

1.8. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Цель лекции: изучение принципов работы оптических измерительных систем для инфракрасной области спектра.

1.8.1. МАТЕРИАЛЫ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ ДЛЯ ИК-ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Инфракрасное (ИК) излучение занимает весьма протяженную область спектра, примыкающую, с одной стороны к видимому (красному) излучению, а с другой – к электромагнитным колебаниям радиодиапазона. Нижняя граница ИК-излучения совпадает с верхней границей видимого диапазона и имеет длину волны $\lambda = 0,76\text{ мкм}$. Верхняя граница четко не определена и у различных авторов составляет $0,75\text{--}1\text{ мм}$.

ИК-область спектра принято делить на три-четыре поддиапазона. Ниже приведено наиболее употребительное деление на поддиапазоны (мкм):

- ближний поддиапазон – $0,76\text{--}3$;
- средний – $3\text{--}6$;
- дальний – $6\text{--}15$;
- сверхдальний поддиапазон – $15\text{--}1000$.

Такое деление связано с наличием так называемых «атмосферных окон», участков ИК-спектра, для которых поглощение энергии в слое атмосферы минимально.

При разработке оптических систем для какого-либо ИК-поддиапазона в первую очередь необходимо учитывать возможности использования оптических материалов, обладающих достаточной прозрачностью в заданной области спектра. Для ближней ИК-области с верхней границей порядка $2,5\text{ мкм}$ и небольшой длиной хода в стекле (например, в микрообъективах) могут использоваться обычные бесцветные оптические стекла по ГОСТ 3514-76. Для ближней и средней областей спектра применяется флюорит (CaF_2). Кварцевое стекло марки КИ по ГОСТ 15130-79 не имеет полосы поглощения в интервале длин волн $2600\text{--}2800\text{ нм}$ и может использоваться при $\lambda \leq 3\text{ мкм}$.

Показатели преломления ($n_{\lambda\text{ ср}}$, n_{λ_2} и n_{λ_1}) и коэффициенты дисперсии (ν):

$$\nu = \frac{(n_{\lambda\text{ ср}} - 1)}{(n_{\lambda_2} - n_{\lambda_1})}$$

наиболее распространенных материалов приведены в табл. 1.16.

Таблица 1.16

Показатели преломления и коэффициенты дисперсии некоторых материалов

Материал	Рабочий диапазон длин волн, мкм	Показатель преломления						Коэффициенты дисперсии	
		Область спектра, мкм						$\nu_{0,75-2}$	ν_{3-5}
		0,75	1	2	3	4	5		
Ge	2–23	—	—	4,116	4,045	4,025	4,016	—	104,3
Si	1,5–15	—	—	3,458	3,432	3,425	3,422	—	250,1
LiF	0,2–8	1,389	1,387	1,378	1,366	1,349	1,326	35,8	8,74
BaF ₂	0,4–13	1,471	1,468	1,464	1,461	1,456	1,450	73,2	45,2
CaF ₂	0,4–11,5	1,431	1,428	1,423	1,417	1,409	1,399	59,2	21,77
KRS-5	0,5–40	2,512	2,446	2,395	2,385	2,382	2,379	12,3	232,3
KRS-6	0,5–24	2,277	2,240	2,205	2,199	2,195	2,192	17,3	192,8
Al ₂ O ₃	0,3–6	1,761	1,755	1,737	1,711	1,674	1,617	31,4	7,2
KO-2	0,4–14,5	2,304	2,290	2,263	2,255	2,250	2,244	31,6	112,6
KO-4	0,5–22	—	2,485	2,447	2,440	2,435	2,432	—	179,5
Al ₂ S ₃	0,5–11	2,542	2,478	2,426	2,416	2,411	2,407	12,7	155,1
ИКС-25	1–17	—	2,919	2,805	2,765	2,779	2,775	—	177,9

(Ge – германий; Si – кремний; LiF – фтористый литий; BaF₂ – фтористый барий; CaF₂ – флюорит; KRS-5 и KRS-6 сплавы, состоящие из TlBr и TlI; Al₂O₃ – сапфир; KO-2 и KO-4 – оптическая керамика; As₂S₃ – трехсернистый мышьяк; ИКС-25 – бескислородное стекло).

С точки зрения разработчика оптических систем, наибольший интерес представляют материалы, обладающие существенно отличающимися от обычных стекол в видимой области спектра показателями преломления и дисперсиями. К таким материалам относятся германий и кремний, обладающие в области спектра от 8 до 14 мкм показателями преломления, соответственно равными примерно 4 и 3,4 и коэффициентами дисперсий – 860 и 1860. При столь необычных значениях оптических констант становятся возможными оптические системы, состоящие из одной-двух линз и обладающие довольно высокими оптическими характеристиками. Необходимо иметь в виду, что высокая стоимость этих материалов не позволяет осуществлять в настоящее время многолинзовые системы. Поэтому рассмотрим возможности одно- и двухлинзовых систем, выполненных из германия, как материала, обладающего экстремальными оптическими характеристиками. Для упрощения вычислений будем полагать показатель преломления для основной длины волны равным $n = 4$, а коэффициент дисперсии $\nu = 1000$.

1.8.2. КОРРЕКЦИОННЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОДНОЛИНЗОВОЙ СИСТЕМЫ

Толщину линзы будем полагать малой, что обеспечивает минимальный расход дорогостоящего материала и позволяет использовать теорию аберраций третьего порядка для бесконечно тонких компонентов. Входной лучок совме-

стим с оправой первой поверхности, что позволит получить минимальный световой диаметр.

Находим, что при $n = 4$ между основными параметрами одиночной линзы существует следующая зависимость:

$$P = 0,28 + 0,96(W - 0,08)^2,$$

где: P – осевая точка входного зрачка; W – угловое увеличение.

Для исправления комы примем $W = 0$, тогда значение P практически не отличается от значения P_0 , $P \cong 0,29$. Значение угла α_2 внутри линзы составляет $\alpha_2 = 0,8$. Поперечная сферическая aberrация в плоскости наилучшей установки для предмета, расположенного на бесконечности, составляет примерно (с округлением в большую сторону) $\Delta g' \cong 0,005(l/k)^3 f'$, где k – диафрагментное число.

Как известно из теории aberrаций третьего порядка бесконечно тонких компонентов, астигматические составляющие в рассматриваемой системе не зависят от конструктивных параметров линзы и равны: $Z'_m = \frac{-0,5(3+\pi)y'^2}{f'}$ и $Z'_s = \frac{-0,5(1+\pi)y'^2}{f'}$. Принимая во внимание, что $\pi = 1/n - 0,25$, а $y' = f' \tan \omega$, где ω – угол поля; y' – меридиональная aberrация, получаем $Z'_m = -1,62 f'^2 \text{tg}^2 \omega$ и $Z'_s = -0,62 f' \text{tg}^2 \omega$. Максимальное значение поперечной aberrации на краю поля составит:

$$\delta g' = 0,81 \tan^2 \frac{\omega f'}{k} + 0,005 \left(\frac{1}{k}\right)^3 f'. \quad (1.32)$$

Целесообразно оценить aberrации объектива, работающего при бесконечно удаленной предметной плоскости в угловой мере в пространстве предметов (угловая величина пятна рассеяния). Эта величина примерно равна разрешающей способности объектива при условии, что волновые aberrации существенно превосходят по величине критерий Рэлея – $0,25\lambda$. Из формулы (1.32) получим:

$$2\sigma = 1,62 \tan^2 \frac{\omega}{k} + 0,01 \left(\frac{1}{k}\right)^3. \quad (1.33)$$

В центре поля зрения соответствующая величина равна:

$$2\sigma = 0,01 \left(\frac{1}{k}\right)^3. \quad (1.34)$$

Дисторсия тонкой линзы с расположенным на ней зрачком практически отсутствует.

Принимая во внимание, что хроматизм положения составляет $s'_{\lambda 2} - s'_{\lambda 1} = -f'/\eta$, можно получить угловые размеры фигуры рассеяния с учетом хроматической aberrации:

– для центральной точки поля зрения:

$$2\sigma = 0,01 \left(\frac{1}{k}\right)^3 + \frac{0,0005}{k}; \quad (1.35)$$

– для края поля зрения:

$$2\sigma = 1,62 \tan^2 \frac{\omega}{k} + \frac{0,01}{k^3} + \frac{0,0005}{k}. \quad (1.36)$$

Асферизация одной (или даже обеих) поверхностей одиночной линзы позволяет лишь устранить сферическую aberrацию, т. е. довести угловой размер фигуры рассеяния в центре поля до величины, определяемой хроматической aberrацией положения:

$$2\sigma = \frac{0,0005}{k}, \quad (1.37)$$

где: k – поле зрения линзы.

Получим, что при асферизации первой поверхности управление сферической aberrации третьего порядка достигается при эксцентриситете $e = 0,3$. Эта асферизация не влияет на параметр W , следовательно, исправление сферической aberrации не приводит к изменению других монохроматических aberrаций линзы. Таким образом, одиночная линза даже при наличии асферической поверхности может обеспечить хорошее качество изображения только при малых полях зрения. Например, при $k = 1,5$ (относительное отверстие 1:1,5) в центре поля зрения угловое разрешение составит примерно 1'. Если допустить на краю поля зрения снижение разрешающей способности в два раза, то $2\omega = 2^\circ$.

1.8.3. АНАСТИГМАТ ИЗ ДВУХ ЛИНЗ

Исправление астигматизма одиночной линзы может быть достигнуто за счет усложнения конструкции путем добавления линзы, образованной апланатической поверхностью, концентричной осевой точке предмета, и изопланатической поверхностью, концентричной центру выходного зрачка.

Рассмотрим aberrации третьего порядка такой системы. Обозначим через f'_1 фокусное расстояние первой линзы объектива. Астигматическая разность $Z'_m - Z'_s$, вносимая этой линзой, равна $Z'_m - Z'_s = \frac{-y'^2}{f'_1}$. Для устранения астигматизма в объективе необходимо, чтобы радиус апланатической поверхности второй линзы составлял $r_3 = (n - 1)f'_1/n$. При $n = 4$, $r_3 = 0,75/f'_1$. Расположим входной зрачок на первой линзе. Тогда центр зрачка окажется расположенным в переднем фокусе апланатической поверхности и вторая изопланатическая поверхность второй линзы будет плоской. Линейное увеличение второй линзы будет равно $V_2 = n = 4$. Следовательно, $f'_1 = 4f'$, воздушный промежуток $d = f'$. Относительные оптические силы линз будут равны $\phi_I = 0,25$; $\phi_{II} = 1$. Коэффициент Петцваля составит $S_{IV} = \frac{(\phi_I + \phi_{II})}{n} = 0,31$, а кривиз-

на изображения $Z'_p = \frac{-0,5 \cdot 0,31y'^2}{f'} = \frac{-0,16y'^2}{f'}$. Поперечная абберация, вызванная кривизной изображения, составит:

$$\delta g' = 0,16 \tan^2 \omega m, \quad (1.38)$$

где: m – координата точки пересечения луча с плоскостью входного зрачка по оси Y в меридиональной плоскости.

Первую линзу, как и в рассмотренной выше системе, исправим в отношении комы. Вторая линза кому не вносит. К сферической абберации первой одиночной линзы добавится сферическая абберация плоской изопланатической поверхности. Эта абберация в поперечной мере составит $\Delta g' \cong \frac{0,35m^3}{f'_2}$. Учитывая введение плоскости наилучшей установки, находим, что диаметр кружка рассеяния в центре поля за счет сферической абберации составит в угловой мере:

$$2\sigma \cong 0,022 \left(\frac{1}{k}\right)^3. \quad (1.39)$$

Нетрудно видеть, что сферической абберацией первой линзы, равной в угловой мере:

$$2\sigma = 0,01 \left(\frac{1}{k_1}\right)^3 = \left(\frac{0,01}{64}\right) \left(\frac{1}{k}\right)^3, \quad (1.40)$$

можно пренебречь.

Оценим хроматические абберации. Для хроматизма положения имеем:

$$s'_{\lambda 2} - s'_{\lambda 1} = \frac{f'(h_I^2 \phi_I + h_{II}^2 \phi_{II})}{v} = 0,00081 f', \quad (1.41)$$

где: h_I и h_{II} – расстояние от оптической оси до точки преломления меридионального луча.

Хроматизм увеличения вносит только второй компонент. В линейной мере эта абберация равна:

$$y'_{\lambda 2} - y'_{\lambda 1} = h_{II} y_{II} \phi_{II} \tan \frac{\omega f'}{v} = -0,00075 \tan \omega.$$

Таким образом, угловые размеры фигуры рассеяния составляют в центре поля:

$$2\sigma = \frac{0,022}{k^3} + \frac{0,0004}{k}; \quad (1.42)$$

на краю поля:

$$2\sigma = 0,16 \tan^2 \frac{\omega}{k} + 0,00075 \tan \omega + \frac{0,022}{k^3} + \frac{0,0004}{k}. \quad (1.43)$$

Таблица 1.17

Коррекционные возможности простейших систем,
выполненных из германия

Оптические схемы	Угловая разрешающая способность 2σ							
	в центре поля				на краю поля			
	формула	$k = 1$	$k = 2$	формула	ω , рад			
		$\omega = 0$			0,05	0,1	0,05	0,1
Одна линза	$\frac{0,01}{k^3} + \frac{0,0005}{k}$	36	5	$1,62 \tan^2 \frac{\omega}{k} + \frac{0,01}{k^3} + \frac{5 \cdot 10^{-4}}{k}$	50	92	12	33
Одна линза с асферической первой поверхностью	$\frac{0,0005}{k}$	1,7	0,9	$1,62 \tan^2 \frac{\omega}{k} + \frac{5 \cdot 10^{-4}}{k}$	16	57	9	29
Две линзы с воздушным промежутком, равным фокусному расстоянию объектива	$\frac{0,022}{k^3} + \frac{0,0004}{k}$	77	10,4	$0,16 \tan^2 \frac{\omega}{k} + 0,0008 \tan \omega + \frac{0,022}{k^3}$	79	83	11	13
Две линзы с воздушным промежутком, равным фокусному расстоянию объектива, и с асферической второй поверхностью	$\frac{0,03}{k^5} + \frac{0,0004}{k}$	11,6	1	$0,16 \tan^2 \frac{\omega}{k} + 0,0008 \tan \omega + \frac{0,003}{k^5} + \frac{0,0004}{k}$	13	17	1,8	4

Из полученных формул следует, что повышению светосилы двухлинзовой системы препятствует неустранимая сферическая aberrация третьего порядка, возникающая на последней плоской поверхности объектива. Устранение этой aberrации и повышение светосилы двухлинзовой системы может быть достигнуто асферизацией одной из поверхностей первой линзы. Как отмечалось выше, асферизация поверхностей компонента, с которым совмещена апертурная диафрагма, приводит только к изменению сферической aberrации. В этом случае при использовании асферики второго порядка на второй поверхности первой линзы легко устраняется сферическая aberrация третьего порядка. Относительное отверстие объектива для точки на оси ограничивается хроматизмом положения и сферической aberrацией пятого порядка.

Результаты исследований простейших систем из германия приведены в табл. 1.17. Кроме полученных выше формул, позволяющих определить раз-

решающую способность систем в зависимости от диафрагменного числа и угла поля ω , в таблице даны численные значения разрешающей способности при $k = 1$ и $k = 2$, а также при углах поля $2\omega = 0,1$ рад и $2\omega = 0,2$ рад.

ТЕСТЫ К ЛЕКЦИИ

Вопрос 1	С чем совпадает нижняя граница ИК-излучения?
Ответы:	
1	С верхней границей видимого диапазона
2	С нижней границей видимого диапазона
3	С верхней границей рентгеновского диапазона
Вопрос 2	Что препятствует повышению светосилы двухлинзовой системы?
Ответы:	
1	Препятствует неустранимая сферическая аберрация третьего порядка
2	Диафрагма
3	Астигматизм
Вопрос 3	Как может быть достигнуто повышение светосилы двухлинзовой системы?
Ответы:	
1	Асферизацией одной из поверхностей первой линзы
2	Увеличением диафрагмы
3	Уменьшением астигматизма