_1) + \vec{s}_1(u_1, v_1)l_1 + \\ + \vec{s}_2(u_2, v_2)l_2 + \vec{s}_3(u_3, v_3)l_3. \end{aligned} \quad (25)$$

Пересечение с выходной плоскостью определяется уравнением

$$\begin{aligned} (\vec{r}_1(u_1, v_1) + \vec{s}_1(u_1, v_1)l_1 + \\ + \vec{s}_2(u_2, v_2)l_2 + \vec{s}_3(u_3, v_3)l_3, \vec{m}) = 0. \end{aligned} \quad (26)$$

Решая уравнение относительно l_3 , получаем точку пересечения с выходной плоскостью

$$\begin{aligned} \vec{r}_{out} = \vec{r}_1(u_1, v_1) + \vec{s}_1(u_1, v_1)l_1 + \\ + \vec{s}_2(u_2, v_2)l_2 + \vec{s}_3(u_3, v_3)l_3. \end{aligned} \quad (27)$$

Так как (u_2, v_2) и (u_3, v_3) зависят от координат точки пересечения луча с первой сферой, то координаты точки пересечения с выходной плоскостью зависят только от них

$$\vec{r}_{out} = \vec{r}_{out}(u_1, v_1). \quad (28)$$

Вычисление освещённости в рамках геометро-оптического подхода

В данном пункте настоящей работы рассмотрим вычисление поля от оптического элемента, располо-

женного на криволинейной поверхности в плоскости (\tilde{x}, \tilde{y}) , отстоящей от начала координат на расстояние \tilde{z} .

Закон сохранения энергии имеет вид

$$\begin{aligned} I(u_1, v_1) \cdot |\vec{r}_u \times \vec{r}_v| \cdot (\vec{s}_0(u_1, v_1), \vec{n}(u_1, v_1)) du_1 dv_1 = \\ = I(x, y) dx dy, \end{aligned} \quad (29)$$

$$(x, y) = (\vec{r}_{out})_{\perp}(u_1, v_1), \quad (30)$$

где l – расстояние от точки выхода луча до точки прихода луча, \vec{S}_2 – направление выходящего с поверхности луча.

$T(u_1, v_1)$ – коэффициент прохождения для луча, у которого точка пересечения с первой сферой имеет координаты (u_1, v_1) . Далее, используя свойство дельта-функции Дирака, можно записать выражение для освещённости в плоскости в виде

$$\begin{aligned} I(r_{\perp}) = \int \delta(r_{\perp} - (\vec{r}_{out})_{\perp}(u_1, v_1)) I_0(u_1, v_1) \times \\ \times T(u_1, v_1) |\vec{r}_u \times \vec{r}_v| (\vec{S}_2(u_1, v_1), \vec{N}) du_1 dv_1. \end{aligned} \quad (31)$$

На практике при вычислении выражения (31) дельта-функция Дирака заменяется следующей аппроксимацией:

$$\delta(x, y) = a \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\sigma^2}\right). \quad (32)$$

2. Асимптотические методы расчёта когерентного поля от ДОО на криволинейной поверхности в рамках скалярной теории

Рассмотрим дифракцию на ДОО на криволинейной поверхности, который обладает зонной структурой. Рассмотрим криволинейную поверхность, на которую нанесён дифракционный микрорельеф. Пусть поверхность описывается параметрическими уравнениями

$$\begin{cases} x = x(u, v), \\ y = y(u, v), \\ z = z(u, v). \end{cases} \quad (33)$$

Введём в окрестности поверхности криволинейные координаты

$$x = X_2(u, v) = x(u, v) + N_x t, \quad (34)$$

$$y = Y_2(u, v) = y(u, v) + N_y t, \quad (35)$$

$$z = Z_2(u, v) = z(u, v) + N_z t. \quad (36)$$

Пусть диэлектрическая проницаемость в окрестности поверхности задаётся в виде

$$\epsilon(u, v, t) = \sum_n g_n(t) \exp(ikn\phi(u, v)), k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (37)$$

где λ – длина волны. Физический смысл функции $\phi(u, v)$ в ряде случаев совпадает с функцией эйконала дифракционного оптического элемента.

Расчёт локального периода ДОЭ на криволинейной поверхности

Пусть поверхность и функция эйконала на поверхности описывается параметрическими уравнениями

$$\begin{cases} \bar{r} = \bar{r}(u, v), \\ \Phi = \Phi(u, v). \end{cases} \quad (38)$$

Рассмотрим кривую на поверхности, описываемую уравнением

$$\bar{r}(t) = \bar{r}(u(t), v(t)). \quad (39)$$

Найдём на поверхности направление, вдоль которого функция не изменяется. Это направление находится из условия, которое в векторной форме можно написать в виде

$$\begin{cases} \frac{d\bar{r}}{dt} = \bar{r}_u(u, v) \frac{du}{dt} + \bar{r}_v(u, v) \frac{dv}{dt}, \\ \Phi_u(u, v) \frac{du}{dt} + \Phi_v(u, v) \frac{dv}{dt} = 0. \end{cases} \quad (40)$$

Выражаем dv/dt из второго уравнения и, подставляя в первое, получаем выражение для направления касательного вектора вдоль кривой

$$\bar{r}(t) = \bar{r}(u(t), v(t)), \quad (41)$$

$$\frac{d\bar{r}}{dt} = \left[(\Phi_v(u, v))^{-1} \frac{du}{dt} \right] \bar{B}_3, \quad (42)$$

где вектор $\bar{B}_3 = \Phi_u(u, v)\bar{r}_u(u, v) - \Phi_v(u, v)\bar{r}_v(u, v)$. (43)

Вектор \bar{B}_3 имеет то же самое направление, что и касательный вектор к данной кривой.

Обозначим единичный вектор вдоль этого направления \bar{b}_3

$$\bar{b}_3(u, v) = \frac{\bar{B}_3(u, v)}{B_3(u, v)}. \quad (44)$$

Найдём направление, вдоль которого функция изменяется наиболее быстро. Это направление перпендикулярно вектору \bar{b}_3 и вектору нормали к поверхности \bar{N} :

$$\begin{aligned} \bar{b}_1 &= \frac{\bar{B}_1}{B_1}, \\ \bar{B}_1(u, v) &= [\bar{B}_3(u, v) \times \bar{N}(u, v)], \end{aligned} \quad (45)$$

$$\bar{N}(u, v) = [\bar{r}_u(u, v) \times \bar{r}_v(u, v)].$$

Используя формулу векторной алгебры $[a \times [b \times c]] = b(ac) - c(ab)$,

получим выражение

$$\begin{aligned} \bar{B}_1(u, v) &= (\Phi_u(\bar{r}_v, \bar{r}_v) - \Phi_v(\bar{r}_u, \bar{r}_u))\bar{r}_u + \\ &+ (\Phi_v(\bar{r}_u, \bar{r}_u) - \Phi_u(\bar{r}_v, \bar{r}_v))\bar{r}_v. \end{aligned} \quad (46)$$

Найдём теперь, как должны изменяться приращения du, dv при изменении положения точки на поверхности вдоль вектора \bar{b}_1 на расстояние dl :

$$\bar{r}_u(u, v) du + \bar{r}_v(u, v) dv = \frac{\bar{B}_1}{B_1} dl. \quad (47)$$

Умножая векторное уравнение скалярно по очереди на $\bar{r}_u(u, v), \bar{r}_v(u, v)$, получаем систему линейных уравнений

$$\begin{aligned} (\bar{r}_u(u, v)\bar{r}_u(u, v)) du + (\bar{r}_v(u, v)\bar{r}_u(u, v)) dv &= \\ = \frac{(\bar{B}_1\bar{r}_u(u, v))}{B_1} dl, \end{aligned} \quad (48)$$

$$\begin{aligned} (\bar{r}_u(u, v)\bar{r}_v(u, v)) du + (\bar{r}_v(u, v)\bar{r}_v(u, v)) dv &= \\ = \frac{(\bar{B}_1\bar{r}_v(u, v))}{B_1} dl. \end{aligned} \quad (49)$$

где $(\bar{B}_1\bar{r}_u) = \Phi_u(u, v)D$, (50)

$$(\bar{B}_1\bar{r}_v) = \Phi_v(u, v)D, \quad (51)$$

$$\begin{aligned} D = N^2 = (\bar{r}_u(u, v), \bar{r}_u(u, v))(\bar{r}_v(u, v), \bar{r}_v(u, v)) - \\ - (\bar{r}_v(u, v), \bar{r}_u(u, v))^2. \end{aligned} \quad (52)$$

Решая систему линейных уравнений, получаем

$$\begin{aligned} du = \left(\frac{\Phi_u(u, v)(\bar{r}_v(u, v), \bar{r}_v(u, v))}{B_1} - \right. \\ \left. - \frac{\Phi_v(u, v)(\bar{r}_u(u, v), \bar{r}_u(u, v))}{B_1} t \right) dl, \end{aligned} \quad (53)$$

$$\begin{aligned} dv = \left(\frac{\Phi_v(u, v)(\bar{r}_u(u, v), \bar{r}_u(u, v))}{B_1} - \right. \\ \left. - \frac{\Phi_u(u, v)(\bar{r}_v(u, v), \bar{r}_v(u, v))}{B_1} t \right) dl. \end{aligned} \quad (54)$$

Подставляя выражения для du, dv в выражение для изменения функции $\Phi(u, v)$ на 2π

$$\Phi_u(u, v) du + \Phi_v(u, v) dv = \frac{2\pi}{k}, \quad (55)$$

где k – волновое число, получим выражение для локального периода дифракционной решётки

$$dl = \frac{2\pi N}{kB_3}. \quad (56)$$

В дальнейшем локальный период будем обозначать через d .

Расчёт направления отражённых и преломлённых лучей при дифракции на ДОЭ на криволинейной поверхности

Найдём теперь изменение направления луча, преломлённого на криволинейной поверхности, на которую нанесён дифракционный микрорельеф. Пусть поверхность является поверхностью раздела двух сред с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1, ϵ_2 . Пусть луч падает со стороны поверхности с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 . Его направление описывается вектором \vec{S}_1 . Отражённые лучи имеют направление $\vec{S}_1^{(n)}$. Лучи, преломлённые на поверхности, имеют направления $\vec{S}_2^{(n)}$.

Направления преломлённых лучей удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\begin{cases} \left(\vec{S}_2^{(n)}, \vec{b}_1 \right) = \left(\vec{S}_2, \vec{b}_1 \right) + (2\pi n) / (kd\sqrt{\epsilon_2}), \\ \left(\vec{S}_2^{(n)}, \vec{b}_3 \right) = \left(\vec{S}_2, \vec{b}_3 \right), \\ \left(\vec{S}_2^{(n)}, \vec{S}_2^{(n)} \right) = 1. \end{cases} \quad (57)$$

Направления вектора $\vec{S}_2 = \vec{S}_2^{(0)}$ и связаны с вектором падающего луча \vec{S}_1 законом преломления.

Направления отражённых лучей удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\begin{cases} \left(\vec{S}_1^{(n)}, \vec{b}_1 \right) = \left(\vec{S}_1, \vec{b}_1 \right) + (2\pi n) / (kd\sqrt{\epsilon_1}), \\ \left(\vec{S}_1^{(n)}, \vec{b}_3 \right) = \left(\vec{S}_1, \vec{b}_3 \right), \\ \left(\vec{S}_1^{(n)}, \vec{S}_1^{(n)} \right) = 1. \end{cases} \quad (58)$$

Здесь n – номер луча. \vec{S}_1 связан с направлением падающего луча законом отражения. Для нахождения направления лучей, отражённых и прошедших через границу двух сред, на которой находится ДОЭ, необходимо знать направление падающего луча.

Пусть эйконал $\varphi^0(u, v)$ в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ задан на поверхности, описываемой параметрическими уравнениями

$$\begin{cases} \vec{r} = \vec{r}(u, v), \\ \varphi = \varphi^0(u, v). \end{cases} \quad (59)$$

Найдём направление лучей, формируемых волновым фронтом с эйконалом $\varphi^0(u, v)$. Направление распространения луча можно найти из решения системы уравнений

$$\begin{cases} (1/\sqrt{\epsilon})\varphi_u^0(u, v) = \left(\vec{S}, \vec{r}_u \right) = S^x x_u + S^y y_u + S^z z_u, \\ 1/\sqrt{\epsilon}\varphi_v^0(u, v) = \left(\vec{S}, \vec{r}_v \right) = S^x x_v + S^y y_v + S^z z_v, \\ \left(\vec{S}, \vec{S} \right) = 1. \end{cases} \quad (60)$$

Найдём разложение направляющего вектора луча по касательным и нормальным векторам к поверхности, на которой задан эйконал падающего поля

$$\vec{S} = p\vec{r}_u + q\vec{r}_v + t\vec{n}, \quad (61)$$

$$\begin{cases} p = \frac{1}{D\sqrt{\epsilon_2}} \left(\varphi_u^0(\vec{r}_v, \vec{r}_v) - \varphi_v^0(\vec{r}_u, \vec{r}_v) \right) = \\ = \frac{1}{D\sqrt{\epsilon_2}} \left(\varphi_u^0 r_v - \varphi_v^0 r_u \right) r_v^-, \\ q = \frac{1}{D\sqrt{\epsilon_2}} \left(-\varphi_u^0(\vec{r}_u, \vec{r}_v) + \varphi_v^0(\vec{r}_u, \vec{r}_u) \right) = \\ = \frac{-1}{D\sqrt{\epsilon}} \left(\varphi_u^0 r_v - \varphi_v^0 r_u \right) r_u^-, \\ \left(\vec{S}, \vec{S} \right) = 1, \end{cases}$$

где

$$\begin{aligned} D(u, v) &= N^2 = \\ &= \left(\vec{r}_u(u, v), \vec{r}_u(u, v) \right) \left(\vec{r}_v(u, v), \vec{r}_v(u, v) \right) - \\ &- \left(\vec{r}_v(u, v), \vec{r}_u(u, v) \right)^2. \end{aligned} \quad (62)$$

Из полученных выражений видно, что проекция направляющего вектора луча на касательную плоскость к поверхности, на которой задан эйконал, имеет вид

$$\vec{S}_\perp = \vec{B}_1^0 / (D\sqrt{\epsilon_2}), \quad (63)$$

$$\vec{B}_1^0 = \left(\varphi_u^0(\vec{r}_v, \vec{r}_v) - \varphi_v^0(\vec{r}_u, \vec{r}_v) \right) \vec{r}_u^- + \left(\varphi_v^0(\vec{r}_u, \vec{r}_u) - \varphi_u^0(\vec{r}_u, \vec{r}_v) \right) \vec{r}_v^- \quad (64)$$

Закон преломления луча на дифракционном оптическом элементе имеет вид

$$\begin{aligned} \vec{S}_\perp^n &= \vec{S}_\perp + \frac{2\pi n}{kd\sqrt{\epsilon_2}} \vec{b}_1 = \\ &= \vec{S}_\perp + \frac{2\pi n \vec{B}_1}{kd\sqrt{\epsilon_2} B_1} = \vec{S}_\perp + \frac{B_1}{\sqrt{\epsilon_2} D}. \end{aligned} \quad (65)$$

Таким образом, получено выражение для направления преломлённого луча на дифракционном элементе, расположенном на криволинейной поверхности, которое в дальнейшем будет использовано для расчёта интенсивности в рамках геометрико-оптического подхода.

Вычисление освещённости в рамках геометрико-оптического подхода

В данном пункте настоящей статьи рассмотрим вычисление поля в плоскости (\tilde{x}, \tilde{y}) , отстоящей от начала координат на расстояние \tilde{z} от оптического элемента, расположенного на криволинейной поверхности

$$\begin{aligned} I(u, v) \cdot \left[\vec{r}_u \times \vec{r}_v \right] \cdot \left(\vec{S}_2(u, v), \vec{N}(u, v) \right) du dv = \\ = I(\tilde{x}, \tilde{y}) d\tilde{x} d\tilde{y}, \end{aligned} \quad (66)$$

$$\begin{cases} \tilde{x} = x(u, v) + S_2^x \frac{(\tilde{z} - z(u, v))}{S_2^z}, \\ \tilde{y} = y(u, v) + S_2^y \frac{(\tilde{z} - z(u, v))}{S_2^z}, \end{cases} \quad (67)$$

где l – расстояние от точки выхода луча до точки прихода луча, \vec{S}_2 – направление выходящего с поверхности луча.

Закон сохранения энергии имеет вид

$$I(x, y) = \int \delta(x - \tilde{x}(u, v), y - \tilde{y}(u, v)) \times I_0(u, v) T(u, v) |\vec{r}_u \times \vec{r}_v| (\vec{S}_2(u, v) \cdot \vec{N}) du dv. \quad (68)$$

$$\begin{cases} \tilde{x} = x(u, v) + S_2^x \frac{(\tilde{z} - z(u, v))}{S_2^z}, \\ \tilde{y} = y(u, v) + S_2^y \frac{(\tilde{z} - z(u, v))}{S_2^z}, \end{cases}$$

где v – коэффициент пропускания на поверхности.

Расчёт локального периода для ДОО на сферической поверхности

В данном разделе рассмотрим расчёт локального периода для ДОО, расположенного на сферической поверхности. Частным случаем ДОО является дифракционная решётка на сферическом зеркале, которая используется в гиперспектрометре, основанном на схеме Оффнера. Решётка не имеет радиальной симметрии. В этом случае параметрическое уравнение поверхности и фазовая функция дифракционной решётки имеют следующий вид:

$$\begin{cases} x = u, \\ y = v, \\ z = \sqrt{R^2 - u^2 - v^2}, \\ \varphi = \varphi(u). \end{cases} \quad (69)$$

Следует отметить, что параметры u, v представляют собой декартовы координаты точки на сфере. Вектора $\vec{r}_u(u, v), \vec{r}_v(u, v)$ имеют вид

$$\vec{r}_u(u, v) = \left(1, 0, -\frac{u}{z(u, v)} \right), \quad (70)$$

$$\vec{r}_v(u, v) = \left(0, 1, -\frac{v}{z(u, v)} \right).$$

Вектор нормали к сфере с радиусом R при данной параметризации поверхности имеет вид

$$\vec{N}(u, v) = [\vec{r}_u(u, v) \times \vec{r}_v(u, v)] = \left(\frac{u}{z(u, v)}, \frac{v}{z(u, v)}, 1 \right).$$

Вектор $\vec{b}_3 = \frac{\vec{B}_3}{B_3}$, где \vec{B}_3 имеет вид

$$\vec{B}_3(u, v) = -\varphi_u(u, v) \vec{r}_u(u, v). \quad (71)$$

Найдём направление наиболее быстрого возрастания функции. Это направление перпендикулярно вектору \vec{b}_3 и вектору нормали к поверхности \vec{N} .

$$\vec{b}_1(u, v) = \frac{\vec{B}_1(u, v)}{B_1(u, v)},$$

$$\vec{B}_1(u, v) = [\vec{B}_3(u, v) \times \vec{N}(u, v)],$$

$$\vec{B}_1(u, v) = \varphi_u(\vec{r}_v, \vec{r}_v) \vec{r}_u - \varphi_u(\vec{r}_u, \vec{r}_v) \vec{r}_v. \quad (72)$$

$$B_1(u, v) = N(u, v) B_3(u, v),$$

$$\vec{B}_1(u, v) = \varphi_u(\vec{r}_v, \vec{r}_v) \vec{r}_u - \varphi_u(\vec{r}_u, \vec{r}_v) \vec{r}_v.$$

Выражение для локального периода имеет вид

$$d = \frac{2\pi N(u, v)}{k B_3(u, v)}. \quad (73)$$

Формулы, полученные в предыдущих разделах, позволяют вычислить направление лучей, отражённых от выпуклого зеркала в схеме Оффнера. Расчёты лучей, отражённых от первого и третьего зеркал, остаются неизменными. Вид формулы для интенсивности лучей, пришедших в точку, также остаётся без изменений.

Приведённый метод имеет существенный недостаток, заключающийся в том, что в рамках геометрической оптики мы не можем вычислить интенсивность луча, отражённого от дифракционной решётки. Коэффициент отражения может быть вычислен только в рамках волновой теории, а в некоторых случаях – только в рамках векторной электромагнитной теории [33].

Расчёт формирования изображения в схеме Оффнера с призмой с использованием программного продукта Zemax

В работе [7] была рассмотрена схема Оффнера с призмами, приведённая на рис. 2. В левой части схемы располагается телескопический блок с фокусным расстоянием 300 мм, в правой части располагается блок с диспергирующими элементами в виде двух призм P_1 и P_2 из кварцевого стекла. Также в правой части имеются три сферических зеркала M_1, M_2 и M_3 с радиусами – 161,3 мм; –74,9 мм и –153,5 мм соответственно. Изображение регистрируется в плоскости детектора D.

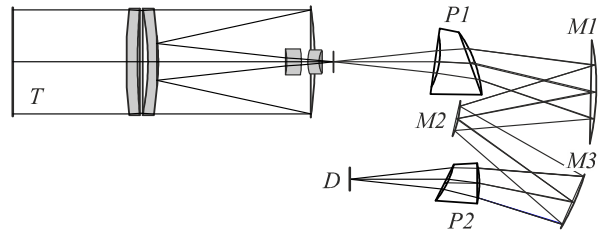


Рис. 2. Схема Оффнера с призмами

На рис. 3 и 4 приведены результаты моделирования такой схемы с использованием программного продукта Zemax [34].

Разброс спектральных порядков в плоскости регистрации диаметром 16 мм для различных длин волн приведён на рис. 3. Рассмотрен видимый диапазон длин волн (от 0,4 мкм до 1 мкм) и инфракрасный диапазон длин волн (от 1,6 мкм до 2,6 мкм).

На рис. 4 набор длин волн совпадает с набором, приведённым на рис. 3.

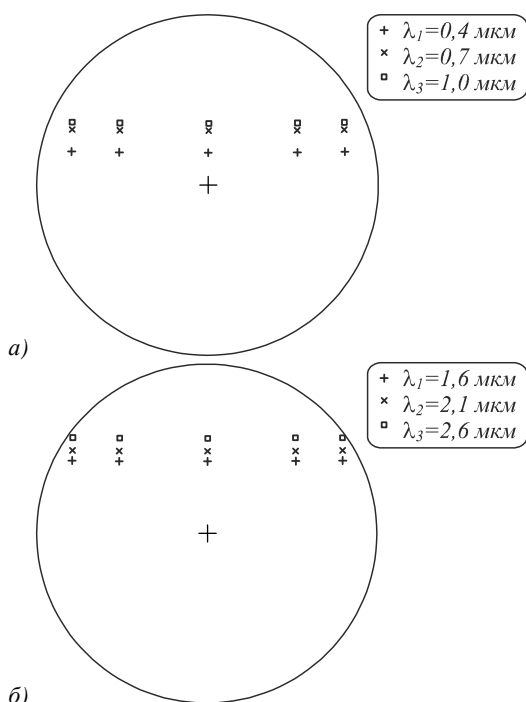


Рис. 3. Разброс спектральных порядков в плоскости регистрации для различных длин волн λ_i : для видимого диапазона (а); для инфракрасного диапазона (б)

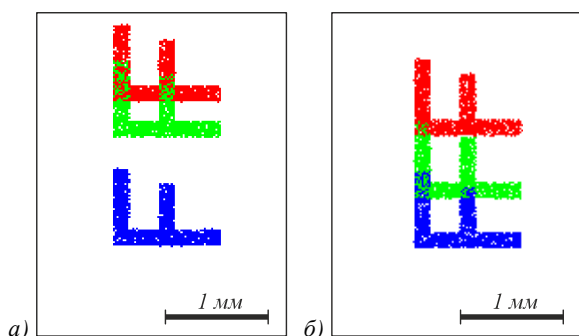


Рис. 4. Формирование диспергированного изображения буквы F: для видимого диапазона (а); для инфракрасного диапазона (б)

Как видно из приведённых результатов, разброс спектральных порядков при использовании различных диапазонов длин волн существенно отличается. Для видимого диапазона наблюдается неравномерный разброс.

Формирование диспергированного изображения буквы F для различных диапазонов длин волн показано на рис. 4. Неравномерность разброса для видимого диапазона хорошо наблюдается и в этом случае.

Расчёт формирования изображения в схеме Оффнера с дифракционной решёткой

Схема Оффнера с дифракционной решёткой [7, 8], нанесённой на поверхность зеркала, приведена на рис. 5. В левой части схемы располагается телескопический блок с фокусным расстоянием 300 мм, в правой части располагается блок с двумя сферическими зеркалами M_1 и M_2 , имеющими радиусы $-159,6$ мм и $-80,6$ мм соответственно, и диспергирующим элементом в виде дифракционной решётки, нанесённой на зеркало M_2 . Изображение регистрируется в плоскости детектора D.

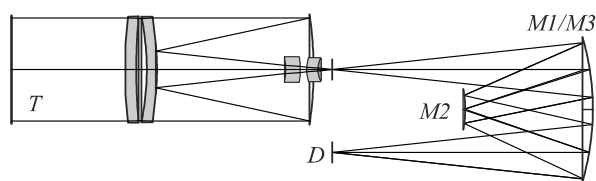


Рис. 5. Схема Оффнера с дифракционной решёткой

На рис. 6 и 7 приведены результаты моделирования такой схемы с использованием программного продукта Zemax.

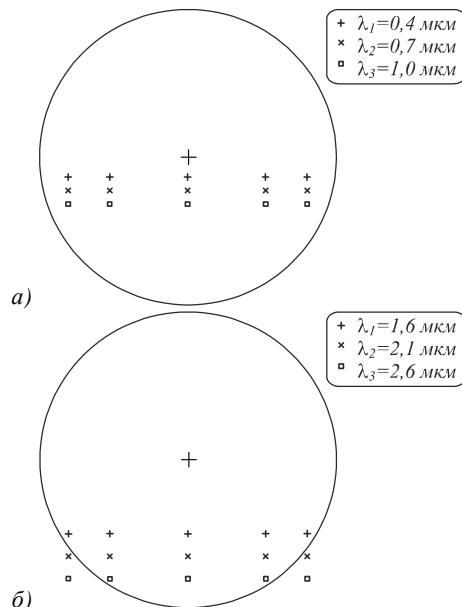


Рис. 6. Разброс спектральных порядков в плоскости регистрации для различных длин волн λ_i при использовании дифракционной решётки: для видимого диапазона (а); для инфракрасного диапазона (б)

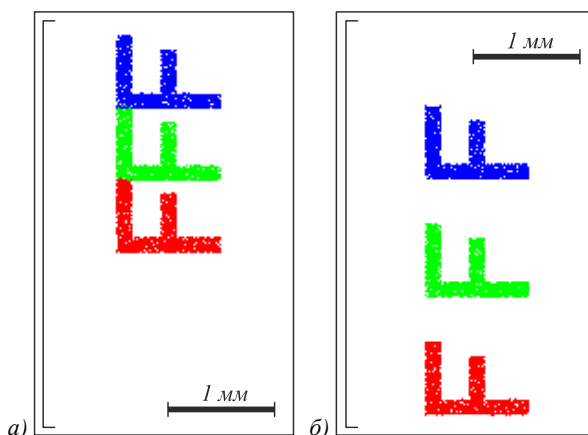


Рис. 7. Формирование диспергированного изображения буквы "F" при использовании дифракционной решётки: для видимого диапазона (а); для инфракрасного диапазона (б)

Как видно из приведённых результатов, разброс спектральных порядков является равномерным для различных диапазонов длин волн. Это также является преимуществом (не считая облегчения веса) по сравнению с призмами, так как в этом случае облегчается обработка полученных изображений. Следует отметить, что разброс в инфракрасном диапазоне увеличивается. Эти факторы приводят к улучшению спектрального разрешения.

Формирование диспергированного изображения буквы "F" для различных диапазонов длин волн показано на рис. 7. Набор длин волн совпадает с набором, приведённым на рис. 6. Хорошо видна линейная зависимость разброса для различных диапазонов длин волн (видимого и инфракрасного) и увеличение разброса в инфракрасном диапазоне.

Заключение

В работе рассмотрен геометрооптический подход для моделирования гиперспектрометра, основанного на схеме Оффнера с призмами или дифракционной решёткой.

Показано, что использование дифракционной решётки вместо призмы не только облегчает общий вес оптической системы, но и приводит к более равномерному разбросу спектральных компонент диспергированного изображения.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ и грантов РФФИ №№13-07-12181 и 14-07-97008.

Литература

1. **Фурсов, В.А.** Тематическая классификация гиперспектральных изображений по показателю сопряжённости / В.А. Фурсов, С.А. Бибииков, 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. Глузов // 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. – V. 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. **Геликонов, Г.В.** Дисперсионный оптический элемент для получения линейного оптического спектра / Г.В. Геликонов, В.М. Геликонов, П.А. Шилигин // Патент РФ на изобретение № 2398193 С2 от 27.08.2010. Бюлл. № 24.
7. **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. – V. 12, Issue 4. – P. 262-268.
8. **Lee, J.H.** Optomechanical Design of a Compact Imaging Spectrometer for a Microsatellite STSAT3 / Jun Ho Lee, Chi Weon Lee, Yong Min Kim, Jae Wook Kim // Journal of the Optical Society of Korea. – 2009. – V. 13, Issue 2. – P. 193-200.
9. **Lee, J.H.** A very compact imaging spectrometer for the micro-satellite STSAT3 / Jun Ho Lee, Kyung In Kang, Jong Ho Park // International Journal of Remote Sensing. – 2011. – V. 32, Issue 14. – P. 3935-3946.
10. **Lee, J.H.** Flight Model Development of a Compact Imaging Spectrometer for a Microsatellite STSAT3 / Jun Ho Lee, Tae Seong Jang, Kyung In Kang, and Seung-Wu Rhee // Proc. of the conference "Optical Remote Sensing of the Environment", Tucson, AZ, June 7, 2010.
11. **Lobb, D.R.** Imaging spectrometer // Patent No. US 6288781 B1. Date of Publication 11.09.2001.
12. **Mouroulis, P.** Optical design of a compact imaging spectrometer for planetary mineralogy / P. Mouroulis, R.G. Sellar, D.W. Wilson // Optical Engineering. – 2007. – V. 46, Issue 6 – P. 063001-1-9.
13. **Mouroulis, P.** Convex grating types for concentric imaging spectrometers / P. Mouroulis, D.W. Wilson, P.D. Maker, R.E. Muller // Applied Optics. – 1998. – V. 37, Issue 31. – P. 7200-7208.
14. **Lobb, D.R.** Imaging spectrometer // Patent No. EP 0961920 B1. Date of Publication 12.05.2004.
15. **Chrisp, M.P.** Convex diffraction grating imaging spectrometer // Patent No. US 5880834 A. Date of Publication 9.03.1999.
16. **Reininger, F.M.** Imaging spectrometer/camera having convex grating // Patent No. US 6100974 A. Date of Publication 8.08.2000.
17. **Nelson, N.R.** Hyperspectral scene generator and method of use // Patent No. US 7106435 B2. Date of Publication 12.09.2006.
18. **Oskotsky, M.** Airborne hyperspectral imaging system // Patent No. US 7944559 B2 / M. Oskotsky, M.J. Russo, Jr. Date of Publication 17.05.2011.
19. **Offner, A.** An :1.0 Camera for Astronomical Spectroscopy / A. Offner, W.B. Decker // Journal of the Optical Society of America. – 1951. – V. 41. – P. 169-169.
20. **Prieto-Blanco, X.** Off-plane anastigmatic imaging in Offner spectrometers / X. Prieto-Blanco, H. González-Núñez, R. de la Fuente // Journal of the Optical Society of America A. – 2011. – V. 28 – P. 2332-2339.
21. **González-Núñez, H.** Pupil aberrations in Offner spectrometers / H. González-Núñez, X. Prieto-Blanco, R. de la Fuente // Journal of the Optical Society of America A. – 2012. – V. 29 – P. 442-449.
22. **Prieto-Blanco, X.** The Offner imaging spectrometer in quadrature / X. Prieto-Blanco, C. Montero-Orille, H. González-Núñez, M.D. Mouriz, E.L. Lago, R. de la Fuente // Optics Express. – 2010. – V. 18 – P. 12756-12769.
23. **Prieto-Blanco, X.** Analytical design of an Offner imaging spectrometer / X. Prieto-Blanco, C. Montero-Orille, B. Couce, R. de la Fuente // Optics Express. – 2006. – V. 14 – P. 9156-9168.
24. **Johnson, W.R.** All-reflective snapshot hyperspectral imager for ultraviolet and infrared applications / W.R. Johnson, D.W. Wilson, G. Bearman // Optics Letters. – 2005. – V. 30 – P. 1464-1466.
25. **Лабусов, В.А.** Многоканальный спектрометр / В.А. Лабусов, И.А. Зарубин, М.С. Саушкин // Патент РФ на изобретение № 2375686 С2 от 10.12.2009. Бюлл. № 34.
26. **Tennant, W.E.** Graded order-sorting filter for hyperspectral imagers and methods of making the same // Patent No. US 7936528 B2. Date of Publication 3.05.2011.
27. **Norton, A.** Diffraction order sorting filter for optical metrology / A. Norton, H. Tuitje, F. Stanke // Patent No. US 8107073 B2. Date of Publication 31.01.2012.
28. **Buralli, D.A.** Optical performance of holographic kinoforms / D.A. Buralli, G.M. Morris, J.R. Rogers // Applied Optics. – 1989. – V. 28 – P. 976-983.
29. **Dammann, H.** Blazed synthetic phase only holograms / H. Dammann // Optik. – 1970. – V. 31 – P. 95-104.
30. **Mouroulis, P.** Optical design of a coastal ocean imaging spectrometer / P. Mouroulis, R.O. Green, D.W. Wilson // Optics Express. – 2008. – V. 16, Issue 12. – P. 9087-9096.
31. **Mouroulis, P.** Design of pushbroom imaging spectrometers for optimum recovery of spectroscopic and spatial informa-

tion / P. Mouroulis, R.O. Green, T.G. Chrien // Applied Optics. – 2000. – V. 39, Issue 13. – P. 2210-2220.

32. **Казанский, Н.Л.** Математическое моделирование оптических систем / Н.Л. Казанский. – Самара: СГАУ, 2005. – 240 с.

33. Дифракционная компьютерная оптика / Д.Л. Головашкин, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.В. Котляр, В.С. Павельев, Р.В. Скиданов, В.А. Сойфер, С.Н. Хонина. – Под ред. В.А. Сойфера. – М.: Физматлит, 2007. – 736 с.

34. <http://www.zemax.com/> [Электронный ресурс]. – Программа Zemax. Описание.

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. – V. 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. – V. 37(4). – P. 471-476.

3. **Gashnikov, M.V.** Hierarchical grid interpolation for hyperspectral image compression / M.V. Gashnikov, N.I. Glumov // Computer Optics. – 2014. – V. 38(1). – P. 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. – V. 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. **Gelikonov, G.V.** Dispersion optical element for obtaining linear optical Spectrum / G.V. Gelikonov, V.M. Gelikonov, P.A. Shiljagin // Patent No. RU 2398193 C2. Date of Publication 27.08.2010 Bull. 24. – (In Russian).

7. **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. – V. 12, Issue 4. – P. 262-268.

8. **Lee, J.H.** Optomechanical Design of a Compact Imaging Spectrometer for a Microsatellite STSAT3 / Jun Ho Lee, Chi Weon Lee, Yong Min Kim, Jae Wook Kim // Journal of the Optical Society of Korea. – 2009. – V. 13, Issue 2. – P. 193-200.

9. **Lee, J.H.** A very compact imaging spectrometer for the micro-satellite STSAT3 / Jun Ho Lee, Kyung In Kang, Jong Ho Park // International Journal of Remote Sensing. – 2011. – V. 32, Issue 14. – P. 3935-3946.

10. **Lee, J.H.** Flight Model Development of a Compact Imaging Spectrometer for a Microsatellite STSAT3 / Jun Ho Lee, Tae Seong Jang, Kyung In Kang, and Seung-Wu Rhee // Proc. of the conference “Optical Remote Sensing of the Environment”, Tucson, AZ, June 7, 2010.

11. **Lobb, D.R.** Imaging spectrometer // Patent No. US 6288781 B1. Date of Publication 11.09.2001.

12. **Mouroulis, P.** Optical design of a compact imaging spectrometer for planetary mineralogy / P. Mouroulis, R.G. Sellar, D.W. Wilson // Optical Engineering. – 2007. – V. 46, Issue 6 – P. 063001-1-9.

13. **Mouroulis, P.** Convex grating types for concentric imaging spectrometers / P. Mouroulis, D.W. Wilson, P.D. Maker, R.E. Muller // Applied Optics. – 1998. – V. 37, Issue 31. – P. 7200-7208.

14. **Lobb, D.R.** Imaging spectrometer // Patent No. EP 0961920 B1. Date of Publication 12.05.2004.

15. **Chrisp, M.P.** Convex diffraction grating imaging spectrometer // Patent No. US 5880834 A. Date of Publication 9.03.1999.

16. **Reininger, F.M.** Imaging spectrometer/camera having convex grating // Patent No. US 6100974 A. Date of Publication 8.08.2000.

17. **Nelson, N.R.** Hyperspectral scene generator and method of use // Patent No. US 7106435 B2. Date of Publication 12.09.2006.

18. **Oskotsky, M.** Airborne hyperspectral imaging system // Patent No. US 7944559 B2 / M. Oskotsky, M.J. Russo, Jr. Date of Publication 17.05.2011.

19. **Offner, A.** An :1.0 Camera for Astronomical Spectroscopy / A. Offner, W.B. Decker // Journal of the Optical Society of America. – 1951. – V. 41. – P. 169-169.

20. **Prieto-Blanco, X.** Off-plane anastigmatic imaging in Offner spectrometers / X. Prieto-Blanco, H. González-Núñez, R. de la Fuente // Journal of the Optical Society of America A. – 2011. – V. 28 – P. 2332-2339.

21. **González-Núñez, H.** Pupil aberrations in Offner spectrometers / H. González-Núñez, X. Prieto-Blanco, R. de la Fuente // Journal of the Optical Society of America A. – 2012. – V. 29 – P. 442-449.

22. **Prieto-Blanco, X.** The Offner imaging spectrometer in quadrature / X. Prieto-Blanco, C. Montero-Orille, H. González-Núñez, M.D. Mouriz, E.L. Lago, R. de la Fuente // Optics Express. – 2010. – V. 18 – P. 12756-12769.

23. **Prieto-Blanco, X.** Analytical design of an Offner imaging spectrometer / X. Prieto-Blanco, C. Montero-Orille, B. Couce, R. de la Fuente // Optics Express. – 2006. – V. 14 – P. 9156-9168.

24. **Johnson, W.R.** All-reflective snapshot hyperspectral imager for ultraviolet and infrared applications / W.R. Johnson, D.W. Wilson, G. Bearman // Optics Letters. – 2005. – V. 30 – P. 1464-1466.

25. **Labusov, V.A.** Multichannel Spectrometre / V.A. Labusov, I.A. Zarubin, M.S. Saushkin // Patent No. RU 2375686 C2. Date of Publication 10.12.2009 Bull. 34.

26. **Tennant, W.E.** Graded order-sorting filter for hyperspectral imagers and methods of making the same // Patent No. US 7936528 B2. Date of Publication 3.05.2011.

27. **Norton, A.** Diffraction order sorting filter for optical metrology / A. Norton, H. Tuitje, F. Stanke // Patent No. US 8107073 B2. Date of Publication 31.01.2012.

28. **Buralli, D.A.** Optical performance of holographic kino-forms / D.A. Buralli, G.M. Morris, J.R. Rogers // Applied Optics. – 1989. – V. 28 – P. 976-983.

29. **Dammann, H.** Blazed synthetic phase only holograms / H. Dammann // Optik. – 1970. – V. 31 – P. 95-104.

30. **Mouroulis, P.** Optical design of a coastal ocean imaging spectrometer / P. Mouroulis, R.O. Green, D.W. Wilson // Optics Express. – 2008. – V. 16, Issue 12. – P. 9087-9096.

31. **Mouroulis, P.** Design of pushbroom imaging spectrometers for optimum recovery of spectroscopic and spatial information / P. Mouroulis, R.O. Green, S.N. Chrien // Applied Optics. – 2000. – V. 39, Issue 13. – P. 2210-2220.

32. **Kazanskiy, N.L.** Mathematical modeling of optical systems / N.L. Kazanskiy. – Samara: Samara State Aerospace University, 2005. – 240 p.

33. Diffractive computers optics / D.L. Golovashkin, L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy, V.V. Kotlyar, V.S. Pavelyev, R.V. Skidanov, V.A. Soifer, S.N. Khonina. – Ed. by V.A. Soifer. – Moscow: “Fizmatlit” Publisher, 2007. – 736 p.

34. <http://www.zemax.com/> [Electronical Resource]. – Zemax. Description.

MODELING ACTION OF A HYPERSPECTROMETER BASED ON THE OFFNER SCHEME WITHIN GEOMETRIC OPTICS

N.L. Kazanskiy, S.I. Kharitonov, A.V. Karsakov, S.N. Khonina
Image Processing Systems Institute, Russian Academy of Sciences,
Samara State Aerospace University

Abstract

We considered comparative modeling action of a hyperspectrometer based on the Offner scheme including prisms or a diffraction grating within the geometrical optics. It is shown that the use of a diffraction grating instead of a prism results in a more uniform spread of the spectral components of the dispersed image.

Key words: hyperspectrometer, Offner scheme, dispersing element, spectral components of an image.

Сведения об авторах

Сведения об авторе Казанский Николай Львович см. стр. 187 этого номера.

Сведения об авторе Харитонов Сергей Иванович см. стр. 270 этого номера.



Карсаков Алексей Владиславович, аспирант Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С. П. Королёва (национальный исследовательский университет). Область научных интересов: дифракционная оптика.

E-mail: karsakov.aleksejj@rambler.ru.

Alexey Vladislavovich Karsakov, postgraduate student of Samara State Aerospace University named after S.P. Korolyov (National Research University). Area of research: diffractive optics, optical systems modeling.

Сведения об авторе Хонина Светлана Николаевна см. стр. 180 этого номера.

Поступила в редакцию 14 марта 2014 г.