
ОПТИЧЕСКИЕ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ И СИСТЕМЫ

УДК 535.54

А. И. ИЛЛАРИОНОВ, М. С. ИВАНОВ

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ ГЕРМАНИЕВЫХ ЛИНЗ В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Представлен метод расчета величины сферической aberrации различных германиевых линз в ИК-области спектра. Величины сферической aberrации линз определяются на основе анализа пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники.

Ключевые слова: вторая гармоника, сферическая aberrация, пространственно-угловая структура, инфракрасное излучение.

Введение. Среди многочисленных материалов, используемых в инфракрасной области спектра, широкое применение находят германиевые линзы (Ge-линзы), пропускающие ИК-излучение в диапазоне от 2 до 15 мкм. Ge-линзы являются важным компонентом в ИК-системах построения изображения, работающих в двух окнах прозрачности атмосферы 2—5 и 8—12 мкм.

Существующие инфракрасные детекторы теплового излучения, как правило, содержат болометры полупроводникового типа, в конструкции которых совмещены приемник инфракрасного излучения и оптическая система [1]. Для реальной оптической системы характерны aberrации различного рода, но отцентрированная система содержит только сферическую aberrацию. В болометрах полупроводникового типа используется сферическая Ge-линза со своей сферической aberrацией. Исследование aberrации Ge-линзы представляет собой актуальную задачу для анализа возможности уменьшения искажения ИК-сигнала при построении изображения.

Оценить величину сферической aberrации оптических линз, применяемых в видимой области спектра, можно, используя современные методы (метод теневой картины, метод Гартмана, интерферометрический метод и др.). Расчет величины продольной сферической aberrации проводится по приближенной формуле (без учета знака) для плосковыпуклой линзы, на плоскую поверхность которой падает широкий параллельный пучок света:

$$\Delta S^* \approx \frac{1}{2} \left(\frac{n}{n-1} \right)^2 \left(\frac{\rho_{\max}^2}{f'} \right), \quad (1)$$

где ρ_{\max} — максимальное значение радиуса кольцевой зоны, f' — фокусное расстояние линзы, n — показатель преломления материала линзы.

Экспериментальный расчет величины сферической aberrации линз традиционными методами в ИК-области спектра невозможен. Причиной этого является отсутствие визуально

наблюдаемой aberrационной картины сфокусированного линзой излучения, так как она находится в ИК-области спектра, невидимой человеческому глазу. Кроме того, эти методы требуют изготовления высокоточных эталонных деталей и долговременной прецизионной настройки.

Описание метода. В настоящей статье для исследования aberrаций ИК-оптики предлагается нелинейно-оптический метод, основанный на анализе пространственно-угловых структур преобразованного ИК-излучения.

Предлагаемый метод базируется на АП-конверсии инфракрасного излучения в нелинейном одноосном кристалле. Схема экспериментальной установки, используемой для реализации метода, показана на рис. 1. Излучение неодимового лазера 1 с длиной волны $\lambda = 1,064$ мкм проходит через телескопическую систему 2 для формирования широкого пучка с плоским волновым фронтом. Далее, устанавливается исследуемая положительная линза 3, фокусирующая пучок ИК-излучения в нелинейный одноосный кристалл иодата лития 4. Нелинейный кристалл, ориентированный в направлении коллинеарного синхронизма, с известными геометрическими параметрами и оптическими свойствами (плоскопараллельная пластинка площадью ~ 200 мм² и толщиной ~ 8 мм) устанавливается от исследуемой линзы на расстояние теоретически предполагаемого главного фокуса линзы F с помощью точного электронного дальномера 6. На выходе из кристалла на экране ПЗС-приемника 5 фиксируется aberrационная структура преобразованного излучения.

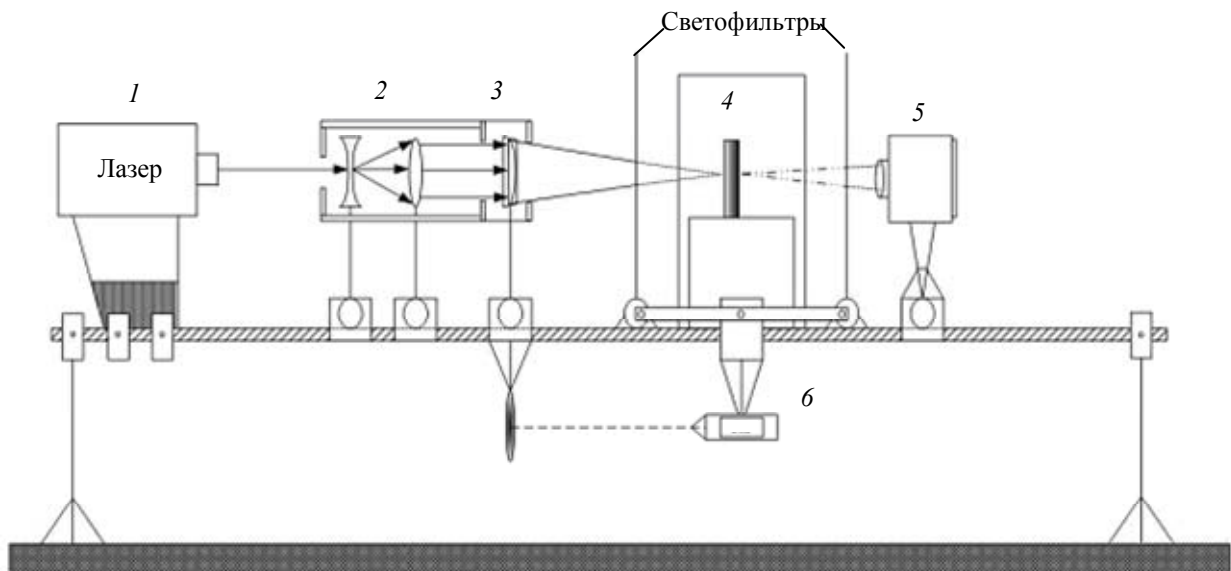


Рис. 1

Пространственно-угловая структура сфокусированного исследуемой aberrационной линзой излучения второй оптической гармоники неодимового лазера на выходе из нелинейного кристалла представляет собой на плоскости три кривые, соответствующие коллинеарным взаимодействиям, векторным взаимодействиям в фокусе линзы на оптической оси системы и векторным взаимодействиям в кольцевом фокусе системы [2].

Анализ кривых векторных взаимодействий световых волн с учетом известных геометрических параметров линзы и теоретический расчет положения ее фокуса на оптической оси системы для краевых лучей (S_{\min}) позволяет вычислить величину сферической aberrации исследуемой линзы.

Теоретические основы метода. В оптических системах широкое применение находят плосковыпуклые линзы, располагаемые плоской стороной к источнику излучения. В этой связи целесообразно провести исследование, направленное на определение величины сферической aberrации такой линзы в ИК-области спектра.

Расположим исследуемую линзу так, чтобы ИК-излучение лазера проходило параллельно главной оптической оси, тогда лучи, падающие с краев линзы (краевые лучи), фокусируются в точке A , тогда как параксиальные лучи, падающие под малым углом α_{\min} к оптической оси, фокусируются в точке B [3, 4] (рис. 2).

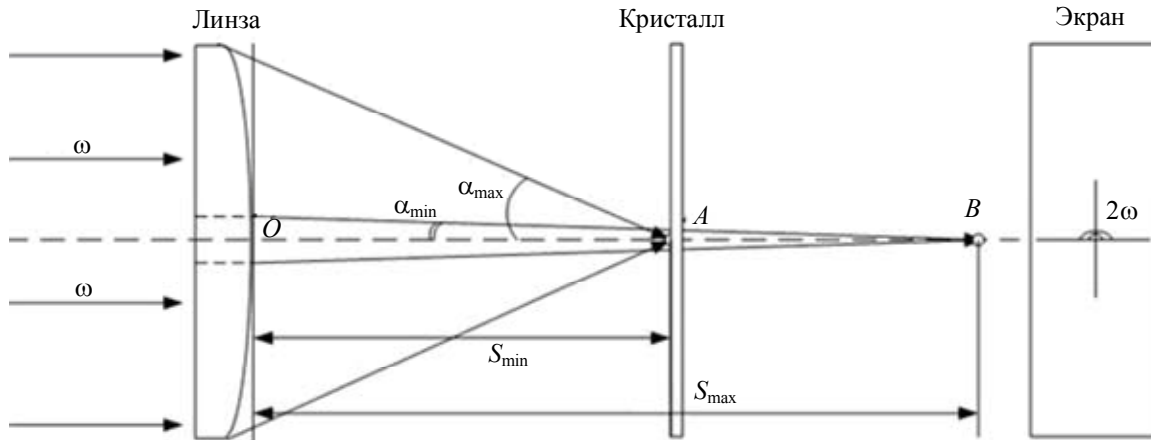


Рис. 2

Изменяя положение нелинейного кристалла вдоль оптической оси системы относительно исследуемой линзы, отмечаем, что форма преобразованного излучения, искаженного сферической aberrацией, не изменяется, изменяются лишь пространственно-угловые параметры второй оптической гармоники [5]. Получив четкий снимок пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники на экране ПЗС-приемника, произведем анализ ее угловых параметров для нахождения величины сферической aberrации ΔS плосковыпуклой линзы.

Учитывая геометрию оптической системы и углы падения лучей на нелинейный кристалл, можно определить ΔS по формуле

$$\Delta S = S_{\max} - S_{\min}, \quad (2)$$

где S_{\max} — расстояние от края линзы до фокуса на оси, образованного параксиальными лучами, — отрезок OB ; S_{\min} — то же, для краевых лучей, — отрезок OA (см. рис. 2).

Величина S_{\min} определяется по формуле

$$S_{\min} = \frac{\rho_{\max}}{\operatorname{tg}\left(\arcsin\left(\frac{\rho_{\max}}{R}n\right) - \arcsin\left(\frac{\rho_{\max}}{R}\right)\right)} - R\left(1 - \cos\arcsin\left(\frac{\rho_{\max}}{R}\right)\right), \quad (3)$$

где $\rho_{\max} = D/2$, D — диаметр линзы; R — радиус кривизны линзы.

Величину S_{\max} находим из выражения [5]

$$S_{\max} = \frac{R}{P}\left[\sqrt{n^2 - \cos\alpha_{\min}(2n - \cos\alpha_{\min}) + \cos\alpha_{\min}} - \sqrt{R^2 - (D/2)^2} - l\right], \quad (4)$$

$$P = \sqrt{n^2 + 1 - 2n\cos\alpha_{\min}},$$

где l — толщина линзы на оптической оси, α_{\min} — угол между лучом кольцевой зоны и оптической осью системы, определяемый из выражения

$$\alpha_{\min} = \arcsin(n_{\omega}\sin\alpha_{\text{пр}}).$$

Здесь n_{ω} — показатель преломления кристалла на частоте ω ; $\alpha_{\text{пр}}$ — предельный минимальный угол, при котором еще возможны векторные взаимодействия световых волн внутри кристалла.*

* Необходимо отметить, что значение S_{\max} в выражении (4) определяется на основе экспериментальных данных, а параметр S_{\min} — теоретически из выражения (3).

При выполнении условий фазового синхронизма в кристалле иодата лития (волновая расстройка Δk между взаимодействующими волнами равна нулю) $\alpha_{\text{пр}}$ определяется из формулы

$$\alpha_{\text{пр}} = \arccos \left(\frac{n_{\omega}^e}{\sqrt{\left((1-f)(n_{\omega}^o)^2 + f(n_{\omega}^e)^2 \right) (1-tg^2 \alpha_{2\omega})}} \right);$$

$$f = (\cos \gamma_{2\omega} \sin \theta_c \sin \alpha_{2\omega} + \cos \theta_c \cos \alpha_{2\omega}),$$

где θ_c — угол синхронизма (для иодата лития $\theta_c = 29,9^\circ$); n_{ω}^o — показатель преломления нелинейного кристалла для преобразованной во вторую гармонику волны обыкновенной поляризации; n_{ω}^e — показатель преломления кристалла для преобразованной волны необыкновенной поляризации.

Показатели преломления иодата лития определяются по формулам Селмейера:

$$(n_{\omega}^o)^2 = 2,083648 + \frac{1,332068\lambda^2}{\lambda^2 - 0,035306} - 0,008525\lambda^2,$$

$$(n_{\omega}^e)^2 = 1,673463 + \frac{1,245229\lambda^2}{\lambda^2 - 0,028224} - 0,003641\lambda^2.$$

Параметры $\alpha_{2\omega}$ и $\gamma_{2\omega}$ вычисляются в соответствии с пространственно-угловой структурой второй гармоники в любой точке A (рис. 3) по формулам

$$\alpha_{2\omega} = \frac{Y}{\sin \left(\arctg \frac{Y}{X} \right)}, \quad \gamma_{2\omega} = \arctg \left(\frac{Y}{X} \right).$$

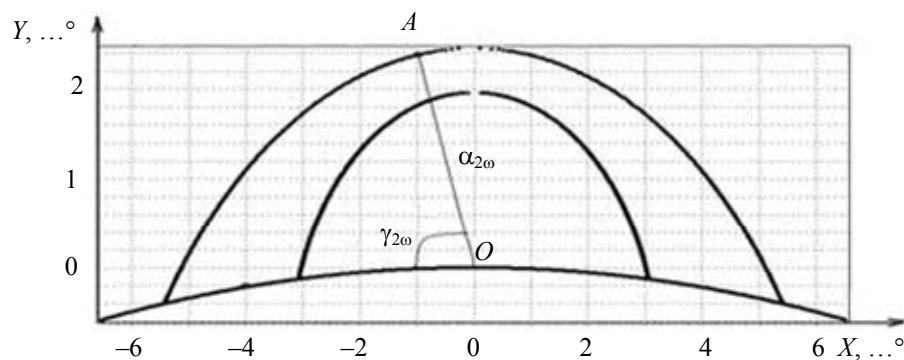


Рис. 3

Численный пример. Для определения точности предлагаемого метода считаем, что дисперсионная зависимость показателя преломления линзы от длины волны падающего на нее излучения не имеет существенного влияния при расчете величины сферической аберрации по формулам (2)—(4). Данное условие позволяет сравнить вычисления величины сферической аберрации ΔS^* германиевых линз по известной формуле (1) со значениями ΔS , полученными разработанным методом. При этом актуальным является моделирование процесса генерации второй оптической гармоники при фокусировке ИК-излучения германиевой линзой со сферической аберрацией в нелинейный кристалл, так как проведение эксперимента с применением большого числа Ge-линз требует значительных финансовых затрат. Моделирование

производилось в среде Delphi 7. В качестве примера были исследованы линзы различного диаметра и толщины с постоянными параметрами $n = 4,05$, $R = 150$ мм. Результаты вычисления представлены в таблице.

l , мм	D , мм	ΔS , мм ($\lambda = 10$ мкм)	ΔS^* , мм	Точность метода, %
0,3	19,05	1,65173	1,59970	3,15
0,5	25,4	3,00344	2,84392	5,31
1,9	38,1	6,22531	6,39882	2,79
2,4	50,8	11,34916	11,37569	0,23
6	60,5	17,04797	16,13471	5,36

Как видно из таблицы, расхождение результатов, полученных двумя разными методами, не превысило 5,4 %, поэтому оценка величины сферической аберрации согласно предложенному методу имеет средний класс точности.

Экспериментальная проверка возможности реализации разработанного метода. Проверка реализации метода (см. рис. 1) осуществлялась с использованием линзы из плавленого кварца, имеющей следующие геометрические параметры: $R = 360$ мм, $D = 76,2$ мм, $l = 2$ мм, $n = 1,45$ на длине волны $\lambda = 1,064$ мкм, генерируемой неодимовым лазером.

Экспериментально полученное значение величины сферической аберрации составило $\Delta S = 9,486$ мм, что несущественно расходится с экспериментальным значением $\Delta S^* = 9,419$ мм, полученным интерферометрическим методом.

На рис. 4 приведена пространственно-угловая структура распределения преобразованного излучения, анализ которой проведен численным методом, изложенным в настоящей статье.

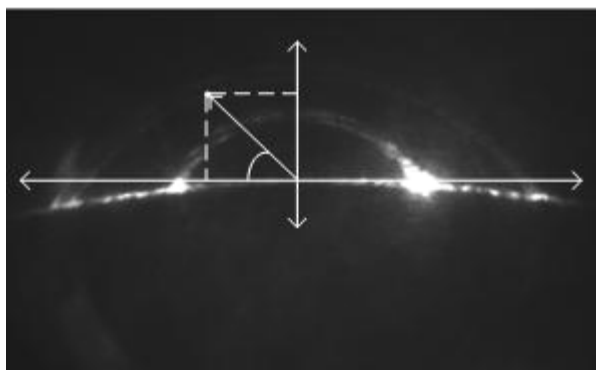


Рис. 4

Заключение. Вычисление величины сферической аберрации Ge-линз с помощью компьютерного моделирования показало, что для применяемых в болометрах плосковыпуклых линз с параметрами $R = 10$ мм, $D = 14$ мм, $l = 2,87$ мм (сферической части линзы), $n = 4,06$ на длине волны $\lambda = 6$ мкм данный оптический дефект достигает значения порядка $\Delta S = 0,924$ мм. С учетом того, что толщина чувствительного элемента в таких приемниках теплового излучения не превышает 0,12 мм, величина сферической аберрации линзы существенно влияет на передаваемый тепловой сигнал. Предложенный метод, по мнению авторов, может быть применен для оценки величины сферических аберраций, так как в настоящее время отсутствуют методы, позволяющие экспериментально определять значения погрешностей линз в ИК-области спектра. Очевидно, что метод может быть достаточно просто автоматизирован. Возможность замены линзы \mathcal{Z} в конструкции установки (см. рис. 1) позволит исследовать на наличие аберраций линзы различной формы и геометрических размеров. С учетом необходимой для наблюдения спектральной полосы пропускания линз может быть также легко подобран нелинейный кристалл с требуемыми областью пропускания и коэффициентом преобразования во вторую гармонику.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Трестман Е. Е., Лозинский С. Н., Образцов В. Л. Автоматизация контроля буксовых узлов в поездах. М.: Транспорт, 1983.
2. Stroganov V. I., Illarionov A. I. Optical system aberration effect on the second harmonic generation // Opt. Com. 1980. Vol. 35, N 3. P. 454—461.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
4. Илларионов А. И., Янчук О. В. Влияние сферической аберрации волнового фронта основного излучения на процессы генерации второй гармоники в одноосных кристаллах // Сб. трудов IX Междунар. школы-семинара по люминесценции и лазерной физике. Иркутск: Изд-во Иркут. ун-та. 2005. С. 212—218.
5. Строганов В. И., Илларионов А. И. Аберрационная структура второй оптической гармоники // ЖПС. 1981. Т. 34, вып. 2. С. 232—237.

Сведения об авторах**Анатолий Ильич Илларионов**

— д-р физ.-мат. наук, профессор; Иркутский государственный университет путей сообщения, кафедра физики; E-mail: illarionov_a@irgups.ru

Максим Сергеевич Иванов

— аспирант; Забайкальский институт железнодорожного транспорта, Чита, — филиал Иркутского государственного университета путей сообщения, кафедра безопасности жизнедеятельности и инженерной защиты окружающей среды; E-mail: vanov.maks@mail.ru

Рекомендована кафедрой
физики УниверситетаПоступила в редакцию
01.02.11 г.