

Учет хроматических aberrаций при измерениях спектральных характеристик излучения

А.А. Землянов¹, А.М. Кабанов¹, А.Н. Степанов², С.Б. Бодров²,
Н.С. Захаров³, С.В. Холод^{3*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Институт прикладной физики РАН, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

³12 Центральный научно-исследовательский институт МО РФ, г. Сергиев Посад

Поступила в редакцию 1.07.2008 г.

Исследовано влияние хроматических aberrаций на результаты измерений спектральных характеристик широкополосного излучения, возбужденного в конденсированных средах излучением фемтосекундного лазерного импульса.

Ключевые слова: лазерное излучение, самофокусировка, филаментация, плазма.

Введение

Во многих экспериментах, где проводятся измерения спектральных характеристик излучения, существенной проблемой является задача заведения лазерного пучка в измерительный прибор, например в апертуру световода, идущего к спектрометру. Особенно актуальным это становится при больших углах подхода излучения к апертуре и большом диапазоне длин волн в излучении. В этом случае фокусировка на апертуре световода затруднена из-за значительных хроматических aberrаций, проявляющихся в оптической системе. Такие проблемы можно решать двумя путями: использованием специальной оптики, компенсирующей aberrации, или вычислением поправок на хроматизм для получаемых измерительных данных.

Схема измерения

Наиболее простой задачей, где можно столкнуться с подобной проблемой, является измерение спектра источника белого света, близкого к точечному (размеры источника много меньше фокусного расстояния линзы) в цилиндрической постановке задачи (рис. 1).

Данная схема была применена в ходе экспериментов на лазерном стенде ИПФ РАН (г. Нижний Новгород), где проводились исследования по определению спектрально-энергетических характеристик

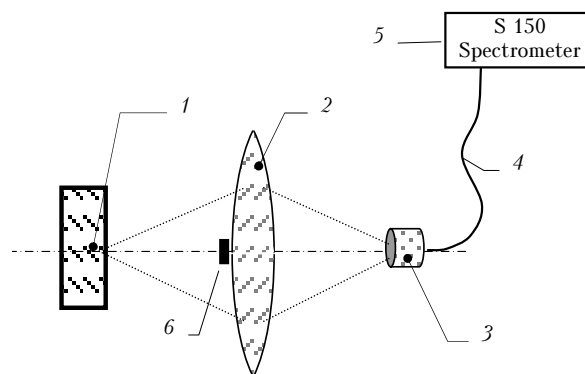


Рис. 1. Оптическая схема измерений: 1 – источник; 2 – собирающая линза; 3 – апертура световода; 4 – стекловолоконный световод; 5 – спектрометр; 6 – заслонка

излучения, образуемого при взаимодействии филаментов излучения Ti:Sa-лазера с пластиной из стекла К8 [1]. В результате этого взаимодействия происходила генерация суперконтинуума – формирование широкого непрерывного спектра при распространении мощных импульсов света через нелинейную среду. Пятно излучения суперконтинуума на экране, расположенном перед собирающей линзой, и радиальное распределение цветового баланса от центра к краю изображения этого пятна показаны на рис. 2.

Наличие широкого сине-фиолетового внешнего края у пятна излучения свидетельствует о большей расходимости коротковолновой части излучения суперконтинуума. Спектральная плотность энергии излучения w_λ , регистрируемая спектрометром и нормированная на передаточную функцию световода, показана на рис. 3.

В центральной части изображения (рис. 2, а) наблюдалось яркое пятно от лазерного излучения,

* Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Андрей Михайлович Кабанов (kam@iao.ru); Андрей Николаевич Степанов (step@uifr.appl.sci-hnov.ru); Сергей Борисович Бодров; Николай Семенович Захаров; Сергей Владимирович Холод.

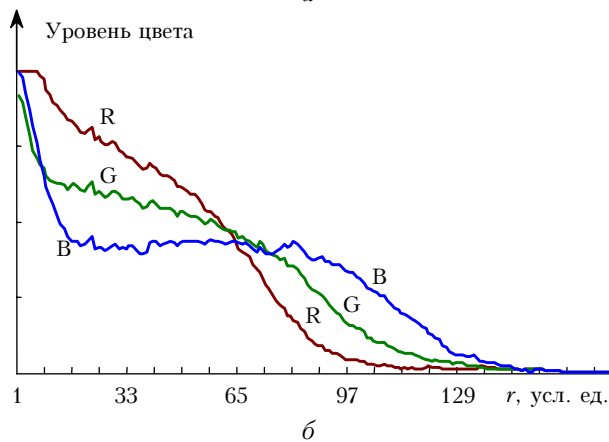


Рис. 2. Изображение пятна излучения на экране, расположенном перед собирающей линзой (*a* — фотография; *b* — радиальное распределение цветового баланса, R — красный, G — зеленый, B — синий каналы цвета)

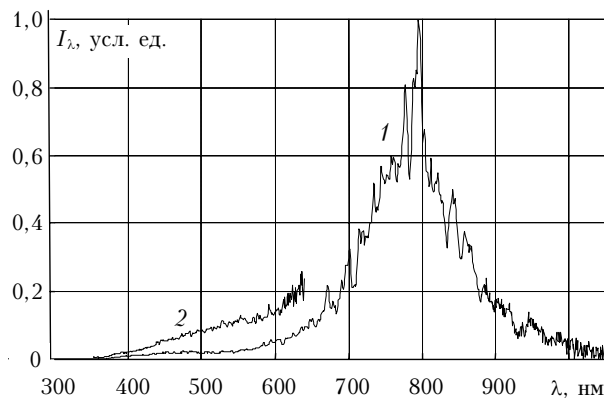


Рис. 3. Регистрируемый спектр (*1* — 0,56; *2* — 6,09 Дж/см² — плотность энергии падающего излучения, часть излучения вырезана светофильтром СЗС21 ГОСТ 9411–91)

прошедшего через образец, и, чтобы отделить излучение суперконтинуума от излучения лазера, на время измерения спектральных характеристик перед собирающей линзой на оптической оси устанавливалась заслонка *b* (см. рис. 1).

Видно, что в то время как излучение из образца и визуально, и на фотографии (см. рис. 2) имело ярко выраженную сине-фиолетовую составляющую, ин-

тенсивность сине-фиолетовой области (380–490 нм) спектра регистрируемого излучения (см. рис. 3) оказалась много меньше интенсивности красной (630–760 нм), что свидетельствует о несоответствии количественных результатов измерений качественным наблюдениям. Таким образом, возникает необходимость провести расчет и получить коррекционную зависимость для адекватного учета хроматических aberrаций.

Расчет aberrаций

В общем случае цилиндрически симметричный источник излучения представляет собой объект со спектральной плотностью энергии $w_\lambda(r, \lambda)$, Дж/(см² · нм), где полная энергия в импульсе

$$W = \int_0^\infty \int_0^\infty w_\lambda 2\pi r dr d\lambda, \quad (1)$$

а излучение от источника распространяется под углом θ в сторону линзы по некоторому закону $W_\theta(\theta)$, Дж/рад, где полная энергия в импульсе

$$W = \int_0^{\pi/2} W_\theta \sin\theta d\theta. \quad (2)$$

Поэтому представим источник в виде объекта со спектрально-угловой плотностью энергии $w_{\lambda\theta}(r, \lambda, \theta)$, Дж/(см² · нм · рад), где полная энергия в импульсе

$$W = \int_0^{\pi/2} \int_0^\infty \int_0^\infty w_{\lambda\theta} 2\pi r dr d\lambda \sin\theta d\theta. \quad (3)$$

Допустим, что излучение представляет собой непрерывный спектр с максимумом на длине волны λ_0 , тогда для максимальной чувствительности апертура световода должна находиться в месте действительного изображения источника, получаемого с помощью собирающей линзы при длине волны λ_0 .

В ходе экспериментов источник располагался на удвоенном фокусном расстоянии $S_0 = 2f_0$ от собирающей линзы и действительное изображение источника формировалось также на удвоенном фокусном расстоянии от линзы.

Смещение действительного изображения источника излучения с длиной волны λ относительно изображения с длиной волны λ_0 может быть выражено [2]:

$$\Delta s(\lambda) = S_0^2 / [f_0 v(\lambda)], \quad (4)$$

где f_0 — фокусное расстояние линзы на длине волны λ_0 ; S_0 — сопряженное фокусное расстояние линзы на длине волны λ_0 , равное удвоенному фокусному расстоянию;

$$v(\lambda) = (n_0 - 1) / [n(\lambda) - n_0] \quad (5)$$

— дисперсия линзы на длине волны λ ; $n(\lambda)$ и n_0 — показатели преломления материала линзы на длине волны λ и λ_0 соответственно.

Из (4) и (5) получаем

$$\Delta s(\lambda) = \frac{S_0^2}{f_0} \frac{n(\lambda) - n_0}{n_0 - 1}. \quad (6)$$

Для различных оптических материалов величина хроматических aberrаций становится значительной (рис. 4).

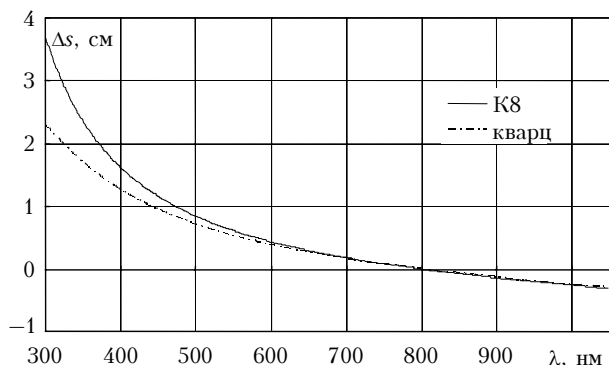


Рис. 4. Хроматическая aberrация. Зависимость положения действительного изображения источника относительно экрана от длины волны

Так, ближний ультрафиолетовый край спектра (350 нм) фокусируется почти на 2 см ближе апертуры световода, а инфракрасный край спектра (1,05 мкм) — на 5 мм дальше.

На плоскость апертуры от элемента источника $2\pi r dr$ падает такое же излучение, что и от элемента $2\pi r dr$ действительного (параксиального) изображения источника, расположенного на расстоянии $\Delta s(\lambda)$.

Рассчитаем освещенность, вызываемую изображением источника на плоскости апертуры световода (экрана). Для длин волн, отличных от λ_0 , действительное изображение находится вне плоскости апертуры, размер пятна засветки много больше размера действительного изображения, и поэтому можно воспользоваться следующей формулой для освещенности:

$$w_\lambda(\theta) = \frac{W_{\lambda_0}}{(\Delta s)^2} \left(\frac{\alpha}{\alpha'} \right)^2 \frac{\cos^4 \vartheta}{\cos \theta} (1 - 4\eta), \quad (7)$$

где α и α' — углы, образуемые параксиальным лучом, проходящим через источник и его действительное изображение [3]; ϑ — угол, под которым свет, испущенный от источника под углом θ , попадает на действительное его изображение; η — величина, пропорциональная коме оптической системы:

$$\eta = (\delta s' / \Delta s) + \delta s''. \quad (8)$$

Здесь $\delta s'$ — сферическая aberrация на оси оптической системы, $\delta s''$ — aberrация, связанная с отступлением от закона синусов. Эти aberrации можно записать как

$$\delta s' = A \sin^2 \theta, \quad (9)$$

$$\delta s'' = \frac{\alpha \sin \theta}{\alpha' \sin \vartheta} - 1 = B \sin^2 \theta, \quad (10)$$

где A и B — некоторые коэффициенты.

В нашем случае собирающая линза имеет одинаковую кривизну с обеих сторон, источник находится на удвоенном фокусе от линзы, угол θ мал и размер апертуры световода для большей части области значений длин волн много меньше размеров пятна засветки, поэтому можно считать, что $\vartheta = \theta$, $\alpha = \alpha'$ и $\eta \ll 1$. Тогда уравнение (7) можно записать в виде

$$w_\lambda(\theta) = \frac{W_{\lambda_0}}{(\Delta s)^2} \cos^3 \theta. \quad (11)$$

В апертуру световода радиуса r попадает излучение

$$\begin{aligned} W_\lambda &= 2\pi \int_0^\Theta W_{\lambda_0} \cos^3 \theta \operatorname{tg} \theta (1 + \operatorname{tg}^2 \theta) d\theta = \\ &= \frac{2}{3} \pi W_{\lambda_0} [1 - \cos \Theta], \end{aligned} \quad (12)$$

где Θ — угловой размер апертуры из точки действительного изображения источника:

$$\Theta = \operatorname{arctg} \left(\frac{r}{\Delta s} \right). \quad (13)$$

Коррекционная функция k_λ будет при этом иметь вид, представленный на рис. 5, кривая 1. Плато в окрестности длины волны λ_0 соответствует тому, что все излучение точечного источника будет попадать в апертуру световода.

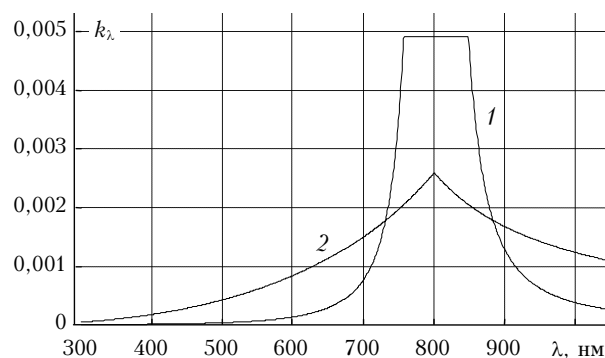


Рис. 5. Коррекционные кривые

Для источников, размер действительного изображения которых на длине волны λ_0 больше апертуры, коррекционная кривая сильно изменится и получит вид более размытой кривой (рис. 5, кривая 2) за счет того, что теперь для любой длины волны размеры пятен засветки будут много больше размера апертуры световода.

Результаты расчетов

Деление спектра детектируемого излучения (см. рис. 3) на коррекционную кривую (см. рис. 5, кривая 2) позволяет получить восстановленную спектральную плотность энергии (рис. 6).

Из рис. 6 видно, что, если на исходном спектре (см. рис. 3) практически отсутствует коротковолновая

часть, хотя визуально (см. рис. 2, а) наблюдается сине-фиолетовая компонента излучения, то на восстановленном спектре (см. рис. 6) наличие излучения коротковолнового диапазона становится, наоборот, заметным.

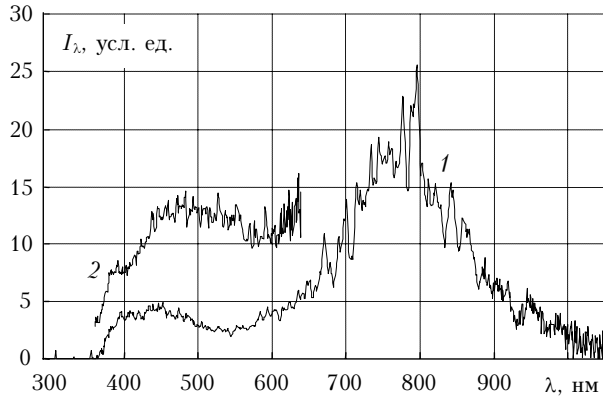


Рис. 6. Восстановленный спектр (1 – 0,56; 2 – 6,09 Дж/см² – плотность энергии падающего излучения)

Для верификации полученных данных необходима качественная проверка вида полученной коррекционной кривой. Это приблизительно может быть проведено на основе следующих соображений.

Перемножение восстановленного спектра (см. рис. 6) на спектральную чувствительность элементов матрицы фотоаппарата $f^{R,G,B}$ дает совокупность интегральных значений «яркости» детектируемого изображения в красном, зеленом и синем каналах:

$$F_{calc}^{R,G,B} = \int_0^{\infty} I_{\lambda}^{R,G,B} f^{R,G,B}(\lambda) d\lambda.$$

Разложение же самого изображения на пиксели, последующее выделение составляющих красного, зеленого и синего и их отдельное суммирование по каждому каналу дают совокупность интегральных значений «яркости» изображения на фотографии в красном, зеленом и синем каналах:

$$F_{foto}^{R,G,B} = \sum_{ij} G_{ij}^{R,G,B}.$$

Отношение $F_{calc}^{R,G,B} / F_{foto}^{R,G,B}$, нормированное на отношение F_{calc}^R / F_{foto}^R для уровня красного, должно

A.A. Zemlyanov, A.M. Kabanov, A.N. Stepanov, S.B. Bodrov, N.S. Zakharov, S.V. Kholod. The account of chromatic aberrations at spectral radiation characteristic measurements.

An influence of chromatic aberrations on measurement results of spectral characteristics of broadband radiation excited by femtosecond laser pulse in condensed media has been under investigation.

показать достоверность коррекции. Выбор красного канала не принципиален и обусловлен тем, что он менее всего испытывает хроматические aberrации из-за настройки всей оптической схемы на длину волны 800 нм (см. рис. 4).

В идеале восстановленный спектр должен иметь одинаковые отношения вычисленной и фотометрической яркостей для каждого из каналов цвета. Отношения взаимного соответствия уровней для восстановленного и исходного спектров приведены в таблице.

Достоверность спектра относительно уровня красного

| Канал цвета | Спектр, % | | |
|-------------|-----------|-----------------|-----------|
| | исходный | восстановленный | идеальный |
| Красный, R | 100,0 | 100,0 | 100,0 |
| Зеленый, G | 46,1 | 90,8 | 100,0 |
| Синий, B | 33,3 | 94,8 | 100,0 |

Из таблицы видно, что, если из-за хроматических aberrаций в исходном спектре уровень зеленого канала был занижен почти в два, а уровень синего в три раза, то уровни зеленого и синего в восстановленном спектре отличаются от идеального всего на 9 и 5% соответственно. Это позволяет считать полученную коррекционную функцию приемлемой для использования.

Заключение

В данной статье исследовано влияние хроматических aberrаций на результаты измерений спектральных характеристик излучения.

Показана возможность восстановления действительных экспериментальных данных по параметрам измерительной оптической схемы.

1. *Zemlyanov A.A., Kabanov A.M., Matvienko G.G., Ryzhov N.G., Stepanov A.N., Kholod S.V., Bodrov S.B.* The experiments on interaction between femtosecond laser pulses and optical condensed media // The 8th Int. Conf. «Atomic and Molecular Pulsed Lasers»: Abstracts. Tomsk: IAO SB RAS, 2007. P. 99.
2. *Заказнов Н.П., Кирюшкин С.И., Кузичев В.И.* Теория оптических систем. М.: Машиностроение, 1992. 448 с.
3. *Слюсарев Г.Г.* Расчет оптических систем. Л.: Машиностроение, 1975. 640 с.