

09

Определение абберационных характеристик оптических систем, содержащих акустооптические дифракционные элементы

© В.И. Батшев^{1,2}, А.С. Мачихин^{1,3}, В.Э. Пожар^{1,2}

¹ Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва

² Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

³ Национальный исследовательский университет „МЭИ“, Москва
E-mail: batshev.vlad@gmail.com

Поступило в Редакцию 27 июня 2016 г.

Представлен пример вычисления абберационных изображений, возникающих в оптических системах (ОС), содержащих акустооптические (АО) дифракционные элементы. Метод расчета основан на интеграции аналитических алгоритмов расчета таких элементов в программное обеспечение для автоматизированного расчета классических ОС. Этот подход может быть использован для расчета ОС, содержащих АО-элементы различной конфигурации, и оптимизации существующих приборов на их основе.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.04.44300.16388

Современные методы расчета оптических систем (ОС) используют трассировку лучей на основе законов геометрической оптики [1,2]. Эти методы позволяют моделировать любую ОС и оптимизировать ее параметры. Но они не позволяют проводить расчет пространственно распределенных систем, в которых протекают параметрические процессы, сопровождающиеся многократным рассеянием, переотражением и интерференцией волн. В частности, существующие методы не способны описать дифракцию на объемных (толстых) брэгговских решетках, поскольку эти процессы описываются языком волновой оптики. Для учета влияния нестандартных оптических элементов часто вместо детального описания хода лучей в них используют их передаточную функцию, однозначно связывающую характеристики волнового фронта на входе

и выходе элемента. Например, так делается при расчете классических (тонких) дифракционных решеток. В данной работе такой подход впервые применен к описанию элементов с распределенным взаимодействием световых волн, а именно акустооптических (АО) фильтров изображений.

АО-фильтры широко применяются для спектральной визуализации объектов (spectral imaging) [3,4] и фильтрации интерферирующих световых пучков [5], где важно получение высококачественных изображений. Отсутствие методов расчета ОС, содержащих наряду с классическими элементами (линзы, зеркала и т.п.) еще и АО-элементы, препятствует дальнейшему развитию и внедрению таких ОС. Попытки устранения искажений в АО-системах предпринимались [6–8], но без теоретической основы удавалось компенсировать или учесть лишь некоторые наиболее явные из них, например хроматический сдвиг изображения. Важность разработки общих методов расчета ОС, содержащих АО-элементы, показывает пример создания эндоскопического АО-спектрометра [9]: использование предельно упрощенной модели АО-фильтра позволило радикально улучшить оптические характеристики. В настоящей работе на основе полученных ранее авторами аналитических формул, описывающих трансформацию изображений при дифракции света на акустической волне [10,11], впервые проведен расчет аббераций ОС с АО-элементом. При расчете вместе с классическими методами трассировки лучей использованы формулы, описывающие преобразование пучков в кристалле при дифракции на акустической волне. Ниже приведены основные соотношения, описана анализируемая ОС, представлены результаты расчета и анализа абберационных искажений.

Для расчета выбрана широкоугольная геометрия АО-дифракции, обеспечивающая максимальные поле зрения и светосилу, а потому наиболее часто используемая в видеоспектрометрии. Свет дифрагирует в плоскости, содержащей оптическую ось Z одноосного кристалла (рис. 1). Условие широкоугольности — параллельность касательных к волновым поверхностям для падающей k_i и дифрагированной k_d волн, что выражается в соотношении между направлениями падающего θ_{s1} и дифрагированного ψ_{s1} света [11]:

$$\psi_{s1} = \arctg\left(\xi_0^2 (\cos(\psi_{s2}) / \cos(\theta_{s2})) \operatorname{tg} \theta_{s1}\right), \quad (1)$$

где $\xi_0 = n_e/n_o$ — величина двулучепреломления, n_e и n_o — показатели преломления для необыкновенной и обыкновенной волн, индекс „1“

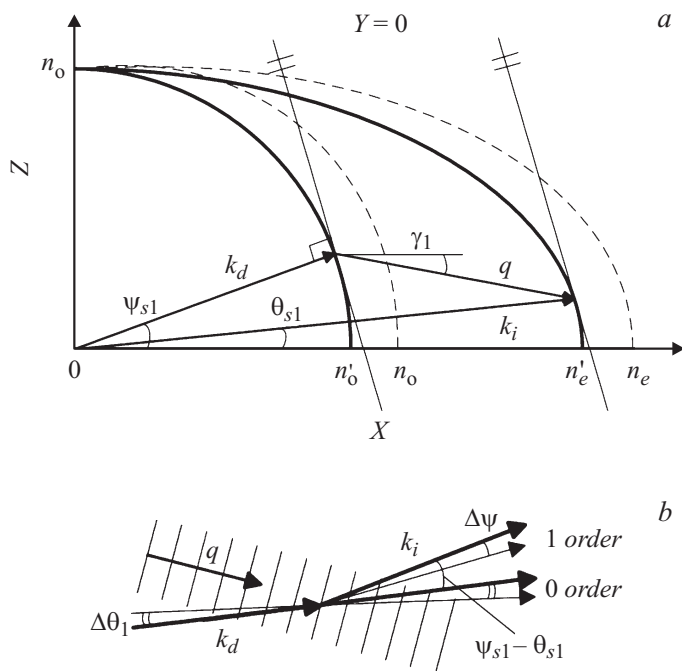


Рис. 1. Геометрия взаимодействия световых (k) и акустической (q) волн: a — волновая диаграмма широкоугольного А-взаимодействия $e \rightarrow o$ в полярной плоскости ($Y = 0$) в положительном ($n_e > n_o$) одноосном кристалле; b — схема хода лучей излучения в АО-ячейке.

относится к полярной плоскости ZX , „2“ — к азимутальной плоскости XY , а индекс „s“ обозначает точный синхронизм волн.

Поскольку падающий пучок света является расходящимся, то формуле (1) и условию Брэгга (синхронизма) $\mathbf{k}_i + \mathbf{q} = \mathbf{k}_d$ удовлетворяет только центральный луч светового пучка, распространяющийся в направлении θ_{s1} , θ_{s2} . Направление других волн ($\theta \neq \theta_s$) описывается углами ψ_1 , ψ_2 , которые в геометрии дифракции $e \rightarrow o$ равны [10]:

$$\psi_1 = \arctg \left(\frac{\xi(\theta_1) \sin \theta_1 - \eta \sin \gamma_1}{\sqrt{(\xi(\theta_1) \cos \theta_1 - \eta \cos \gamma_1)^2 + 2\eta\xi(\theta_1) \cos \theta_1 \cos \gamma_1 (1 - \cos(\theta_2 - \gamma_2))}} \right),$$

$$\psi_2 = \arctg \left(\frac{\xi(\theta_1) \cos \theta_1 \sin \theta_2 - \eta \cos \gamma_1 \sin \gamma_2}{\xi(\theta_1) \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \eta \cos \gamma_1 \cos \gamma_2} \right), \quad (2)$$

где $\eta = \lambda / (\Lambda n_o)$ — безразмерный параметр, определяющий связь длин волн света λ и звука Λ , $\xi(\theta_1) = \xi_0 / \sqrt{\cos^2 \theta_1 + \xi_0^2 \sin^2 \theta_1}$.

Аналогичные формулы для случая дифракции $o \rightarrow e$ получены в [11].

Эти аналитические решения описывают дифракцию в полном поле, для любых геометрий АО-взаимодействия и вне приближения малого двулучепреломления, а потому в отличие от ранее использованных приближений могут быть положены в основу расчета светового поля на выходе АО-ячейки. Формулы (2) позволяют определить в общем случае вид и величину пространственных искажений при АО-дифракции, но представление их в виде общепринятых абберационных характеристик ОС трудоемко. Ранее предпринимались попытки определения аббераций АО-элементов путем анализа аналитической зависимости $\psi_i(\theta_1, \theta_2)$, но они основывались лишь на разложении этих зависимостей в ряд по малым параметрам $\Delta\theta_1 = \theta_1 - \theta_{s1}$, $\Delta\theta_2 = \theta_2 - \theta_{s2}$, представляющим собой отклонения направления распространения световой волны от центрального направления θ_{s1} , θ_{s2} падающего пучка света [10–12]. Таким образом, при проектировании АО-приборов до настоящего времени удавалось рассмотреть лишь отдельные типы искажений, вызываемые дифракцией света на звуковой волне, а величина искажений оценивалась лишь приближенно.

В настоящей работе впервые для моделирования АО-элемента создан программный модуль, который интегрирован в программный пакет ZEMAX для расчета ОС. В модель ОС, заданной в ZEMAX своими конструктивными параметрами, вводится новый элемент, действие которого описывается передаточной функцией, построенной на основе формул (1), (2). Расчетный модуль содержит необходимые вспомогательные соотношения для учета поляризации, условия широкоугольной дифракции и др. Это позволяет проводить расчеты ОС с АО-элементами разного типа, имеющими различные передаточные характеристики, любую величину двулучепреломления кристаллической среды ξ_0 и произвольные углы θ_{s1} , θ_{s2} распространения световых волн.

Расчет был проведен на наиболее распространенной схеме АО-фильтрации, в которой перенос изображения осуществляется в параллельных пучках (рис. 2). Входной объектив 2 формирует изоб-

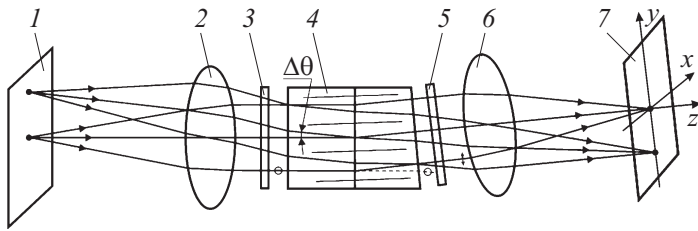


Рис. 2. Схема АО-фильтрации изображения в параллельных пучках, использованная при моделировании.

ражение объекта 1 в бесконечности, так что в АО-ячейке 4 распространяются параллельные пучки лучей. Эти пучки в результате дифракции на брэгговской ультразвуковой решетке изменяют свою поляризацию и направление распространения, а выходной объектив 6 фокусирует их на приемнике излучения 7 . На входе и выходе АО-ячейки 4 установлены скрещенные поляризаторы 3 и 5 , которые позволяют выделить дифрагированное излучение, не пропуская весь остальной свет (один из недифрагированных лучей для наглядности показан пунктиром). Поляризаторы 3 и 5 задаются в виде призм Глана–Тейлора или тонких плоскопараллельных пластин из стекла К8. Искажения изображения, вносимые ими, пренебрежимо малы по сравнению с искажениями, вызываемыми остальными элементами схемы.

Выбранная для расчета типичная ячейка из кристалла TeO_2 , в которой реализуется широкоугольная геометрия дифракции $e \rightarrow o$, имеет следующие параметры [13]: $\theta_{s1} = 73.6^\circ$, $\gamma_1 = -7.1^\circ$, $\psi_{s1} = 75.5^\circ$, $\theta_{s2} = \gamma_2 = \psi_{s2} = 0$, угловая апертура внутри АО-ячейки $\Delta\theta_{1\max} = \Delta\theta_{2\max} = \pm 1$, диаметр входного зрачка 8 mm . Входная и выходная грани АО-ячейки 6 ориентированы перпендикулярно главному лучу входного и выходного пучков, чтобы минимизировать влияние наклона граней на качество изображения. Диапазон перестройки фильтра $450\text{--}750\text{ nm}$, а спектральное разрешение в центре диапазона 2.5 nm .

Объективы 2 и 6 идентичны и построены по известной схеме двойного объектива Гаусса. В отсутствие АО-ячейки 4 они не меняют масштаб изображения на приемнике 7 . Тестовым объектом является квадратная сетка размером $3 \times 3\text{ mm}$. Результаты расчета представлены на рис. 3, где для каждого узла этой сетки отобразено абберационное

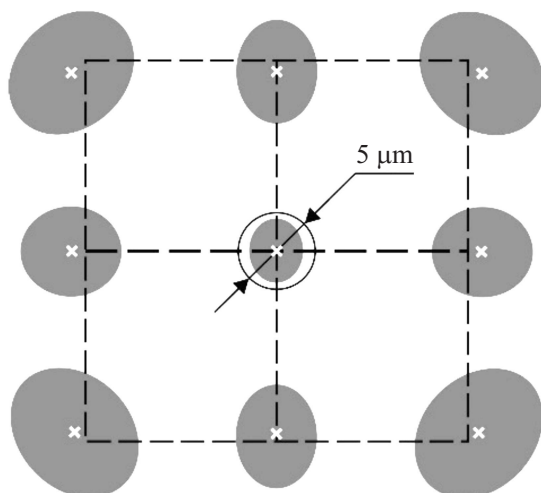


Рис. 3. Объект в виде сетки с наложенными на него изображениями отдельных узлов ($\lambda = 600 \text{ nm}$).

пятно рассеяния, в пределах которого сконцентрировано 95% энергии излучения. Белыми крестиками отмечены положения энергетических центров пятен. Для наглядности размер пятна рассеяния увеличен; об их размерах можно судить по диаметру кружка Эйри (в центре рис. 3), соответствующему дифракционному, минимально возможному размеру пятна рассеяния. Геометрические aberrации анализируемой ОС в центре поля зрения меньше, чем дифракционные, а при удалении от центра их размер сильно возрастает.

Несовпадение центров пятен с узлами сетки обусловлено дисторсией [10,11], а размеры и форма пятен — сферической aberrацией и комой [2]. Асимметрия пятен рассеяния свидетельствует об астигматизме — неравенстве расстояний фокусировки (астигматических отрезков) Δz_y и Δz_x в сагиттальной yz и меридиональной xz плоскостях (рис. 4, а), что для осевого пучка в значительной степени обусловлено наклоном выходной грани АО-ячейки. Величина $\Delta z_{FC} = (\Delta z_y + \Delta z_x)/2$ определяет кривизну поля изображения.

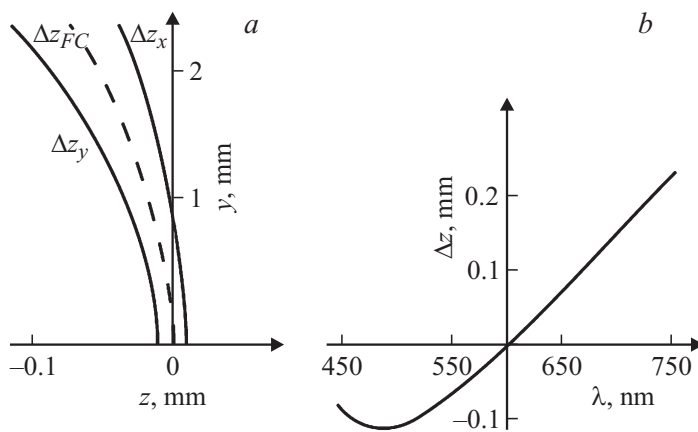


Рис. 4. Графики aberrаций: *a* — астigmaticеские отрезки Δz_y и Δz_x (сплошные линии) и кривизна поля Δz_{FC} (штриховая линия); *b* — хроматизм положения Δz .

Результаты расчета aberrаций для других длин волн дают аналогичный результат: пятна рассеяния имеют ту же форму, но расстояния между ними изменяются ввиду хроматизма увеличения. Из-за хроматизма положения Δz (рис. 4, *b*) изображения для разных длин волн смещены вдоль оптической оси. Это значит, что для получения наилучшего изображения, например, на длине волны $\lambda = 450 \text{ nm}$ нужно придвинуть приемник излучения на $100 \mu\text{m}$, а на длине волны 750 nm — отодвинуть на $220 \mu\text{m}$.

Такие aberrационные характеристики, как астigmatизм, кома, сферическая aberrация вычислены для ОС, содержащих АО-элементы, впервые. Найденные значения aberrаций и их спектральные зависимости дают возможность учета их влияния и основу для оптимизации ОС за счет разработки компенсирующих ОС. Расчет и представление aberrаций в общепринятых терминах делают возможным применение апробированных методов для решения задач оптимизации.

Проведенный впервые aberrационный анализ ОС видеоспектрометра демонстрирует возможность проведения автоматизированного прецизионного расчета ОС на основе АО-фильтров различной конфигурации.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 16-07-00393, 16-08-01278, 16-29-11802) и Президента (МК-4296.2015.8).

Список литературы

- [1] *Sasian J.* Introduction to Aberrations in Optical Imaging Systems. Cambridge University Press, 2013. 284 p.
- [2] *Заказнов Н.П., Кирюшин С.И., Кузичев В.И.* Теория оптических систем. М.: Машиностроение, 1992. 448 с.
- [3] *Boas D., Pitris C., Ramanujam N.* Handbook of biomedical optics. CRC Press, 2011. 831 p.
- [4] *Sebbah P.* Waves and Imaging through Complex Media. Springer, 2001. 460 p.
- [5] *Machikhin A.S., Pozhar V.E., Viskovatykh A.V., Burmak L.I.* // Appl. Opt. 2015. V. 54 (25). P. 7508–7513.
- [6] *Ryu S.Y., You J.-W., Kwak Y., Kim Y.* // Opt. Express. 2008. V. 16 (22). P. 17138–17147.
- [7] *Xu R., He Z., Zhang H.* et al. // Proc. SPIE. 2012. V. 8527. P. 85270S.
- [8] *Katrašnik J., Pernuš F., Likar B.* // Appl. Opt. 2013. V. 52 (15). P. 3526–3537.
- [9] *Мачихин А.С., Батиев В.И.* // Приборы и техника эксперимента. 2014. № 6. С. 93–99.
- [10] *Мачихин А.С., Пожар В.Э.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 10. С. 101–108.
- [11] *Мачихин А.С., Пожар В.Э.* // Квантовая электроника. 2015. Т. 45. В. 2. С. 161–165.
- [12] *Pozhar V., Machihin A.* // Appl. Opt. 2012. V. 51 (19). P. 4513–4519.
- [13] *Мазур М.М.* Физические и технологические основы разработки акустооптических приборов: Дис. . . . докт. техн. наук. М.: НТЦ УП РАН, 2007.