

# Об особенностях корреляционных измерений параметров импульсных гиперспектральных оптических полей с использованием асимметричного интерферометра

М.С.Куля, В.Я.Катковник, К.Егизарян, Н.В.Петров

*Рассмотрены различия в корреляционных измерениях параметров импульсных гиперспектральных оптических полей с использованием симметричного и асимметричного интерферометров. Аналитически показано, что результирующая кросс-корреляционная функция чувствительна к фазовым возмущениям в исходном волновом поле. На примере рассматриваемой в работе установки, содержащей в одном плече телескопическую рефлекторную 4f-систему из параболических зеркал, показано, что в случае асимметричного интерферометра наличие aberrаций приводит к деградации восстанавливаемого изображения, тогда как в случае симметричных интерферометров они не оказывают влияния на результат.*

**Ключевые слова:** гиперспектральные поля, корреляционные измерения, симметричный и асимметричный интерферометры.

Гиперспектральная интерферометрия (ГИ), впервые продемонстрированная в работе [1], представляет собой мощный инструмент для определения формы широкополосного волнового фронта и для измерения как амплитудных, так и фазовых характеристик объектов, в том числе обладающих дисперсией показателя преломления. Отличительной чертой ГИ является получение пространственного распределения широкополосных волновых фронтов с высоким спектральным разрешением, что позволяет реконструировать информацию о рельефе объекта или о пространственном распределении его показателя преломления в зависимости от частоты излучения. Чтобы реализовать это на практике, записывается серия интерферограмм по мере временного сдвига одного сигнала относительно другого в одном из плеч интерферометра. Таким образом, зарегистрированные серии интерферограмм широкополосного излучения представляют собой корреляционную функцию [1], к которой применяется формализм спектроскопии с преобразованием Фурье, дающий информацию о спектральной плотности мощности.

Современные методы ГИ можно классифицировать в зависимости от типа используемого источника излучения. К первому типу отнесем широкополосные источники с низкой временной и высокой пространственной когерентностями [2, 3]. Это тепловые источники [1] и светодиоды [4], отдельные спектральные компоненты излучения которых не должны быть строго согласованными по фазе, как в случае источников второго типа, генерирующих сверхкороткие лазерные импульсы посредством синхронизации мод лазерного резонатора. ГИ с низкокogerентными источниками излучения, как правило, используется для исследования объектов, помещаемых в одно из плеч

асимметричного интерферометра [5, 6]. Важно также отметить, что получение излучения с такими когерентными свойствами, как правило, связано с потерями энергии, что делает методы ГИ чувствительными к шуму. Кроме того, при распространении через оптическую систему спектральный состав излучения может меняться из-за неоднородного спектрального поглощения, хроматических aberrаций, обусловленных наличием оптических элементов с дисперсией показателя преломления, а также иных искажений волнового фронта. Предполагается, что возникающий в системе шум может быть описан моделью одинаково распределенного аддитивного шума с гауссовым распределением его стандартного отклонения [7]. Значительное усовершенствование ГИ этого типа было обусловлено использованием более качественных алгоритмов подавления шума, основанных на применении разреженных представлений гиперспектральных изображений [7, 8].

Другой класс методов ГИ служит для характеристики сверхкоротких лазерных импульсов [9, 10]. Здесь также последовательно регистрируются картины интерференции в зависимости от временной задержки между сигналами, однако в качестве сигналов теперь выступает пара импульсов, причем используются как асимметричный [9], так и симметричный [10] интерферометры. Благодаря физическому механизму генерации, использующему синхронизацию мод для формирования сверхкоротких импульсов, лазерное излучение может обладать уникальными пространственно-временным распределением и спектральной фазой, что также часто соотносится с различными эффектами пространственно-временной связности [11]. Для решения современных научных задач, предполагающих использование сверхкоротких лазерных импульсов, крайне важно иметь доступ ко всем характеристикам широкополосного комплексного поля.

Отдельно следует выделить гиперспектральные измерения, реализуемые в терагерцевом (ТГц) диапазоне частот в импульсном режиме, в котором решения обеих упоминавшихся ранее задач, а именно характеристика объектов [12] и метрология волнового фронта [13–15],

М.С.Куля, Н.В.Петров. Университет ИТМО, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверкский просп., 49; e-mail: n.petrov@niuitmo.ru  
В.Я.Катковник, К.Егизарян. Tampere University, Faculty of Information Technology and Communication, TampereFI-33014, Finland

Поступила в редакцию 18 февраля 2020 г., после доработки – 15 апреля 2020 г.

уже были продемонстрированы с помощью метода, известного как импульсная ТГц-голография с разрешением во времени (THz PTDH, terahertz pulse time-domain holography). Несмотря на то что интерферометрическая регистрация, хотя и в несколько иной форме, здесь все еще возможна [16], в общем случае данные методики уже выходят за пределы интерферометрии и относятся к цифровой голографии, поскольку вместо регистрации результатов интерференции опорной и предметной волн здесь реализуется электрооптическое детектирование [17], основанное на измерении функции корреляции ТГц-импульса с опорным импульсом ближнего инфракрасного диапазона спектра фемтосекундной длительности, что позволяет рассматривать последний при измерениях как дельта-функцию. Благодаря этим особенностям данные методики обеспечивают прямой доступ к спектральной фазе. Под прямым доступом здесь понимается возможность непосредственного вычисления спектрального распределения фазы посредством фурье-преобразования от измеренной временной зависимости вещественной части напряженности ТГц-поля. Следует отдельно отметить, что эта особенность является одним из наиболее существенных отличий гиперспектральных голографических методов частотного ТГц-диапазона от методов ГИ, используемых при измерении полей импульсного фемтосекундного излучения [9, 10], в которых применение лишь фурье-

преобразования не обеспечивает доступа к спектральной фазе сигнала в одном из плеч интерферометра, и для ее получения затем используются дополнительные итерационные алгоритмы. Также, говоря об отличиях техник ТГц-диапазона, стоит упомянуть работу [18], в которой визуализация реализована по измерению кросс-корреляционной функции между двумя терагерцевыми импульсами, а не только по взаимодействию оптического и ТГц-излучений.

Целью настоящей работы является рассмотрение и анализ особенностей корреляционной регистрации импульсных широкополосных лазерных полей фемтосекундной длительности методами ГИ. В то время как в методах ГИ, использующих непрерывные широкополосные источники, получение фазовых характеристик излучения, прошедшего через исследуемый объект, основано на предположении, что в обоих плечах присутствует идеально коллимированный плоский волновой фронт, в случае источников сверхкоротких импульсов дополнительную специфику вносит существование согласованной спектральной фазы для отдельных частотных компонент. Поэтому более сложный случай, когда волновой фронт содержит пространственно-фазовую структуру, отличную от структуры плоской волны, требует отдельного исследования.

На рис.1 приведена схема установки для ГИ, используемая в настоящей работе. Она основана на асимметрич-

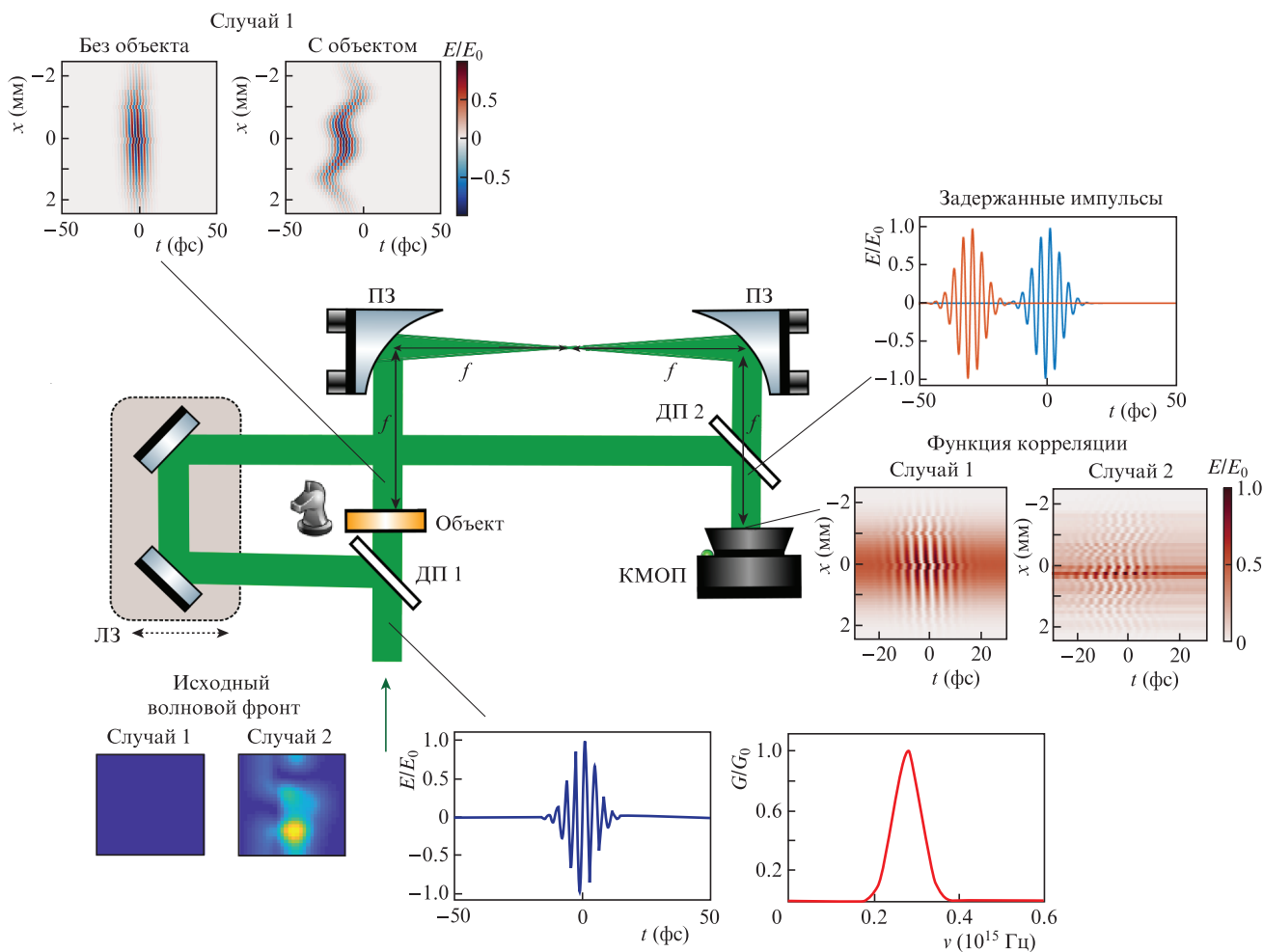


Рис.1. Схема установки для корреляционных измерений параметров импульсных гиперспектральных оптических полей методами цифровой голографии:  
 ДП – делитель пучка; ЛЗ – моторизированная линия задержки; ПЗ – параболическое зеркало; КМОП – детектор. На вставках – характеристики смоделированных импульсов.

ном интерферометре Маха–Цендера с линией задержки (ЛЗ) в опорном плече. Пучок в объектном плече, сформированный плечным делителем пучка (ДП), проходит через объект, и его изображение на матричном фотодетекторе (КМОП) формируется при помощи телескопической рефлекторной 4f-системы с единичным коэффициентом увеличения, состоящей из двух параболических зеркал (ПЗ). Отметим, что внеосевые параболические зеркала в конструкции 4f-системы обычно используются в установках, работающих с импульсным лазерным излучением сверхкороткой длительности, которые крайне чувствительны к эффектам дисперсии показателя преломления, проявляющимся при распространении такого излучения через оптически прозрачные материалы.

В плоскости регистрации происходит наложение опорной и объектной волн. Как будет ясно из дальнейшего, важным аспектом данной работы является отсутствие в опорном плече телескопической 4f-системы, аналогичной использованной в объектном плече, что делает опорную волну подверженной дифракции.

Таким образом, при наличии возмущения в обоих плечах интерферометра дифракция будет давать фазовый сдвиг в каждой пространственной точке кросс-корреляционной функции, что приведет к искажению восстанавливаемого изображения.

В настоящей работе рассмотрено решение прямой и обратной задач, заключающихся в моделировании процесса формирования кросс-корреляционных сигналов на детекторе и в извлечении из них амплитудно-фазовых характеристик. Рассмотрение приведено для двух различных случаев (рис.1): случай 1 соответствует плоскому волновому фронту на входе в установку, а случай 2 подразумевает наличие фазовых искажений волнового фронта.

На вставках рис.1 показаны характеристики смоделированных импульсов. При моделировании использовались следующие параметры: длительность исходного импульса  $\tau = 10$  фс, диапазон смещений референтного импульса относительно объектного находится в диапазоне  $-30 \div 30$  фс. Данные фазовые искажения входного импульса задавались путем использования фазовой маски с пространственным распределением, соответствующим стандартной функции «peaks» в среде MATLAB. Предполагалось, что максимальный перепад высот в маске составляет  $15\lambda_0$ , где  $\lambda_0 = 800$  нм. При моделировании предполагалось, что показатель преломления равен 1.4. Также на рис.1. показан исходный фемтосекундный импульс и его временной спектр.

Рассмотрим математическую модель для ГИ данного типа. Итоговая функция кросс-корреляции, регистрируемая на детекторе, может быть записана в следующем виде:

$$I(x, y, \tau) = \int_0^\infty |AS_\nu[O(x, y, \nu)b(x, y, \nu)] + AS_\nu[R(x, y, \nu)b(x, y, \nu)]\exp(-i2\pi\nu\tau)|^2 d\nu, \quad (1)$$

где  $O(x, y, \nu)$  – пространственно-частотная функция объектного поля;  $R(x, y, \nu)$  – функция опорного поля;  $b(x, y, \nu)$  – накопленное возмущение волнового фронта в плоскости BS<sub>1</sub> (мы рассматриваем приближение, в котором объект располагается бесконечно близко к BS<sub>1</sub>); фазовый сдвиг опорного пучка определяется параметром  $\tau$ . Здесь описание сначала приводится для общего случая, когда опорный и предметный волновые фронты могут быть подвер-

жены дифракции, которая может быть учтена благодаря оператору  $AS_\nu$ , распространения волнового фронта для временных частот, как это сделано в наших предыдущих работах [10–13]. При этом мы будем рассматривать только имеющие физический смысл положительные частоты  $\nu > 0$ . Тогда данную функцию кросс-корреляции можно представить в следующем виде:

$$I(x, y, \tau) = \int_0^\infty d\nu \{|AS_\nu[O(x, y, \nu)b(x, y, \nu)]|^2 + |AS_\nu[R(x, y, \nu)b(x, y, \nu)]\exp(-i2\pi\nu\tau)|^2 + AS_\nu[O(x, y, \nu)b(x, y, \nu)] \times \{AS_\nu[R(x, y, \nu)b(x, y, \nu)]\}^* \exp(i2\pi\nu\tau) + \{AS_\nu[O(x, y, \nu)b(x, y, \nu)]\}^* \times AS_\nu[R(x, y, \nu)b(x, y, \nu)]\exp(-i2\pi\nu\tau)\}. \quad (2)$$

Здесь «\*» – комплексное сопряжение. Последующее преобразование Фурье по частотам  $q$  для кросс-корреляционной функции дает выражение

$$I(x, y, q) = \int_{-\infty}^\infty I(x, y, \tau)\exp(-i2\pi q\tau) d\tau = \int_{-\infty}^\infty \exp(-i2\pi q\tau) d\tau \int_0^\infty |AS_\nu[O(x, y, \nu)b(x, y, \nu)]|^2 d\nu + \int_{-\infty}^\infty \exp(-i2\pi q\tau) d\tau \int_0^\infty |AS_\nu[R(x, y, \nu)b(x, y, \nu)]|^2 d\nu + \int_{-\infty}^\infty \exp[-i2\pi(q - \nu)\tau] d\tau \int_0^\infty AS_\nu[O(x, y, \nu)b(x, y, \nu)] \times \{AS_\nu[R(x, y, \nu)b(x, y, \nu)]\}^* d\nu + \int_{-\infty}^\infty \exp[-i2\pi(q + \nu)\tau] d\tau \int_0^\infty \{AS_\nu[O(x, y, \nu)b(x, y, \nu)]\}^* \times AS_\nu[R(x, y, \nu)b(x, y, \nu)] d\nu, \quad (3)$$

а интегрирование по  $\tau$  дает

$$\int_{-\infty}^\infty \exp(-i2\pi q\tau) d\tau = \delta(q),$$

где  $\delta(q)$  – дельта-функция Дирака. Соответственно уравнение (3) принимает следующий вид:

$$I(x, y, q) = \int_0^\infty |AS_\nu[O(x, y, \nu)b(x, y, \nu)]|^2 \delta(q) d\nu + \int_0^\infty |AS_\nu[R(x, y, \nu)b(x, y, \nu)]|^2 \delta(q) d\nu + \int_0^\infty AS_\nu[O(x, y, \nu)b(x, y, \nu)] \times \{AS_\nu[R(x, y, \nu)b(x, y, \nu)]\}^* \delta(q - \nu) d\nu + \int_0^\infty \{AS_\nu[O(x, y, \nu)b(x, y, \nu)]\}^* \times AS_\nu[R(x, y, \nu)b(x, y, \nu)] \delta(q + \nu) d\nu. \quad (4)$$

Таким образом, для имеющих физический смысл решений при частотах  $\nu > 0$  и  $q > 0$  получаем:

$$I(x, y, q) = AS_q[O(x, y, q)b(x, y, q)] \times \{AS_q[R(x, y, q)b(x, y, q)]\}^*. \quad (5)$$

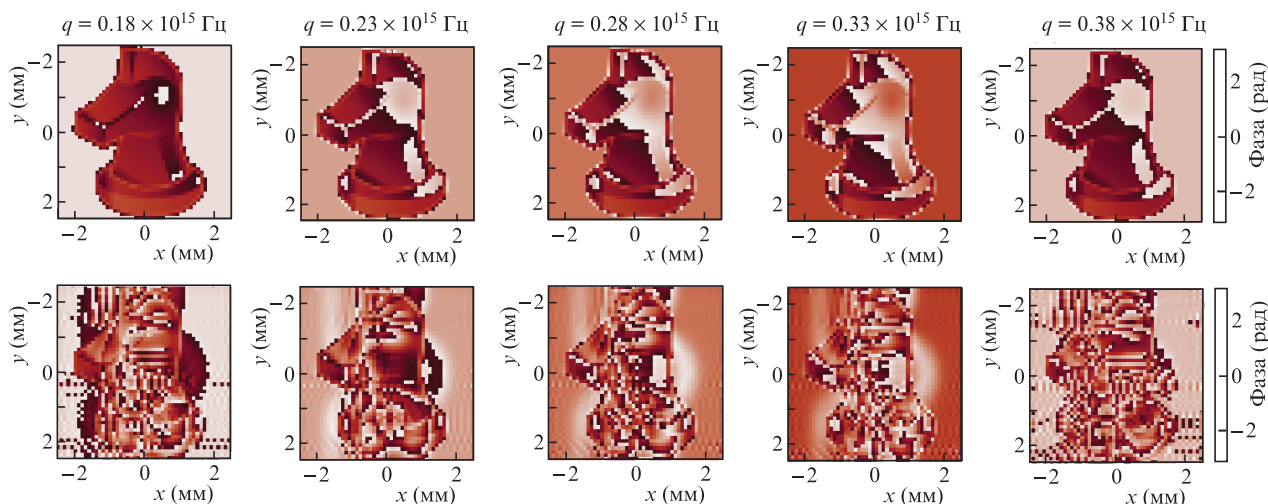


Рис.2. Пространственно-фазовые структуры кросс-корреляционной функции  $I(x, y, q)$  для нескольких частот  $q$ . Случай 1 (верхний ряд) – плоский волновой фронт; случай 2 (нижний ряд) – волновой фронт с накопленным фазовым возмущением.

Уравнение (5) описывает результирующую кросс-корреляционную функцию в пространстве частот  $q$ . Важным следствием из него является то, что, если оператор распространения волнового фронта  $AS_q$  воздействует одинаково в опорном и объектном плечах, возмущение  $b(x, y, q)$  не вносит вклада в фазу кросс-корреляционной функции в силу произведения  $b(x, y, q)b(x, y, q)^*$ . При этом, если в объектном плече расположена  $4f$ -система с единичным коэффициентом увеличения (как показано на рис.1), то результирующее уравнение для  $I(x, y, q)$  не содержит оператора  $AS_q$  в первом сомножителе. Следовательно, этот результат будет зависеть от возмущения  $\{AS_q[b(x, y, q)]\}^*$  во втором сомножителе. Таким образом, если  $b(x, y, q)$  в опорном пучке представляет собой плоскую волну (возмущение отсутствует, случай 1 на рис.1), то  $\{AS_q[b(x, y, q)]\}^* = b(x, y, q)^*$ , и вклад этого возмущения в фазу также будет компенсирован за счет произведения  $b(x, y, q)b(x, y, q)^*$ . Однако, если  $b(x, y, q)$  описывает структуру, отличную от структуры плоской волны (случай 2 на рис.1), мы получим  $b(x, y, q)\{AS_q[b(x, y, q)]\}^*$ , и фаза возмущения  $b(x, y, q)$  будет оказывать влияние на результат восстановления изображения.

На рис.2 представлен результат решения обратной задачи и для различных частот приведены восстановленные фазовые распределения волнового поля для случаев 1 и 2. Видно, что в случае плоского волнового фронта в обоих плечах асимметричного интерферометра фаза кросс-корреляционной функции корректно отображает объект. Если же исходный волновой фронт имеет фазовые неоднородности, то восстановленные пространственно-фазовые характеристики излучения будут искажены флуктуациями как по краям, так и в центре изображения, что не позволит корректно определить профиль объекта.

Итак, в настоящей работе рассмотрены особенности корреляционных измерений параметров импульсных гиперспектральных оптических полей в асимметричном интерферометре. На основе аналитического уравнения (5) проанализировано влияние дифракции на пространственно-фазовую структуру опорной и объектной волн и обоснована ограниченность модели ГИ случаем использования на входе в асимметричный интерферометр плоского

волнового фронта. Таким образом, показано, что в схеме с использованием  $4f$ -системы в объектном пучке результирующая кросс-корреляционная функция зависит от степени фазового возмущения в исходном волновом поле. Наблюдается значительное различие в качестве восстановления фазовых изображений объекта при исходно плоском волновом фронте и фронте, имеющем некоторое накопленное фазовое возмущение. Поэтому в общем случае для полного восстановления фазовых характеристик импульсного волнового фронта требуются алгоритмы, позволяющие осуществить спектральное согласование отдельных частотных компонент импульса [9, 10].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-32-20215).

1. Itoh K. et al. *Appl. Opt.*, **29** (11), 1625 (1990).
2. Naik D.N., Pedrini G., Takeda M., Osten W. *Opt. Lett.*, **39**, 1857 (2014).
3. Kalenkov S.G., Kalenkov G.S., Shtanko A.E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **34**, B49 (2017).
4. Claus D., Pedrini G., Bucht D., Osten W. *Proc. SPIE*, **10335**, 103351H (2017).
5. Каленков Г.С., Каленков С.Г., Штанько А.Е. *Квантовая электроника*, **45** (4), 333 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (4), 333 (2015)].
6. Каленков С.Г., Каленков Г.С., Штанько А.Е. *Измерительная техника*, № 11, 21 (2012).
7. Shevkunov I., Katkovnik V., Claus D., Pedrini G., Petrov N.V., Egiazarian K. *Opt. Laser Eng.*, **127**, 105973 (2020).
8. Shevkunov I., Katkovnik V., Claus D., Pedrini G., Petrov N.V., Egiazarian K. *Sensors*, **19**, 5188 (2019).
9. Pariente G., Gallet V., Borot A., Gobert O., Quere F. *Nat. Photon.*, **10**, 547 (2016).
10. Borot A., Quere F. *Opt. Express*, **26**, 26444 (2018).
11. Akturk S., Gu X., Bowlan P., Trebino R. *J. Opt.*, **12**, 093001 (2010).
12. Petrov N.V., Kulya M.S., Tsyppin A.N., Bespalov V.G., Gorodetsky A. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, **6**, 464 (2016).
13. Kulya M.S., Semenova V.A., Bespalov V.G., Petrov N.V. *Sci. Rep.*, **8**, 1 (2018).
14. Kulya M., Petrov N.V., Katkovnik V., Egiazarian K. *Appl. Opt.*, **58**, G61 (2019).
15. Kulya M., Petrov N.V., Tsyppin A., Egiazarian K., Katkovnik V. *Opt. Express*, **27**, 18456 (2019).
16. Чижов П.А. и др. *Квантовая электроника*, **45** (5), 434 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (5), 434 (2015)].
17. Gallot G., Grischkowsky D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16** (8), 1204 (1999).
18. Ushakov A. et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **35** (5), 1159 (2018).