

О влиянии дефокусировки на качество квантовых фантомных изображений

А.В.Белинский

Рассмотрено влияние дефокусировки, обусловленной конечной толщиной кристалла, в котором происходит параметрическое рассеяние, на пространственное разрешение фантомных изображений. Приведены необходимые соотношения, предложены способы нивелирования этого искажающего фактора и повышения качества фантомных изображений.

Ключевые слова: фантомные изображения, качество изображения, запутанные фотоны, аппаратная функция.

В последнее время вопросам качества квантовых фантомных изображений уделяется значительное внимание [1–5], что связано не только с существенными пробелами в теории, но и с откровенно неудовлетворительным пространственным разрешением, достигнутым в экспериментах. При этом о влиянии дефокусировки, обусловленной конечной толщиной кристалла, в котором происходит параметрическое рассеяние, не упоминается вообще. И хотя для используемых малоапертурных оптических систем данный фактор является незначительным, в дальнейшем, при увеличении относительного отверстия и толщины нелинейного кристалла, его придется учитывать.

Фантомные изображения [6] – один из вариантов решения проблемы изучения чувствительных к свету объектов, прямое оптическое наблюдение которых затруднено. Для формирования фантомных изображений необходим источник коррелированных световых пучков, один из которых взаимодействует с объектом, а другой – нет (рис.1). При этом в объектном канале детектор дает информацию только о полной интенсивности прошедшего излучения. Сопряженный пучок не взаимодействует с объектом, но регистрируется ПЗС-матрицей, что допускает измерение пространственной корреляционной функции интенсивности между двумя каналами.

Одним из важных доводов в пользу квантовых фантомных изображений является создание максимально щадящих условий освещения исследуемого объекта, при которых воздействие излучения на объект (иногда необратимое) минимально [7]. Особенно это существенно при облучении живых существ, например рентгеновским излучением.

В настоящей работе не только приводятся основные соотношения, необходимые для учета возникающей в фантомных изображениях дефокусировки, но и предлагаются новые схемные решения, позволяющие повысить пространственное разрешение.

А.В.Белинский. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет. Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: belinsky@inbox.ru

Поступила в редакцию 24 марта 2020 г., после доработки – 5 июня 2020 г.

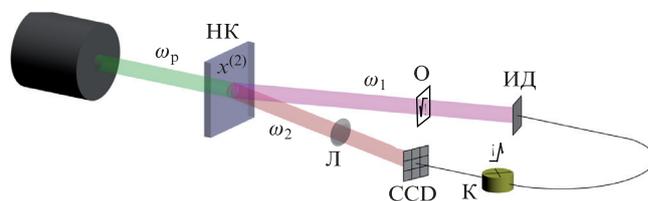


Рис.1. Классическая схема формирования фантомных изображений: НК – нелинейный кристалл с квадратичной нелинейностью; ω_p – частота накачки; ω_1 и ω_2 – частоты запутанных пар фотонов (пучки расходятся вследствие использования неколлинеарного процесса параметрического рассеяния); О – объект; ИД – интегрирующий детектор в объектном канале; Л – оптический объектив; CCD – матрица фотодетекторов в восстанавливающем канале; К – коррелятор интенсивности (схема совпадений).

Ненормированная аппаратная функция оптической системы с обычной дефокусировкой Δz пропорциональна функции зрачка (см., напр., [8]):

$$a(x, y) \propto f\left(\frac{xL}{\Delta z}, \frac{yL}{\Delta z}\right), \quad (1)$$

где x и y – координаты в плоскости изображения; $f(\xi, \eta)$ – безразмерная функция выходного зрачка; ξ и η – координаты зрачка; L – расстояние от выходного зрачка до плоскости изображения. В отсутствие дефокусировки ($\Delta z \rightarrow 0$) $a(x, y)$ становится пропорциональной дельта-функции Дирака $\delta(x, y)$.

В нашем случае дефокусировка зависит от того, в какой точке с продольной координатой z кристалла произошло рождение бифотона. Если излучение накачки считать не зависящим от координаты z , то все эти точки равновероятны, и аппаратная функция

$$a(x, y) \propto \int_0^{l/2 \cos(\phi/2)} f\left(\frac{xL}{n\Delta z}, \frac{yL}{n\Delta z}\right) d(\Delta z) \quad (2)$$

для оптимального случая, когда оптическая система отъюстирована на центр кристалла толщиной l , и эффект дефокусировки «располовинивается». Здесь ϕ – угол, под которым расходятся сигнальный и холостой фотоны в кристалле, а n – его показатель преломления при фазовом синхронизме в вырожденном по частоте ($\omega_1 = \omega_2$) неколлинеарном режиме.

Формула (2) аналогична формуле, описывающей динамическую дефокусировку в фотокамерах, когда дефокусировка меняется за время экспозиции [9].

Функция зрачка определяется поперечным размером пучка накачки. Она обычно имеет гауссов профиль, поэтому подынтегральное выражение (2) пропорционально экспоненте:

$$f\left(\frac{xL}{n\Delta z}, \frac{yL}{n\Delta z}\right) \propto \exp\left[-\left(\frac{L}{nd\Delta z}\right)^2(x^2 + y^2)\right], \quad (3)$$

где d – поперечный размер пучка накачки, если объектив расположен в объектном канале, или его изображения, полученного с помощью последующей оптической системы, как это показано рис. 1.

Ясно, что предельное пространственное разрешение не может быть лучше величины, обратной ширине аппаратной функции a , если, конечно, не используется дальнейшая математическая обработка, позволяющая достичь сверхразрешения (см., напр., [10–12]). Однако в любом случае уменьшение этой ширины всегда целесообразно, поскольку никакая математическая обработка не может полностью восстановить искаженное изображение. Как же это сделать?

Можно поместить нелинейный кристалл между двумя объективами так, чтобы он работал в параллельных пучках (рис.2). При этом объект и фантомное изображение должны находиться в фокальных плоскостях данных объективов. Это хороший вариант компоновки, поскольку он позволяет не только уничтожить связанные с дефокусировкой искажения, но и полностью компенсировать aberrации, вносимые кристаллом: с точки зрения геометрической оптики он соответствует плоскопараллельной пластине, вносящей, по крайней мере, сферическую aberrацию в сходящиеся или расходящиеся пучки. А в коллимированных пучках aberrации отсутствуют.

Справедливости ради следует отметить, что при используемых сейчас относительных отверстиях оптических систем для формирования фантомных изображений влияние рассматриваемой дефокусировки пренебрежимо мало. Например в эксперименте [13], где фактически регистрировалось фантомное изображение щели, величина a , как показывают оценки, не превышала нескольких ми-

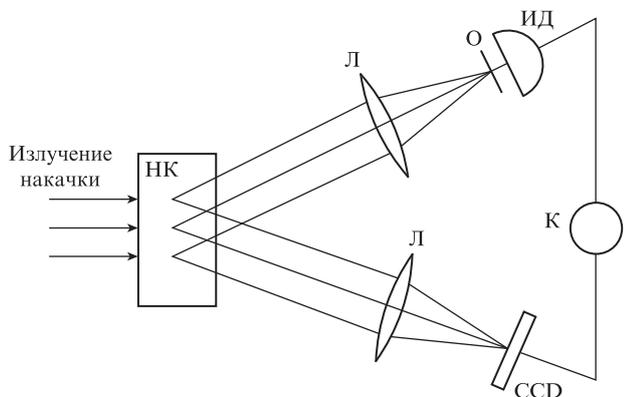


Рис.2. Схема формирования фантомного изображения при параллельном ходе лучей между объективами Л: НК – нелинейный кристалл с квадратичной нелинейностью; пучки запутанных пар фотонов освещают объект О и матрицу фотодетекторов CCD в восстанавливающем канале, причем объект и матрица находятся в фокальных плоскостях оптических объективов Л; ИД – интегрирующий детектор в объектном канале; К – коррелятор интенсивности (схема совпадений).

крометров. Вместе с тем малая светосила отрицательно сказывается на качестве любых изображений, поскольку она обуславливает дифракционное ограничение пространственного разрешения, а именно этот фактор для фантомных изображений является решающим (см., напр., [1–3]).

Почему же в схемах с параметрическим рассеянием нельзя достичь высокой светосилы? В первую очередь из-за малого угла параметрического захвата, в котором наблюдается экспоненциальное усиление. А именно этот угол в конечном счете определяет относительное отверстие. Как его увеличить? Проще всего – уменьшая толщину кристалла. Однако перспективы такого решения не беспредельны, ибо при этом снижается эффективность параметрического процесса.

А что если использовать встречное четырехфотонное смешение, как в ОВФ-зеркала? Только затравкой в данном случае должен быть не внешний сигнал, а вакуумные флуктуации. В изотропной среде с кубической нелинейностью генерация может происходить во всех направлениях. Следовательно, нет принципиальных ограничений светосилы. С другой стороны, пространственная корреляция сигнального и холостого фотонов, распространяющихся в строго противоположных направлениях, следующая из закона сохранения импульса, обеспечивает прекрасные возможности для формирования фантомных изображений: сигнальный фотон будет освещать объект, а холостой – регистрироваться ПЗС-матрицей. При этом, с точки зрения геометрической оптики, лучи, соответствующие обоим фотонам, с необходимостью должны находиться на одной прямой. Для снижения aberrаций, так же как и в случае трехфотонного процесса, имеет смысл использовать компоновку оптической системы, в которой нелинейная среда работала бы в параллельных пучках лучей (рис.3).

Такое схемное решение, как нам представляется, может привести к резкому повышению качества фантомных изображений.

Рассмотрение вопросов, связанных с пространственным разрешением фантомных изображений, было бы не-

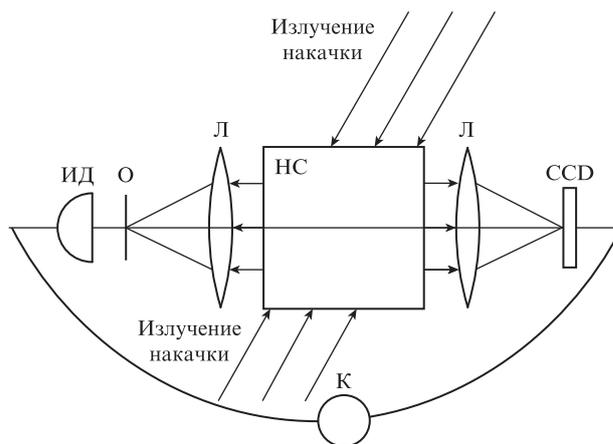


Рис.3. Схема формирования фантомного изображения при встречном четырехфотонном смешении и параллельном ходе лучей между объективами Л и нелинейной средой НС с кубической нелинейностью: пучки запутанных пар фотонов освещают объект О и матрицу фотодетекторов CCD в восстанавливающем канале, причем объект и матрица находятся в фокальных плоскостях оптических объективов Л; ИД – интегрирующий детектор в объектном канале; К – коррелятор интенсивности (схема совпадений).

полным без упоминания о формировании их с помощью классических тепловых источников света (см., напр., [14]). Основной фактор, обуславливающий предельное разрешение таких систем, – это радиус пространственной когерентности излучения. Идеальным для освещения объектов является δ -коррелированный свет. Размер спекла в плоскости объекта с учетом линейного поперечного увеличения оптической системы и определяет предельное пространственное разрешение фантомных изображений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №18-01-00598 А).

1. Белинский А.В. *Вестн. Моск. ун-та. Сер.3. Физика. Астрономия*, № 5, 3 (2018).
2. Moreau P.-A., Morris P.A., Toninelli E., et al. *Sci. Rep.*, **8** (1), 13183 (2018).
3. Moreau P.-A., Morris P.A., Toninelli E., et al. *Opt. Express*, **26** (6), 7528 (2018).
4. Балакин Д.А., Белинский А.В. *Квантовая электроника*, **49** (10), 967 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (10), 967 (2019)].
5. Balakin D.A., Belinsky A.V., Chirkin A.S. *Quantum Information Processing*, **18** (3), 80 (2019).
6. *Квантовое изображение*. Под ред. М.И.Колобова, А.С.Чиркина (М.: Физматлит, 2009).
7. Basset M.G., Setzpfandt F., Steinlechner F., et al. *Laser Photon. Rev.*, **13** (10), 1900097 (2019).
8. Белинский А.В. *Журн. научной и прикладной фотографии и кинематографии*, **28** (6), 424 (1983).
9. Белинский А.В. *Журн. научной и прикладной фотографии и кинематографии*, **28** (1), 18 (1983).
10. Пытьев Ю.П. *Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем* (М.: Физматлит, 2012).
11. Kolobov M.I., Beskrovnyy V.N. *Opt. Commun.*, **264** (1), 9 (2006).
12. Piché K., Leach J., Johnson A.S., et al. *Opt. Express*, **20** (24), 26424 (2012).
13. Kim Y.H., Shih Y. *Found. Phys.*, **29**, 12 (1999).
14. D'Angelo M., Valencia A., Rubín M., Shih Y. *Phys. Rev. A*, **72**, 013810 (2005).