

ЛАЗЕРЫ

Адаптивная система коррекции волнового фронта лазерного комплекса PEARL

А.А.Соловьев, А.В.Котов, С.Е.Перевалов, М.В.Есюнин, М.В.Стародубцев, А.Г.Александров, И.В.Галактионов, В.В.Самаркин, А.В.Кудряшов, В.Н.Гинзбург, А.П.Коробейникова, А.А.Кочетков, А.А.Кузьмин, А.А.Шайкин, И.В.Яковлев, Е.А.Хазанов

Представлены результаты работы системы коррекции волнового фронта на основе деформируемого биморфного зеркала субпикового лазерного комплекса PEARL. Продемонстрировано улучшение качества фокусировки лазерного излучения, приведшее к увеличению числа Штреля с 0.3 до 0.6. Исследованы особенности компенсации фазовых искажений волнового фронта в случае низкой частоты следования импульсов, а также корректного учета шумов CCD-камеры при вычислении числа Штреля.

Ключевые слова: адаптивная система коррекции волнового фронта, биморфное деформируемое зеркало, оптимизация качества фокусировки субпиковых лазерных импульсов, лазерный комплекс PEARL.

1. Введение

Достижение предельных значений интенсивности лазерного излучения невозможно без тщательного контроля и коррекции его волнового фронта в лазерной системе. Влияние искажений волнового фронта на работу лазера может быть обусловлено разными механизмами. Например, аберрации в наносекундном лазере могут привести к снижению коэффициента преобразования во вторую гармонику или к запираанию пространственных фильтров вследствие абляции материала диафрагмы [1]. Фазовые искажения на входе в компрессор лазерных импульсов приводят к сложным хроматическим эффектам, проявляющимся в пространственной неоднородности длительности импульса, к остаточным угловым чирпам и временным модуляциям [2–4]. В связи с этим адаптивные системы коррекции волнового фронта, основанные на использовании отражающих зеркал с управляемой геометрией поверхности, являются штатным оборудованием лазеров [5–10].

Аберрации волнового фронта можно условно разделить на стационарные (обусловленные неидеальностью оптических элементов) и динамические (вызванные потоками воздуха и изменениями теплового режима работы лазера). Характерные частоты работы адаптивной системы должны быть выше характерных частот динамических аберраций. Гистерезис и нелинейность деформируемого зеркала в большинстве случаев затрудняют его аб-

солютную калибровку, вследствие чего компенсация может происходить только итерационно, с применением обратной связи, реализованной через датчик волнового фронта (ДВФ). Однако предварительная калибровка позволяет свести число необходимых шагов к минимуму.

Если проблема компенсации динамических аберраций так или иначе решается путем повышения быстродействия системы, то компенсация искажений для лазеров с низкой частотой следования импульсов требует особого подхода, поскольку обратная связь может быть организована только с задержкой, равной времени между «выстрелами», или при помощи маломощных настроечных режимов с высокой частотой следования импульсов. В последнем случае остается вопрос о различиях волнового фронта в настроечном и «боевом» режимах.

В настоящей работе представлены результаты оптимизации волнового фронта при помощи адаптивной системы коррекции волнового фронта на выходе лазерной системы PEARL [11]. Использовались деформируемое биморфное зеркало и ДВФ Шака–Гартмана. Эффективность работы системы исследовалась в различных режимах работы лазера.

2. Схема эксперимента

Исследования проводились на лазерном комплексе PEARL, топологически представляющем собой трехкаскадный параметрический усилитель чирпированных импульсов на основе кристаллов KD^*P . Стартовой системой для сигнального излучения служил Ti :сапфировый лазер с синхронизацией мод, работающий на краю спектра усиления активной среды. Кроме разового режима работы (импульс длительностью 50 фс с энергией ~ 20 Дж и частотой следования 1 импульс в 20 мин) использовались еще два настроечных режима: «частотный» (50 фс, ~ 10 мДж, 1 Гц) и «квазинепрерывный» (50 фс, 500 пДж, 70 МГц). Во всех режимах излучение проходило по одному и тому же пути, в квазинепрерывном режиме отсутствовала накачка параметрических усилителей, в частотном – накачка конечного каскада. Квазинепрерывный режим обеспечивал максимально возможную апертуру,

А.А.Соловьев, А.В.Котов, С.Е.Перевалов, М.В.Есюнин, М.В.Стародубцев, В.Н.Гинзбург, А.П.Коробейникова, А.А.Кочетков, А.А.Кузьмин, А.А.Шайкин, И.В.Яковлев, Е.А.Хазанов. ФИЦ «Институт прикладной физики РАН», Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: toloviev@gmail.com

А.Г.Александров, И.В.Галактионов, В.В.Самаркин. Институт динамики геосфер РАН, Россия, 119334 Москва, Ленинский просп., 38, к. 1

А.В.Кудряшов. Институт динамики геосфер РАН, Россия, 119334 Москва, Ленинский просп., 38, к. 1; Московский политехнический университет, Россия, 107023 Москва, ул. Большая Семеновская, 38

ограниченную геометрическим размером элементов оптического тракта, и демонстрировал самый однородный поперечный профиль интенсивности пучка излучения среди всех представленных режимов. Спектры импульсов излучения во всех режимах были примерно одинаковыми. Принципиальная схема эксперимента приведена на рис.1.

После компрессора лазера PEARL пучок направлялся в вакуумную камеру, в которой отражался от ослабляющих стеклянных пластин 5 и 6 без напыления (интенсивность на паре пластин ослаблялась в 590 раз), деформируемого зеркала 8 и сферического фокусирующего зеркала 9 с фокусным расстоянием $f = 5000$ мм. Излучение падало на сферическое зеркало 9 под углом 4.5° , что вносило дополнительный астигматизм с амплитудой 5 мкм.

Использование зеркальной фокусирующей системы обусловлено необходимостью исключить хроматические aberrации при фокусировке. Излучение выводилось из вакуумного объема через стеклянное окно 10, дополнительно ослабляясь при отражениях от пластины 7 и светоделителя 11. При максимальной мощности излучения V -интеграл, определяющий нелинейный набег фазы на элементах оптической схемы, не превышал 0.1, что гарантировало отсутствие существенных нелинейных искажений волнового фронта. Прошедшая через светоделитель часть пучка фокусировалась на матрице цифровой CCD-камеры.

Отраженная от светоделителя 11 часть пучка попадала на ДВФ 12, на котором монтировалась ахроматическая линза (на рисунке не изображена), образующая со сферическим зеркалом телескоп, который переносил изображение деформируемого зеркала на матрицу микролинз датчика 12 с 20-кратным уменьшением. При переключении режимов работы лазера и оптимизации динамического диапазона перед камерами помещались безабберационные нейтральные ослабляющие фильтры.

ДВФ представляет собой однодюймовую КМОП-камеру (2048×2048 пикселей) со встроенным в нее микролинзовым растром с $f = 3.2$ мм и периодом 136 мкм. Растр делит падающий на датчик 12 волновой фронт на субапертуры (более 6500 на всей апертуре датчика) и формирует изображение двумерной сетки фокальных пятен (гартманограмма) на приемной матрице датчика [12]. Положение центра тяжести каждого пятна определяется усредненным по соответствующей субапертуре локальным наклоном волнового фронта. Детальное описание алгоритма восстановления профиля волнового фронта приведено в [13]. Результатом работы алгоритма восстановления является отличие волнового фронта излучения

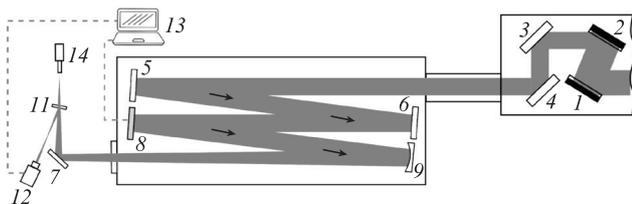


Рис.1. Принципиальная схема эксперимента: 1, 2 – выходные решетки компрессора; 3, 4 – выходные зеркала компрессора; 5, 6, 7 – стеклянные пластины без напыления с матированной задней поверхностью; 8 – деформируемое зеркало; 9 – сферическое зеркало; 10 – выходное окно вакуумного объема; 11 – светоделитель; 12 – ДВФ Шака–Гартмана; 13 – управляющий блок для зеркала 8; 14 – цифровая CCD-камера.

от эталонного, который находится путем индивидуальной калибровки каждого датчика.

Биморфное деформируемое зеркало представляет собой трехслойную пластину, состоящую из полированной подложки из оптического стекла с отражающим покрытием и двух пьезокерамических дисков с токопроводящими поверхностями [14]. Все компоненты зеркала жестко склеены между собой (рис.2). Вследствие обратного пьезоэффекта при наличии приложенного электрического поля в пьезодисках происходит продольное сжатие/растяжение пьезокерамики, что приводит к деформации (изгибу) отражающей поверхности деформируемого зеркала. Внутренний пьезодиск со сплошным электродом служит для формирования общей кривизны поверхности зеркала. На внешней поверхности второго диска размещены электроды в виде гальванически развязанных сегментов, с помощью которых формируются локальные деформации [15]. При подаче управляющих напряжений на группу электродов сегментированного пьезодиска деформация поверхности зеркала представляет собой суперпозицию локальных деформаций. В работе использовалось 96-электродное биморфное зеркало диаметром 240 мм с максимальной деформацией поверхности более 100 мкм (дефокусировка) в диапазоне управляющих напряжений от -300 до $+600$ В (частота первого резонанса ~ 550 Гц, гистерезис 12%). Отражающее покрытие – многослойное диэлектрическое с коэффициентом отражения не менее 99.8% в спектральном диапазоне 860–960 нм.

В схеме (см. рис.1) существуют две перетяжки лазерного пучка: в плоскости CCD-камеры и перед ДВФ. Качество фокусировки в них может различаться из-за aberrаций, вносимых при прохождении излучения через светоделитель и отражении от него. Такие aberrации принято называть разностными. Если разностные aberrации существенны, то оптимизация распределений интенсивности возможна только для одной из перетяжек, которую мы будем называть целевой. В нашем случае целевой является перетяжка в плоскости CCD-камеры 14. Оптимальная фокусировка будет достигаться в случае отличия показаний ДВФ от эталонного профиля на величину разностных aberrаций, взятых с обратным знаком. Наличие двух перетяжек в канале с мощным излучением и в диагностическом канале типично для сверхмощных

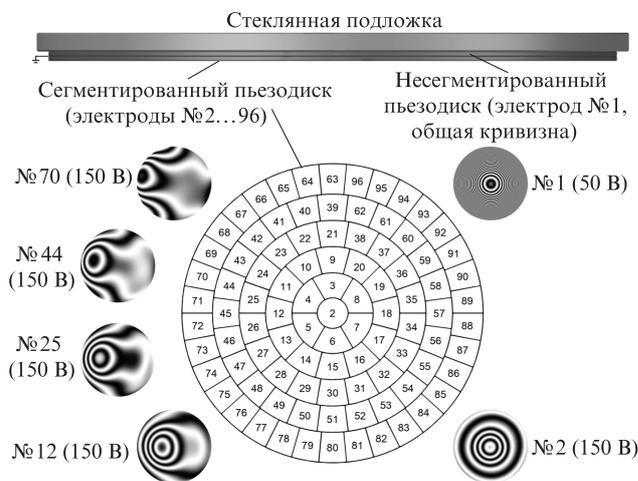


Рис.2. Принципиальное устройство биморфного зеркала, схема электродов сегментированного пьезодиска и примеры функций отклика некоторых электродов (разность фаз соседних полос $\lambda/2$).

лазерных систем, как и наличие разностных аберраций. Как правило, в качестве целевой выбирается перетяжка, в которой происходит взаимодействие излучения с мишенью.

3. Адаптивная система коррекции волнового фронта

Компенсации фазовых искажений предшествует рутинная процедура калибровки деформируемого зеркала, в ходе которой для всех электродов зеркала последовательно измеряются функции отклика – фазовые искажения, вызванные единичным напряжением. Функции отклика (примеры представлены на рис.2) соответствуют удвоенным деформациям поверхности зеркала. После этого осуществляются фазовое сопряжение и устранение разностных аберраций.

3.1. Фазовое сопряжение

Стандартная процедура коррекции волнового фронта осуществляется методом фазового сопряжения [13, 16] и происходит следующим образом. Фазовые искажения, измеренные ДВФ, раскладываются в ряд по измеренным функциям отклика деформируемого зеркала. Коэффициентами в разложении являются значения управляющих напряжений на электродах зеркала. Из-за гистерезиса и нелинейности функций откликов зеркала полная компенсация за один шаг затруднительна; оптимальная коррекция достигается за три-четыре итерации. Рассматриваемая адаптивная система способна совершать шаги коррекции с обратной связью с частотой не менее 20 Гц, ограниченной скоростью захвата и обработки изображения с ДВФ, само же деформируемое зеркало обрабатывает управляющие напряжения в полосе частот шириной до 400 Гц.

Эффективность коррекции фазовых искажений оценивается через невязку – отклонение измеренного двумерного фазового профиля от эталонного. Для этого удобно использовать среднеквадратичное отклонение σ и/или разность ее максимального и минимального значений. В случае корректного учета разностных искажений и равномерного заполнения амплитудного профиля лазерного пучка невязка однозначно связана с числом Штреля в целевой точке фокусировки. В частности, если критерий Марешала ($\sigma < \lambda/14$) выполняется, то число Штреля S превысит 0.8 [17].

Для квазинепрерывного режима комплекса PEARL при включенной коррекции типичные значения невязки σ составляли не более $\lambda/20$. При отключении коррекции с сохранением напряжений на электродах деформируемого зеркала невязка со временем увеличивалась за счет вклада динамических аберраций. Кроме того, на временах более получаса могли сказываться эффекты, связанные с релаксацией формы самого деформируемого зеркала. Отметим, что частота работы адаптивной системы коррекции (20 Гц) обычно достаточна для коррекции аберраций, вызванных воздушными потоками в лаборатории. Однако в частотном (1 Гц) и разовом режимах эффективность компенсации принципиально снижается из-за невозможности компенсировать динамические аберрации.

3.2. Устранение разностных аберраций

ДВФ измеряет изменение волнового фронта относительно эталонного фазового профиля. Наличие разност-

ных аберраций приводит к тому, что даже полная компенсация неоднородностей фазового фронта в плоскости датчика не гарантирует идеальной фокусировки в целевой точке, и наоборот, при идеальной фокусировке в целевой точке ДВФ будет показывать остаточные отклонения фазового профиля от эталонного. Для конкретной системы разностные аберрации можно учесть при помощи переопределения эталонного фазового профиля. Для этого пятно фокусировки должно быть оптимизировано на основании дополнительных измерений, которые можно провести при помощи вспомогательного ДВФ, установленного непосредственно за целевой точкой фокуса. В случае, когда поместить датчик в перетяжку трудно, используются прямые методы оптимизации фокального пятна (см. Приложение 1). Непосредственная оптимизация фокального пятна неизбежна, если эталонный фазовый фронт для ДВФ не определен.

Отметим, что возможность переопределения эталонного фазового профиля открывает дополнительные экспериментальные возможности, потому что ДВФ, даже находясь в аберрационном диагностическом тракте и на достаточном удалении, может быть перекалиброван таким образом, чтобы диагностировать качество фокусировки в целевой точке. При этом снижаются требования как к безаберрационности диагностического тракта, так и к аберрациям в фокусирующей системе. Кроме того, такой подход, с определенными ограничениями, позволяет измерять волновой фронт излучения высокой мощности в разовом режиме. Эти ограничения касаются в первую очередь необходимости переноса изображения деформируемого зеркала на плоскость ДВФ и точности переопределения эталонного фронта для излучения в разовом режиме с учетом его высокой интенсивности, малой частоты следования импульсов и возможных вариаций в заполнении ближней зоны лазерного излучения.

4. Обсуждение экспериментальных результатов

Для экспериментов, целью которых является достижение максимальной пиковой интенсивности лазерного излучения, наиболее простой и естественной оценкой эффективности компенсации аберраций является число Штреля S – отношение измеренной на оси пучка плотности энергии в перетяжке к максимально возможной для данного распределения в ближней зоне (в предположении идеально плоского фазового фронта и идеальности фокусирующей оптики). Отличие S от единицы свидетельствует об уменьшении плотности энергии в перетяжке из-за аберраций волнового фронта.

Результат вычисления S по полученному экспериментально распределению плотности энергии в фокальной плоскости существенным образом зависит от амплитуды шума CCD-матрицы. Для повышения достоверности определения S нами использовались алгоритмы очистки от шума с помощью фурье-фильтрации (см. Приложение 2). Применение этих алгоритмов позволило корректно сопоставлять значения S , полученные на разных камерах, для различных режимов и при разных энергиях импульсов и пространственных профилях интенсивности лазерного излучения. Кроме того, отношение сигнал/шум по возможности максимизировалось подбором безаберрационных нейтральных оптических фильтров, устанавливаемых перед ДВФ и CCD-камерой.

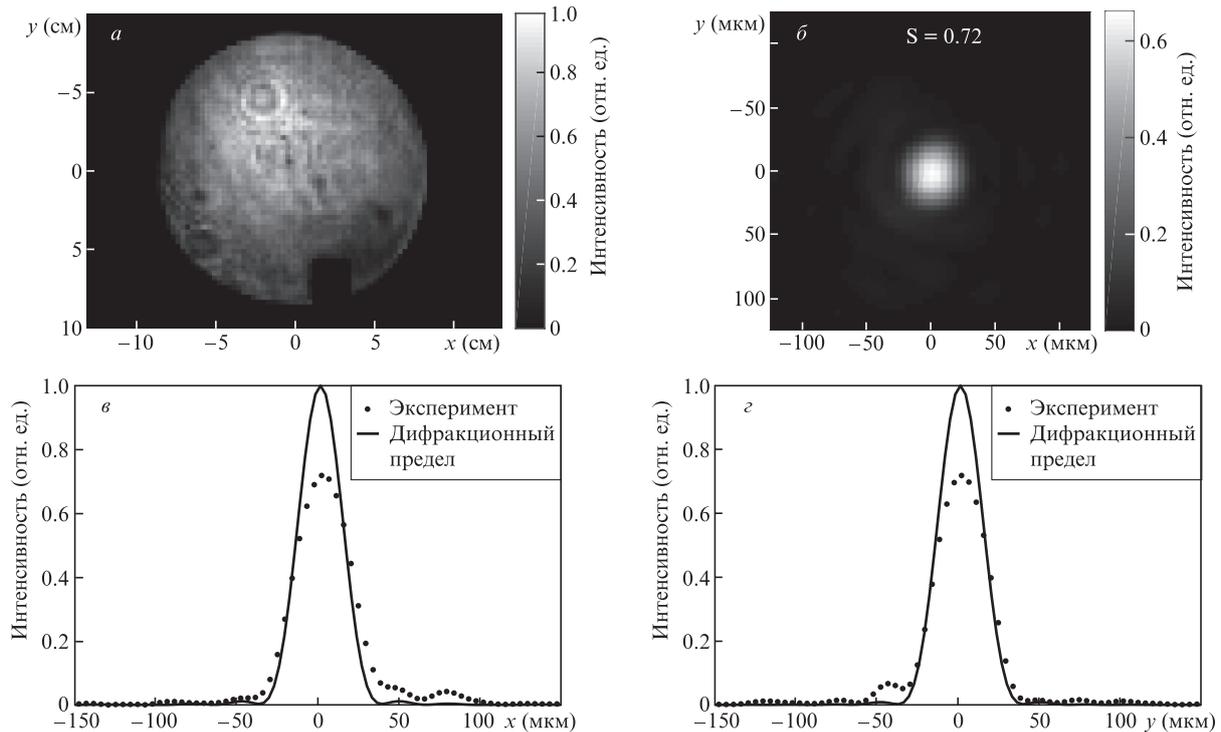


Рис.3. Нормированные распределения интенсивности излучения в ближней (*a*) и дальней (*b*) зонах в квазинепрерывном режиме при фокусировке зеркалом с $f = 5$ м, а также горизонтальное (*v*) и вертикальное (*z*) сечения распределений в дальней зоне. Для данного измерения $S = 0.72$. Прямоугольный «вырез» в нижней части апертуры – тень от диагностического зеркала.

Без адаптивной коррекции волнового фронта в квазинепрерывном режиме было получено $S = 0.5$, а в разовом режиме – $S = 0.3$. Важно отметить, что при этом астигматизм был скомпенсирован путем подстройки положения и ориентации оптических элементов, в частности фокусирующей системы.

Использование адаптивной системы позволило увеличить максимальные значения числа Штреля и получить $S = 0.72$ для квазинепрерывного режима, $S = 0.7$ для частотного режима и $S = 0.66$ для разового режима. Остаточные aberrации пучка, проявляющиеся в отклонении S от единицы, мы связываем с неточностями при учете разностных искажений. В различных режимах работы лазерной системы число Штреля имеет разные значения, что объясняется различиями в распределениях энергии в ближней зоне излучения в присутствии остаточных aberrаций (включая хроматические). Полученные экспериментально распределения интенсивности и плотности потока энергии излучения в ближней и дальней зонах в квазинепрерывном и разовом режимах показаны на рис.3 и 4.

Мы исследовали два пути достижения максимального числа Штреля в разовом режиме: фазовое сопряжение в частотном режиме и фазовое сопряжение в разовом режиме. Преимуществом первого пути является большая частота следования импульсов, а недостатком тот факт, что различия между пучками излучения в этих двух режимах, причем как фазовые, так амплитудные не учитываются. На первый взгляд, эти различия не так велики, поскольку в обоих случаях пучок проходит одинаковый путь, а вся разница заключается в отсутствии или наличии пучка накачки в оконечном параметрическом усилителе.

На рис.5 представлены значения S и σ при реализации фазового сопряжения в частотном режиме, которое про-

водилось между последовательными разовыми выстрелами. При работе в разовом режиме фазовое сопряжение не применялось, а напряжение на управляющих электродах деформируемого зеркала оставалось неизменным. Частотные значения получены усреднением по 60 реализациям за 1–2 мин перед разовым выстрелом. На рис.6 представлены аналогичные данные для серии, в которой фазовое сопряжение проводилось в разовом режиме; измерения в частотном режиме для фазового сопряжения не использовались. С целью коррекции фазы выбирались наиболее удачные выстрелы (отмечены вертикальными штриховыми линиями), для которых заполнение ближней зоны было наиболее близким к ожидаемому. Максимальное число Штреля для разового режима составило 0.66.

Из рис.5,6 видно, что большее (примерно на 20%) число Штреля всегда соответствует режиму, в котором проводилось фазовое сопряжение. Таким образом, мы показали, что изменения в волновом фронте, накопленные за 20 мин между разовыми выстрелами, влияют на качество работы адаптивной оптики меньше, чем различия между пучками в частотном и разовом режимах.

Пиковая интенсивность излучения в фокусе зависит не только от S , но и от распределения в ближней зоне, остроты фокусировки и длительности импульса. Для лазера PEARL при фокусировке излучения параболическим зеркалом с $f = 32$ см (относительное отверстие $f/2$), длительности импульса 50 фс, энергии 20 Дж и $S = 0.6$ интенсивность в фокусе будет равна 6×10^{21} Вт/см².

5. Заключение

Использование адаптивной системы коррекции волнового фронта в лазерном комплексе PEARL позволило увеличить число Штреля с $0.3 (\pm 0\%)$ до $0.6 (\pm 10\%)$, т. е.

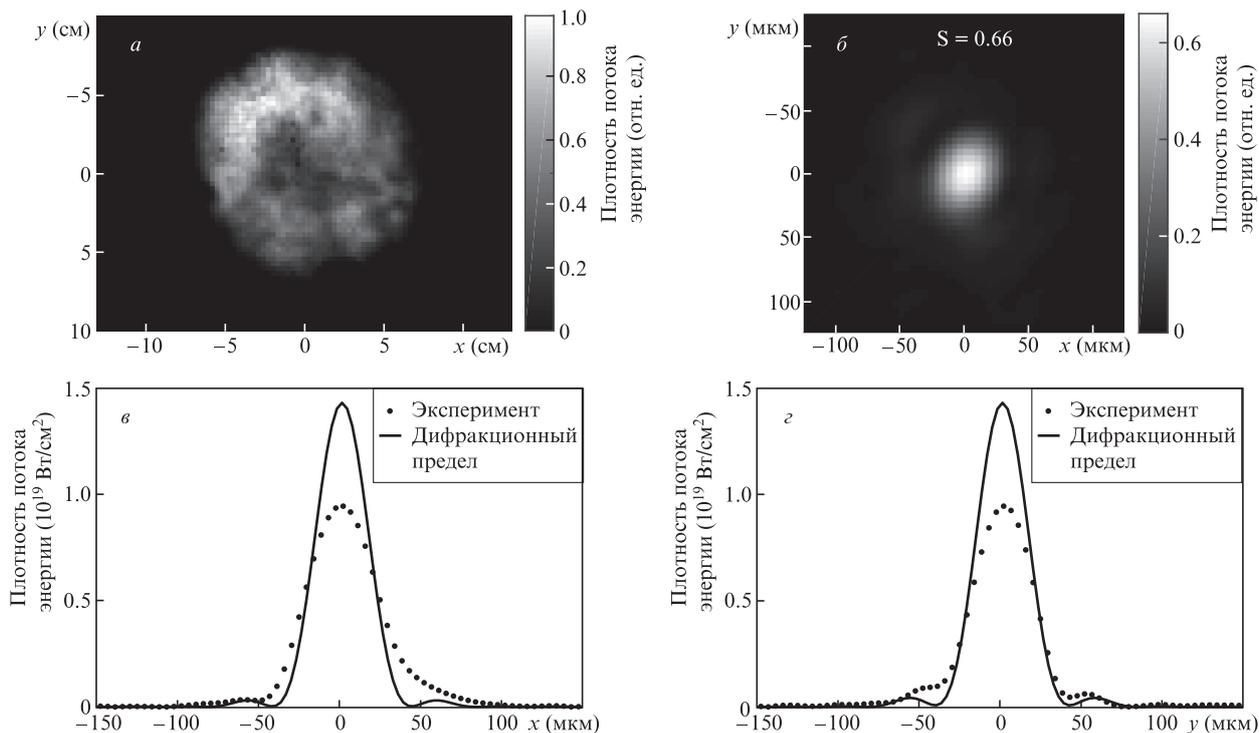


Рис.4. Нормированные распределения плотности потока энергии излучения в ближней (а) и дальней (б) зонах в разовом режиме при энергии импульса 7 Дж, его длительности 50 фс и фокусировке зеркалом с $f = 5$ м, а также горизонтальное (в) и вертикальное (г) сечения распределений в дальней зоне. Для данного измерения $S = 0.66$.

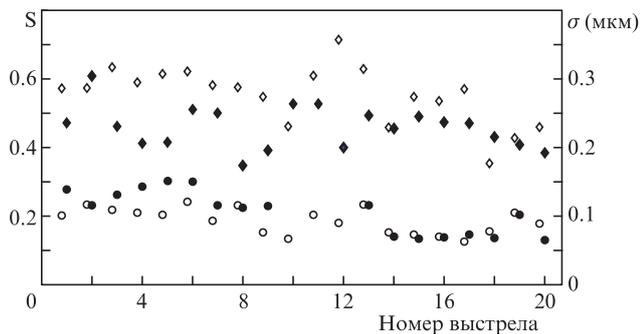


Рис.5. Экспериментальные зависимости σ (кружки) и S (ромбы) в разовом (темные точки) и частотном (светлые точки) режимах, полученные в близкие моменты времени (до 5 мин) при компенсации в частотном режиме. Значения для частотного режима получены усреднением по 60 реализациям, их разброс внутри серии составляет $\sim 20\%$.

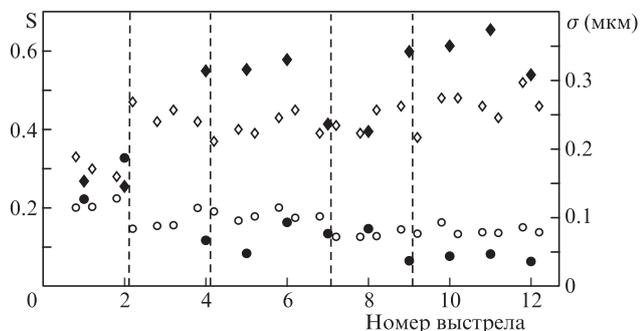


Рис.6. Экспериментальные зависимости σ (кружки) и S (ромбы) в разовом (темные точки) и частотном (светлые точки) режимах, полученные в близкие моменты времени (1–2 мин) при коррекции в разовом режиме. Вертикальными линиями отмечены выстрелы (импульсы), на основании измерения волновых фронтов которых происходила коррекция.

в два раза увеличить интенсивность излучения в фокусе – до $5(\pm 1) \times 10^{21}$ Вт/см² при фокусировке параболическим зеркалом с относительным отверстием $f/2$.

Эксперименты показали, что для обратной связи в системе коррекции волнового фронта наиболее целесообразно использовать волновой фронт, измеряемый непосредственно в разовом режиме, несмотря на большое (20 мин) время между выстрелами. Использование волнового фронта, измеренного между выстрелами с помощью настроечных режимов, приводит к худшим результатам – число Штреля уменьшается примерно на 20%.

Отдельного подхода к коррекции волнового фронта также требуют системы, в которых присутствует фазовая самомодуляция излучения, возникающая, например, при использовании технологии плазменного зеркала [18], при генерации второй гармоники [19], манипуляциях с поляризацией импульсного излучения [20], нелинейной посткомпрессии CaAfCA с учетом регистра (Compression After Compressor Approach) [21]. Это станет предметом наших дальнейших исследований.

Приложение 1. Оптимизация фокального пятна без использования ДВФ

Эффективная оптимизация фокального пятна через алгоритм фазового сопряжения возможна только в том случае, если показания ДВФ связаны с фокальным пятном посредством преобразования Фурье, что нарушается при существенных разностных искажениях. Фазовое сопряжение будет приводить к оптимизации пятна только при модификации эталонного волнового фронта с учетом разностных искажений, такой, чтобы нулевая невязка соответствовала оптимальной фокусировке.

Переопределение эталонного фронта с учетом разностных искажений сводится к задаче оптимизации фо-

кального пятна дополнительными методами. Обратная задача нахождения эталонного фазового профиля по распределению пиковой интенсивности в фокальной плоскости в общем случае является некорректной из-за отсутствия данных о фазовом профиле, однако при некоторых условиях она может быть решена, например, итерационно. Если пятно удастся оптимизировать, то соответствующий ему волновой фронт на ДВФ может быть принят за эталонный, а фазовое сопряжение будет эффективно улучшать фокальное пятно, минимизируя невязку относительно нового эталонного фронта.

Одним из итерационных методов оптимизации фокального пятна является «апертурное зондирование» [22] – алгоритм, представляющий собой адаптацию метода градиентного спуска. Целью метода является нахождение глобального максимума интенсивности в перетяжке в пространстве напряжений на электродах деформируемого зеркала. Для этого напряжения на всех электродах, одно за другим, варьируются для определения направления улучшения пятна фокусировки. После этого делается шаг в найденном направлении и далее итерация повторяется до тех пор, пока не удовлетворится условие выхода из цикла. Отметим, что размерность пространства равна числу электродов, что при дискретизации напряжения 0.5 В для деформируемого зеркала с 96 электродами соответствует 800^{96} элементам. Такое их число исключает возможность перебора всех возможных наборов напряжений за разумное время.

В ходе настоящей работы для лазера PEARL использование описанной вариации метода градиентного спуска позволило достигнуть значения S , не превышающего 0.4. Столь малое S мы связываем с двумя обстоятельствами: с эпизодическими вибрациями, приводящими к некорректному измерению фазы и, как следствие, к сбоям в работе алгоритма, и с наличием большого числа локальных максимумов S в пространстве напряжений на электродах для данного деформируемого зеркала. Последнее обстоятельство приводило к нахождению локального максимума с помощью алгоритма и к выходу из цикла до достижения максимального S . Данное обстоятельство подтверждается проведенным нами численным моделированием работы алгоритма с использованием образов реальных функций отклика и станет предметом дальнейших исследований.

Большого значения S удалось достичь путем модификации паспортного эталонного фронта ДВФ. Модификация заключалась в вычитании из эталонного фронта поверхностей, соответствующих аберрациям низших порядков, таких как астигматизм, кома и сферическая аберрация. При этом амплитуды данных аберраций подбирались из соображений оптимизации значения S , достигаемого при фазовом сопряжении относительно модифицированного эталонного фронта.

Приложение 2. Подавление шума при помощи фурье-фильтрации

При измерении распределения интенсивности излучения в дальней зоне шумовая компонента проявляется в добавлении к числу отсчетов каждого пикселя цифровой камеры независимой случайной величины, среднее значение и дисперсия которой зависят как от физических параметров камеры (размер пикселя, температура и др.), так и от режима ее работы (тип затвора, длительность

экспозиции, уровень усиления и проч.). Наличие шумовой компоненты приводит к тому, что даже в тех пикселях, в которых полностью отсутствуют сигнальные фотоны, имеет место ненулевое число отсчетов. Характерное математическое ожидание μ_n шумовых отсчетов в наших измерениях составляло около 1% от максимального числа отсчетов (4096 для 12-битной матрицы), а среднеквадратичное отклонение $\sigma_n = 0.5\%$, что является типичным значением для коммерчески доступных матриц. Стоит отметить, что существуют технические способы снижения шумовой дисперсии, связанные, например, с увеличением размера пикселя, охлаждением матрицы и другими технологическими ухищрениями. Эти решения тоже приводят к повышению точности измерения S . Однако неизбежно в этом случае повышение стоимости и трудоемкости постановки эксперимента не всегда оправданно.

Шумовые отсчеты необходимо корректно интерпретировать, поэтому рассмотрим простейший сценарий обработки изображения перетяжки лазерного пучка с фокальной камеры. Для оценок округлим параметры эксперимента. Рассмотрим матрицу с характерным разрешением 1000×1000 пикселей (10^6) и размером пикселя 5 мкм, которая помещена в фокальную плоскость с характерным размером перетяжки 50 мкм (10 пикселей). При этом перетяжка пучка измеряемого излучения занимает примерно 100 пикселей. Для 12-битной камеры энергия излучения, попадающего на каждый пиксель, представляется 4096 отсчетами, число которых пропорционально числу фотонов, попавших на пиксель. Обычно для исключения перепополнения числа отсчетов («пересвета») светофильтры перед камерой подбираются таким образом, чтобы максимальное число отсчетов в пикселях находилось в диапазоне 50%–70% от максимума. Для определенности рассмотрим изображение с максимумом в 2000 отсчетов, энергия сигнала в котором соответствует 2×10^5 отсчетов, просуммированных на всей матрице.

Среднеквадратичное отклонение числа шумовых отсчетов σ_n составляет 0.5% от их максимального числа – 20 отсчетов. Простейшая процедура учета шума состоит в том, чтобы из значения отсчетов во всех элементах матрицы вычесть математическое ожидание шума μ_n , которое будем находить, усредняя значение отсчетов на периферии, в области 100×100 пикселей, где сигнал должен заведомо отсутствовать. Область усреднения не может быть слишком большой, чтобы не захватить пиксели, на которые попадает сигнал. Усреднение по 100^2 пикселям дает точность определения математического ожидания $\sigma_\mu = \sigma_n / \sqrt{n}$, где n – число пикселей, по которым идет усреднение. Таким образом, в среднем математическое ожидание шума будет определяться с точностью 0.2 отсчета. После вычитания математического ожидания из всех элементов матрицы, среднеквадратичное отклонение по 0.2 отсчета приведет к ошибке $0.2 \times 10^6 = 2 \times 10^5$ отсчетов, что соответствует 100% энергии полезного сигнала. Полученное значение S будет в среднем отличаться от реального в два раза, что, очевидно, неудовлетворительно. Поэтому обычно используются вариации метода, связанные с занулением числа отсчетов в пикселях, которые меньше пороговых.

Порог для обрезания шума разумно выбрать таким, чтобы остаточная энергия, «содержащаяся» в шумовых отсчетах, была существенно меньше энергии сигнала. После процедуры вычитания нуля «энергия в шуме» составляет $\sim 100\%$ от сигнальной, поэтому для уменьшения

вклада шума до, например, 5%, при нормальном распределении шума, мы должны выбрать порог на уровне $\mu_n + 2\sigma_n = 80$ отсчетов, или 4% от максимального значения сигнала. При этом «под порогом» неизбежно окажется часть сигнала. Например, легко подсчитать, что при идеальной фокусировке импульсного излучения с однородным заполнением апертуры ($S = 1$) эта часть составляет 12%, что повлечет соразмерную ошибку в измерении S . В случае заметных aberrаций часть сигнала, находящаяся под порогом, будет существенным образом зависеть от конкретного распределения интенсивности излучения в фокальной плоскости. Зависимость значения S , которое удастся восстановить по экспериментальным данным, от формы распределения интенсивности в дальней зоне является очевидным подтверждением некорректности таких измерений. Основываясь на этой логике, также можно показать, что изменение энергии лазерного импульса (изменение отношения сигнал/шум) при сохранении формы распределения в дальней зоне также будет приводить к различиям в восстановленных значениях S , что усложняет интерпретацию данных даже в пределах одной экспериментальной серии. Любые дополнительные паразитные засветки матрицы, которые мы оставили за рамками обсуждения, способны только снизить точность проводимых измерений. Реальные измерения проводятся с по-

грешностью в разы большей, чем 12%, причем адекватная оценка этой ошибки затруднительна.

Заметим, что точность определения S можно увеличить за счет независимых измерений энергии в сигнальном импульсе, если эти измерения удастся провести с малой погрешностью. Однако существуют и методы, не связанные с дополнительными измерениями.

Для уменьшения ошибок определения S , связанных с шумами камеры, мы использовали процедуру фурье-фильтрации [23–25], основанную на априорной информации о различии характерных пространственных частот сигнала и шума. Для этого на двумерный пространственный спектр экспериментального распределения лазерного поля в перетяжке накладывалась круглая маска, за пределами которой амплитуда спектральных компонент принималась равной нулю (рис. 7).

Диаметр маски соответствовал угловому размеру апертуры лазерного пучка в плоскости фокусирующего элемента относительно точки фокусировки. С учетом связи распределения полей в ближней и дальней зонах через преобразование Фурье такой выбор диаметра маски математически эквивалентен тривиальному в физическом смысле утверждению, что точки вне апертуры лазерного пучка на фокусирующей линзе не могут влиять на интенсивность в перетяжке, т. е. значения амплитуды в них заведомо нулевые. Из рис. 7 видно, что для наших параметров доля пространственного спектра, заблокированная маской, составляет примерно 90%, что соответствует уменьшению энергии шумовой компоненты на порядок для дельта-коррелированного шума. Шум матрицы является дельта-коррелированным, если электроника камеры обеспечивает независимый опрос пикселей.

Если после фурье-фильтрации провести описанные выше процедуры вычитания и обрезания шума, то точность измерения возрастет на порядок, поскольку энергетический вклад шумовых компонент также был уменьшен на порядок. Эффективность подхода хорошо видна при визуальном сопоставлении изображений до и после обработки (рис. 8).

Правильность предложенного подхода к выбору диаметра маски косвенно подтверждается типичным графи-

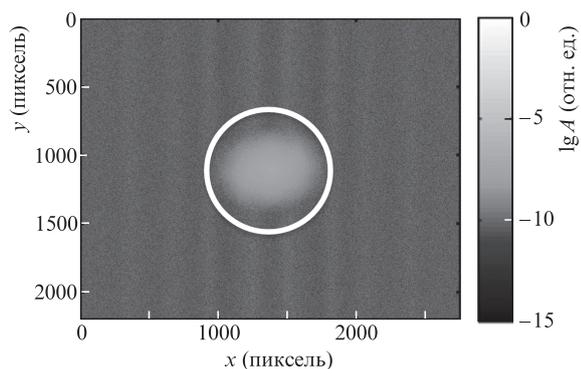


Рис. 7. Амплитуда A пространственного спектра изображения дальней зоны излучения. Белый круг – граница накладываемой маски.

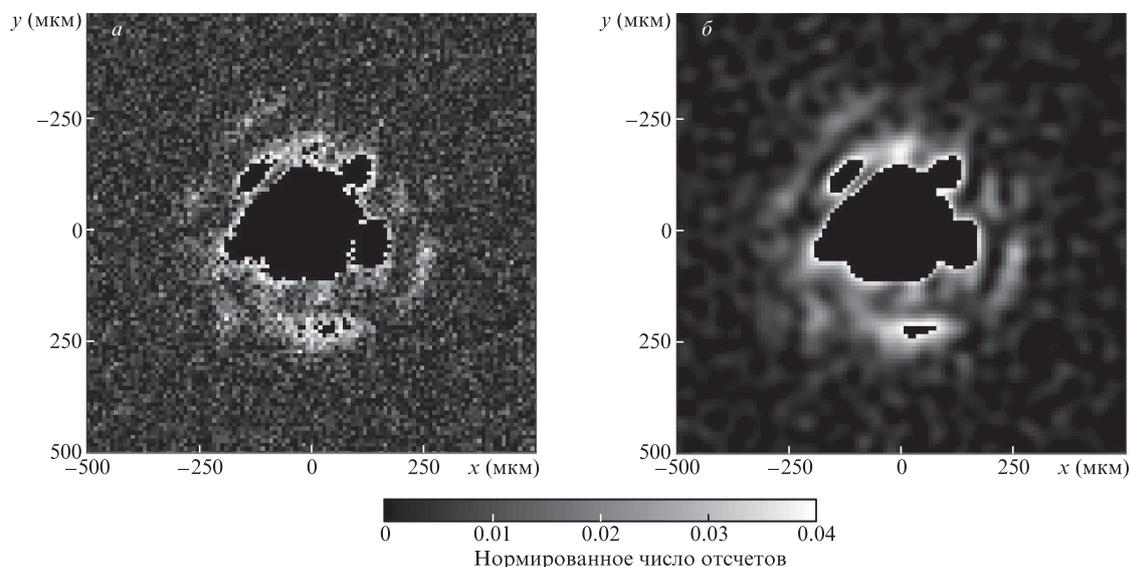


Рис. 8. Изображения перетяжки лазерного излучения с фокальной камеры до (а) и после (б) применения описываемого алгоритма фурье-фильтрации. Черная область в центре содержит пиксели с числом отсчетов, превышающим 4% от максимального значения.

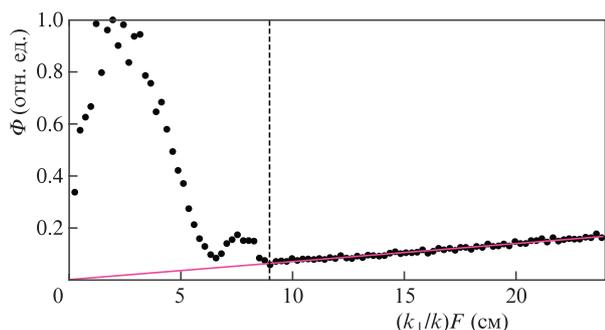


Рис.9. Функция плотности распределения Φ для пространственного спектра изображения дальней зоны, найденного в предположении плоского волнового фронта. По оси x отложены углы между волновым вектором k и осью системы, умноженные на фокусное расстояние фокусирующего элемента F . Вертикальная прямая соответствует эффективному радиусу (9 см) ближней зоны пучка.

ком функции плотности распределения (рис.9), построенным для пространственного спектра изображения дальней зоны излучения.

Вклад шума на рис.9 представлен наклонной линией тренда, отклонение от которой соответствует полезному сигналу. Хорошо видно, что вклад компонентов с волновыми векторами, продолжения которых, при построении из перетяжки, не проходят через исходную апертуру пучка в ближней зоне, становится неотличимым от вклада шумовой составляющей и может быть исключен из рассмотрения.

Заметим, что фурье-фильтрация более эффективна в случае, когда фокальное пятно занимает большую часть матрицы, поскольку это соответствует меньшему диаметру маски в фурье-пространстве и большая часть энергии шума блокируется. Увеличить пятно можно при помощи микрообъектива.

Оптимизация фокального пятна лазерного комплекса PEARL осуществлялась сотрудниками ИПФ РАН при финансовой поддержке Минобрнауки в рамках госзадания №0035-2020-0015. Адаптация адаптивной системы коррекции волнового фронта к специфике лазерного комплекса PEARL осуществлялись сотрудниками ИДГ РАН при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №20-69-46064).

1. Celliers P.M., Estabrook K.G., Wallace R.J., Murray J.E., Da Silva L.B., MacGowan B.J., van Wouterghem B.M., Manes K.R. *Appl. Opt.*, **37**, 2371 (1998).
2. Fiorini C., Sauteret C., Rouyer C., Blanchot N., Sez nec S., Migus A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1662 (1994).
3. Akturk S., Gu X., Zeek E., Trebino R. *Opt. Express*, **12**, 4399 (2004).
4. Gu X., Akturk S., Trebino R. *Opt. Commun.*, **242**, 599 (2004).

5. Fourmaux S., Payeur S., Alexandrov A., Serbanescu C., Martin F., Ozaki T., Kudryashov A., Kieffer J.C. *Opt. Express*, **16**, 11987 (2008).
6. Shiraga H., Miyanaga N., Kawanaka J., Tokita S., Jitsuno T., Nakata Y., Fujioka S., Azechi H., in *SPIE Optics + Optoelectronics*. Ed. G.Korn, L.O.Silva (Prague, Czech Republic, 2015, p. 95150S).
7. Haefner C.L., Bayramian A., Betts S., Bopp R., Buck S., Cupal J., Drouin M., Erlandson A., Horáček J., Horner J., Jarboe J., Kasl K., Kim D., Koh E., Koubíková L., Maranville W., Marshall C., Mason D., Menapace J., Miller P., Mazurek P., Naylon A., Novák J., Peceli D., Rosso P., Schaffers K., Sistrunk E., Smith D., Spinka T., Stanley J., Steele R., Stolz C., Suratwala T., Telford S., Thoma J., van Blarcom D., Weiss J., Wegner P., in *SPIE Optics + Optoelectronics*. Ed. G.Korn, L.O.Silva (Prague, Czech Republic, 2017, p. 1024102).
8. Guo Z., Yu L., Wang J., Wang C., Liu Y., Gan Z., Li W., Leng Y., Liang X., Li R. *Opt. Express*, **26**, 26776 (2018).
9. Yoon J.W., Jeon C., Shin J., Lee S.K., Lee H.W., Choi I.W., Kim H.T., Sung J.H., Nam C.H. *Opt. Express*, **27**, 20412 (2019).
10. Варкентина Н., Довилляр Г., Легран Ж., Богран Г., Стефанон И., Тремани П., Левек К. *Квантовая электроника*, **47**, 711 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 711 (2017)].
11. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421 (2007).
12. Александров А.Г., Завалова В.Е., Кудряшов А.В., Рукосуев А.Л., Шелдакова Ю.В., Самаркин В.В., Романов П.Н. *Квантовая электроника*, **40**, 321 (2010) [*Quantum Electron.*, **40**, 321 (2010)].
13. Aleksandrov A.G., Zavalova V.E., Kudryashov A.V., Rukosuev A.L., Samarkin V.V. *J. Appl. Spectrosc.*, **72**, 744 (2005).
14. Kudryashov A.V. *Opt. Eng.*, **35**, 3064 (1996).
15. Самаркин В.В., Александров А.Г., Джитсуно Т., Романов П.Н., Рукосуев А.Л., Кудряшов А.В. *Квантовая электроника*, **45**, 1086 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 1086 (2015)].
16. Кудряшов А.В., Самаркин В.В., Шелдакова Ю.В., Александров А.Г. *Автоматика*, **48**, 52 (2012).
17. Maréchal A. Etude des effets combinés de la diffraction et des aberrations géométriques sur l'image d'un point lumineux. *Rev. Opt.*, **2**, 257 (1947).
18. Thauray C., Quéré F., Geindre J.-P., Levy A., Ceccotti T., Monot P., Bougeard M., Réau F., d'Oliveira P., Audebert P., Marjoribanks R., Martin Ph. *Nature Phys.*, **3**, 424 (2007).
19. Mironov S., Lozhkarev V., Ginzburg V., Khazanov E. *Appl. Opt.*, **48**, 2051 (2009).
20. Wang X., Nie Z., Liang Y., Wang J., Li T., Jia B. *Nanophotonics*, **7**, 1533 (2018).
21. Хазанов Е.А., Миронов С.Ю., Муру Ж. *УФН*, **189**, 1173 (2019) [*Phys. Usp.*, **62**, 1096 (2019)].
22. Aleksandrov A.A., Kudryashov A.V., Rukosuev A.L., Cherezova T.Yu., Sheldakova Yu.V. *J. Opt. Technol.*, **74**, 550 (2007).
23. Yansun Xu, Weaver J.B., Healy D.M., Jian Lu. *IEEE Trans. Image Process.*, **3**, 747 (1994).
24. Kutay M.A., Ozaktas H.M., Onural L., Arikan O., in *Intern. Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing* (Detroit, MI, USA: IEEE, 1995, vol. 2, p. 937).
25. Gasquet C., Witomski P. *Fourier Analysis and Applications. Texts in Applied Mathematics* (New York: Springer, 1999).