

Расчетное исследование фазировки многоканального лазерного пучка в турбулентной атмосфере*

**В. А. Волков, М. В. Волков,
С. Г. Гаранин, Ф. А. Стариков**

Проведено численное исследование эффективности когерентного фазового сложения многоканального лазерного излучения при его фокусировке через турбулентную среду на мишень при фазовом сопряжении и облучении мишени в петле обратной связи в различных приближениях. Определены условия, при которых возможна эффективная фокусировка многоканального излучения на мишень. Показано, что облучение мишени в петле обратной связи, не требующее организации опорного пучка и измерения волнового фронта, по эффективности фокусировки не уступает методу фазового сопряжения. Установлено, что основной эффект фокусировки обеспечивается должными фазовыми сдвигами в каналах, а учет локальных наклонов волнового фронта относительно слабо влияет на результат.

Введение

Когерентное фазовое сложение (фазировка) параллельных лазерных каналов – один из перспективных путей наращивания мощности и яркости непрерывного лазерного излучения [1]. Фазировка многоканального лазерного излучения на выходе системы демонстрировалась в случае оптоволоконных лазеров [2–5]. Более сложной является задача фазировки (по сути – фокусировки) многоканального излучения через оптически-неоднородную среду, например, турбулентную атмосферу, вносящую искажения в волновой фронт излучения в процессе его распространения.

Один из возможных подходов к решению этой задачи – метод фазового сопряжения. Он требует формирования опорного пучка, распространяющегося от мишени в приемную апертуру лазерной системы и несущего информацию об оптических неоднородностях трассы. В одноканальном случае формирование волнового фронта в исходящем пучке, сопряженного волновому фронту опорного пучка, с помощью адаптивного зеркала позволяет скомпенсировать влияние оптически-неоднородной среды и получить на мишени пучок дифракционного размера для излучающей апертуры [6]. В случае многоканальной лазерной системы эффективность фокусировки исходящего пучка на мишень будет зависеть, по-видимому, от уровня оптических неоднородностей среды и степени заполнения общей апертуры. Управление адаптивным зеркалом можно осуществить как на основе измерения волнового фронта опорного пучка, так и не измеряя его волновой фронт, а применяя итеративные бессенсорные методы.

Другой способ фазировки многоканального лазерного излучения через оптически неоднородную среду – облучение мишени в петле обратной связи [7–9]. Этот подход не требует форми-

*Квантовая электроника. 2015. Т. 45, № 12, с. 1025–1131.

рования опорного пучка. Компенсация оптических неоднородностей трассы и фокусировка исходящего многоканального пучка на мишени осуществляется путем итеративного поиска экстремума определенного параметра попавшего на мишень (или отраженного от мишени) излучения исходящего пучка. Управление фазой многоканального пучка, в идеале, можно вести с использованием гибких адаптивных зеркал в каналах или, в первом приближении, внося только сдвиги и наклоны фазы в каналах с применением электрооптических и пьезоэлектрических элементов.

Цель данной работы – расчетное сравнение эффективности облучения мишени многоканальным лазерным излучением через оптически-неоднородную среду при фазовом сопряжении и в петле обратной связи в различных приближениях (с учетом и без учета локальных наклонов волнового фронта на субапертурах). Управление фазой в каналах исходящего излучения при облучении мишени в петле обратной связи осуществляется с помощью стохастического параллельного градиентного (СПГ) алгоритма [9].

Постановка задачи

В плоскости $z=0$ оптически-неоднородной (турбулентной) среды расположен выход непрерывной лазерной системы из 7 каналов в плотной упаковке. Распределение интенсивности исходящего пучка в ближней зоне показано на рис. 1,а, фаза излучения в каждом канале предполагается плоской. Расстояние между центрами субапертур $R = 1,11d$, где d – диаметр одного канала. В плоскости $z=0$ также расположена линза с фокусным расстоянием $F=L$, которая фокусирует излучение через оптически-неоднородную среду на мишень в плоскости $z=L$. Для расчета распространения лазерного излучения в турбулентной атмосфере используется параболическое уравнение

$$2ik \frac{\partial u}{\partial z} + \Delta u + k^2 \tilde{\epsilon} u = 0, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, $u(z, x, y)$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда электрического поля излучения, распространяющегося вдоль оси z , $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ – оператор Лапласа по поперечным координатам (x, y) , $\tilde{\epsilon}$ – случайная функция, описывающая флуктуации диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы.

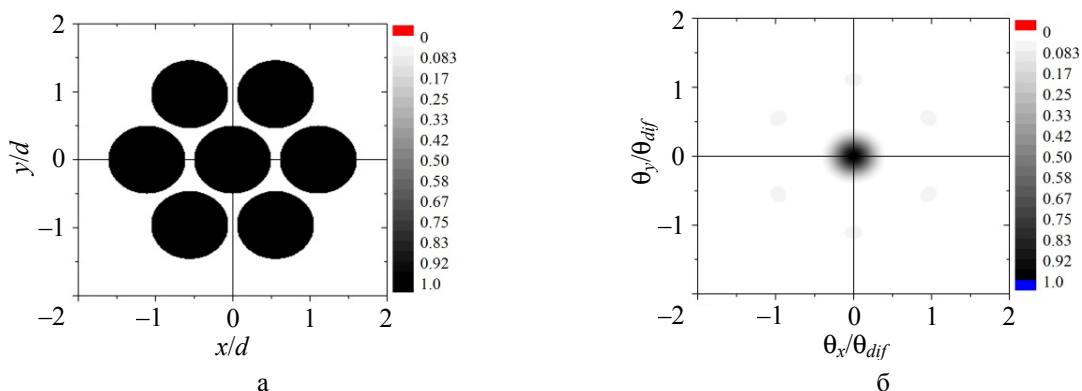


Рис. 1. Распределение интенсивности исходящего пучка на выходе системы в ближней зоне (а) и фокальной плоскости линзы (б)

В численных расчетах (1) используется конечно-разностная схема интегрирования уравнения (1) и расщепление по физическим процессам (дифракция и рефракция) и направлениям (x и y). Амплитудная ошибка при вычислении поперечного дифференциального оператора в (1) нулевая, а фазовая погрешность может быть доведена до 4–6 порядка [10]. Точность вычислений, таким образом, существенно превышает точность широко применяемых спектральных методов [11], где ошибка довольно быстро накапливается с увеличением длины трассы.

Влияние оптически-неоднородной среды на процесс распространения излучения в работе характеризуется параметром Фрида r_0 , который для пучка со сферическим волновым фронтом имеет вид [12]

$$r_0 = (0,159C_n^2 k^2 L)^{-\frac{3}{5}}, \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны излучения (в расчетах $\lambda = 1$ мкм), L – длина трассы, C_n^2 – структурная постоянная показателя преломления среды, предполагающаяся постоянной на трассе. Длина трассы L ниже измеряется в единицах дифракционной длины излучения одного канала $L_d = kd^2$.

Для моделирования оптических неоднородностей среды используется метод фазовых экранов. Искажения фазы, которые испытывает пучок, проходя слой непрерывной турбулентной среды, заменяются эквивалентными изменениями фазы на экране, и распространение излучения рассматривается как процесс последовательного прохождения его через слои вакуума и фазовые экраны. Для пространственного спектра флуктуаций показателя преломления используется модель фон Кармана, для реализации случайных искажений фазы на экране – спектральный метод [13]. Применимость спектрального метода для кармановского спектра атмосферной турбулентности имеет ограничение – необходимо, чтобы внешний масштаб турбулентности не превышал половину счетной области. Внешний масштаб турбулентности в работе равен $2d$.

В идеальной ситуации, когда все пучки имеют одинаковые фазы и оптические неоднородности трассы отсутствуют, нормированное на максимальное значение распределение интенсивности исходящего излучения в плоскости $z = L$ при его фокусировке линзой с фокусным расстоянием $F = L$ показано на рис. 1,б.

В реальных условиях картина излучения в дальней зоне искажается вследствие суммарного влияния исходной дефазировки в лазерных каналах и оптических неоднородностей на трассе распространения. Для снижения влияния этих факторов и достижения максимального эффекта фазировки многоканального лазерного излучения в работе применяются и сравниваются облучение мишени в петле обратной связи и в режиме фазового сопряжения в различных приближениях (с учетом и без учета наклонов волнового фронта на субапертурах). Эффективность фазировки оценивается по нормированной на идеальное значение доли мощности излучения $\Delta P/P$, которая попадает в диафрагму дифракционного размера.

Облучение мишени при фазовом сопряжении

Для исследования задачи фазировки многоканального лазерного излучения через оптически-неоднородную среду в случае фазового сопряжения рассматривается следующая постановка. Излучение опорного источника с гауссовым распределением амплитуды на мишени

$$E(x, y; z = L) = A \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2} - \frac{ik(x^2 + y^2)}{2F} \right],$$

где $A = \text{const}$, w_0 – радиус пучка (выбирается таким образом, чтобы угловой размер опорного пучка был одинаковым независимо от длины трассы и равнялся 0,22 от дифракционной расходимости) – распространяется через турбулентную среду к приемной апертуре лазера и проходит через линзу с фокусным расстоянием $F = L$ в плоскости $z = 0$. Затем в лазере формируется исходящий многоканальный пучок с единичной амплитудой и фазовым фронтом $\psi(x, y; z = 0)$, комплексно сопряженным волновому фронту пришедшего опорного излучения на каждой субапертуре. В расчетах в целях сравнения рассматривается как точное фазовое сопряжение, так и приближенное, когда сопряженный волновой фронт исходящего пучка на субапертуре $\psi(x, y)$ аппроксимируется плоскостью вида $\alpha x + \beta y + \gamma$. В одном случае значения коэффициентов $\alpha = \beta = 0$, а величина γ определяется как среднее значение фазы $\psi(x, y)$ на субапертуре, т. е. волновой фронт аппроксимируется плоскоским фронтом без учета его локальных наклонов. В другом случае значения коэффициентов α, β, γ определяются методом наименьших квадратов, т. е. волновой фронт исходящего пучка аппроксимируется плоскостью с учетом среднего наклона волнового фронта в пределах каждой субапертуры. Аппроксимация комплексно сопряженного волнового фронта с учетом средних наклонов является более точной (но зато сложнее реализуемой в эксперименте). Пример аппроксимации комплексно-сопряженного волнового фронта опорного пучка показан на рис. 2 при отношении параметра Фрида к размеру субапертуры $r_0/d = 0,8$. Исходящий пучок со сформированным таким образом комплексно-сопряженным волновым фронтом в различных приближениях фокусируется линзой через оптически-неоднородную среду на мишень. В целях сравнения также рассматривается конфигурация системы при отсутствии фокусирующей линзы в системе.

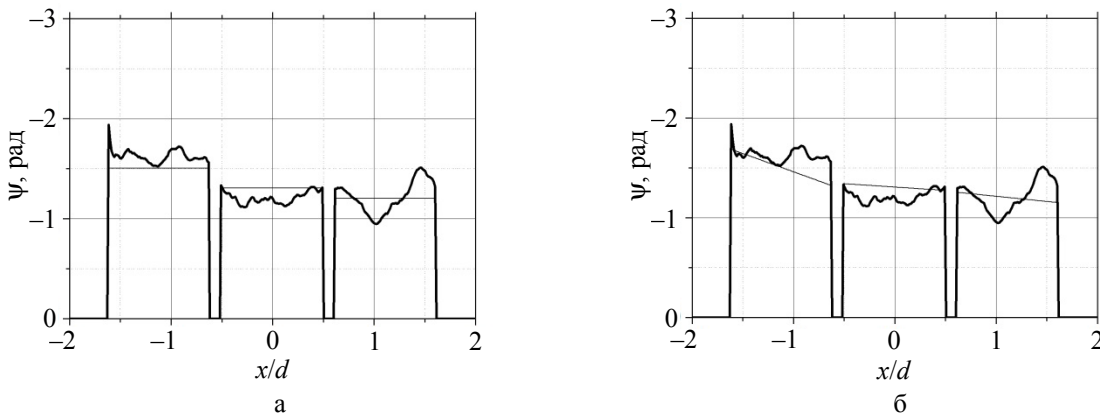


Рис. 2. Аппроксимация (—) комплексно-сопряженного волнового фронта (—) без учета (а) и с учетом локальных наклонов ВФ (б) по одной из осей

В реальной ситуации реализовать комплексно-сопряженный волновой фронт в указанных выше приближениях можно, например, путем измерения волнового фронта опорного пучка датчиком Шака–Гартмана, вычисления среднего значения и локального наклона волнового фронта в пределах излучающих субапертур и последующей деформации общего адаптивного зеркала либо организации фазовых сдвигов и наклонов на субапертурах.

Облучение мишени в петле обратной связи

Фазовое сложение многоканального лазерного излучения через турбулентную среду при оптическом контроле облучения мишени в петле обратной связи, когда опорный пучок отсутствует, рассматривается в следующей постановке. Выходное излучение 7-канальной лазерной системы из плоскости $z = 0$ фокусируется линзой с фокусным расстоянием $F = L$ через оптически-неоднородную среду на мишень, расположенную в плоскости $z = L$. Фазировка осуществляется за счет итеративного управления сдвигами и наклонами фазы исходящего излучения в каналах, которое нацелено на поиск экстремума некоторого параметра (целевой функции) попавшего на мишень излучения, например, максимума доли мощности суммарного излучения в малом угле в окрестности оптической оси. Опять-таки в данной постановке кроме основной конфигурации системы также рассматривается случай, когда фокусирующая линза на выходе системы отсутствует. Для управления фазой излучения в каналах в работе применяется стохастический параллельный градиентный (СПГ) алгоритм [9]. Используемый СПГ алгоритм состоит из двух этапов. На первом выполняется пробное изменение фазы в каналах (фазовый сдвиг или наклон волнового фронта), затем вычисляется соответствующее изменение выбранной целевой функции на мишени. На втором этапе на основе полученного изменения целевой функции выполняется коррекция фазы в каналах и т. д., пока целевая функция не достигнет предельного значения согласно некоторому критерию.

Изначально фаза в каналах равномерно распределена в интервале $[0, 2\pi)$. Весь процесс СПГ управления фазой исходящего пучка можно разделить на две части. Сначала корректируются только фазовые сдвиги в каналах, управление происходит без учета локальных наклонов волнового фронта на субапертурах. Когда дальнейшего изменения целевой функции не наблюдается, т. е. целевая функция достигла экстремума, с помощью СПГ алгоритма выполняется коррекция наклонов волнового фронта в каналах. В обоих случаях роль целевой функции выполняла доля мощности излучения в телесном угле, равном половине дифракционного угла. Расчеты показывают, что для достижения максимума целевой функции при оптимальных параметрах СПГ алгоритма достаточно 50–100 итераций как в первом, так и во втором случае.

Результаты расчетов и их обсуждение

Расчеты проводились при трех значениях длины трассы L : $0,13L_d$; $0,5L_d$ и L_d . Реализации фазовых экранов среды при численном моделировании облучения мишени многоканальным лазерным излучением с помощью фазового сопряжения и в петле обратной связи были одними и теми же. Интересно выяснить, насколько каждый подход эффективен по сравнению с заданием точного фазового сопряжения в пределах излучающих субапертур, которое, по-видимому, определяет наилучшие условия фазировки.

В качестве примера на рис. 3 представлены нормированные на максимальное значение (в отсутствие турбулентности) распределения интенсивности суммарного излучения в плоскости мишени, полученные без фазового сопряжения (при простой фокусировке) и при фазовом сопряжении в различных приближениях. Длина оптиически-неоднородной трассы равна $L = 0,5L_d$, отношение параметра Фрида к размеру субапертуры $r_0/d = 0,8$. На рис. 4 представлены нормированные на максимальное значение (в отсутствие турбулентности) распределения интенсивности излучения в плоскости мишени, полученные при облучении мишени в петле обратной связи в тех же условиях. В обоих случаях также представлены результаты для конфигурации системы в отсутствие фокусирующей линзы.

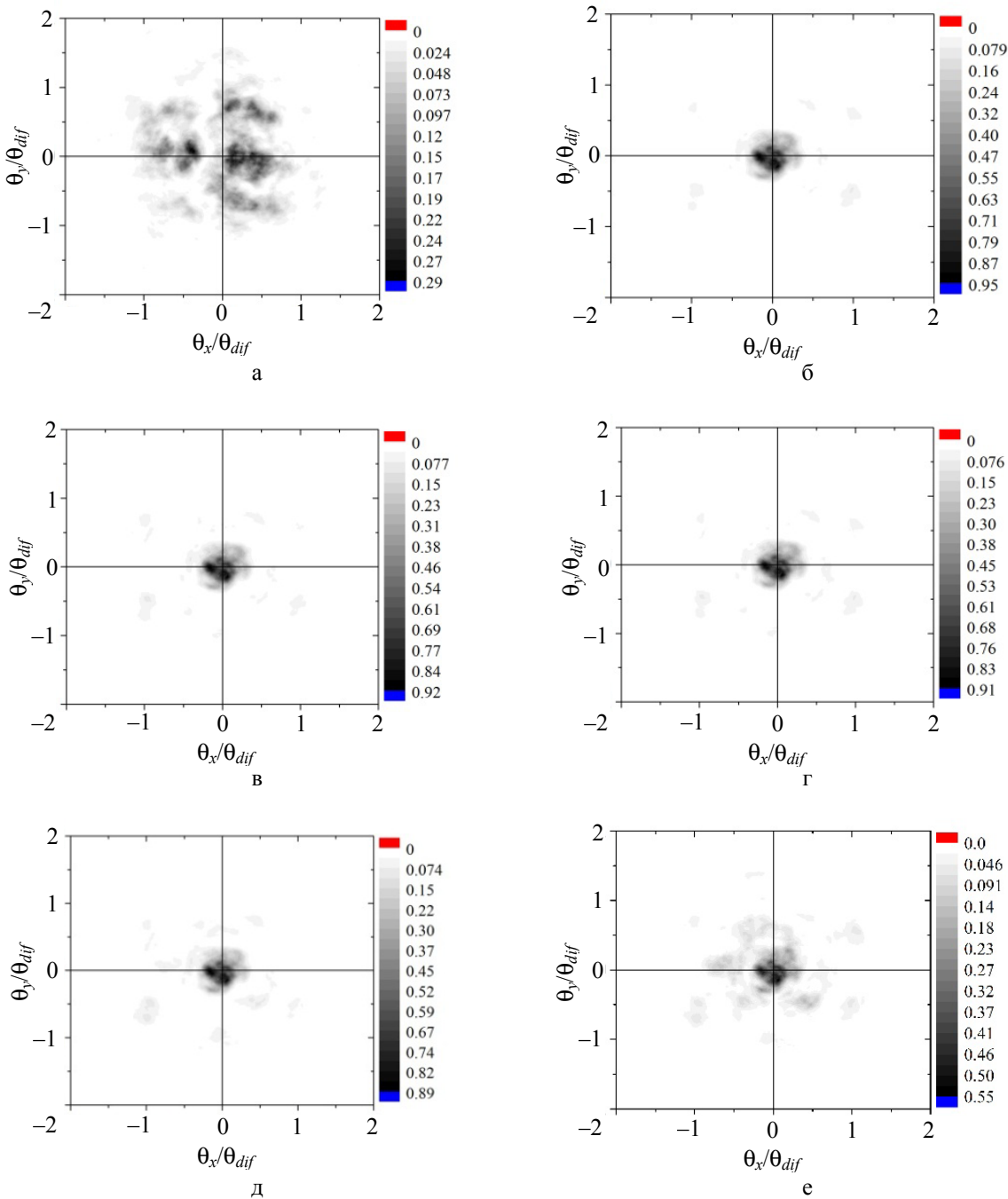


Рис. 3. Распределения интенсивности в плоскости мишени: без фазировки (а), точное фазовое сопряжение (б), фазовое сопряжение с учетом (в, д) и без учета (г, е) локальных наклонов волнового фронта, а также при наличии (а–г) и отсутствии (д, е) линзы на выходе системы для $L = 0,5L_d$ и $r_0/d = 0,8$

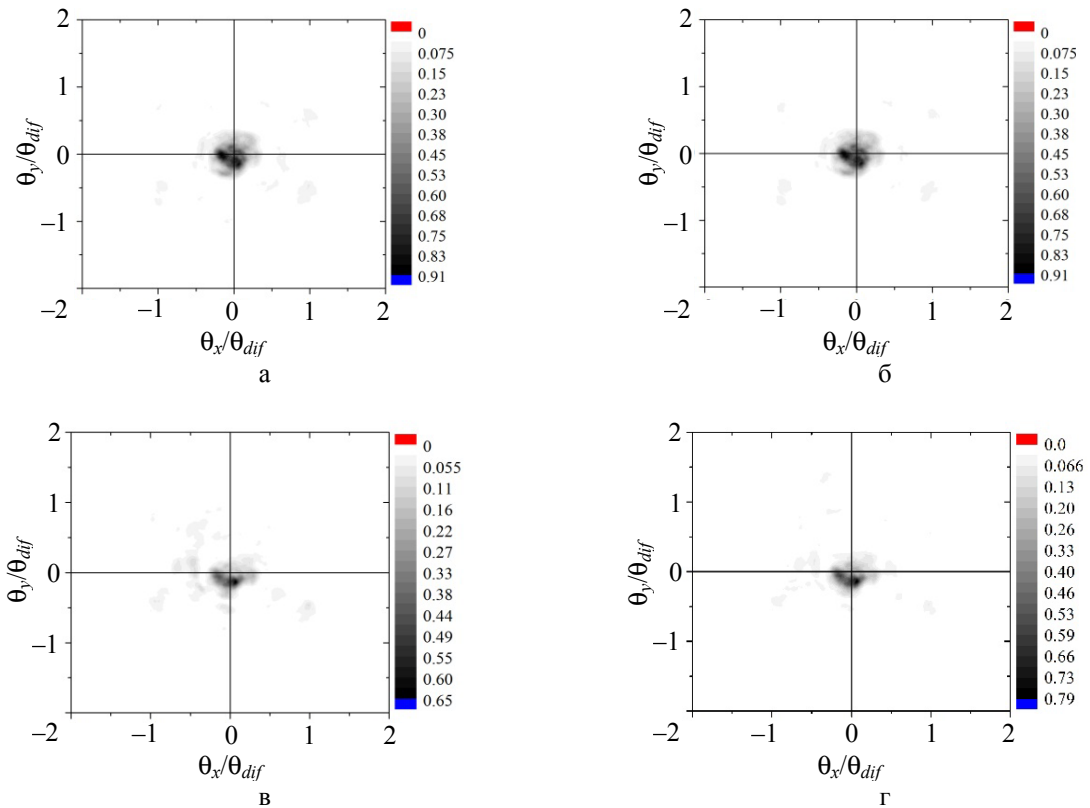


Рис. 4. Распределения интенсивности в плоскости мишени при облучении в петле обратной связи без учета (а, в) и с учетом (б, г) локальных наклонов волнового фронта, при наличии (а, б) и отсутствии (в, г) линзы на выходе системы для $L = 0,5L_d$ и $r_0/d = 0,8$

Из рис. 3 видно, что при фазировке 7-канального излучения через оптически неоднородную среду максимальную плотность потока энергии излучения на мишени действительно обеспечивает точное фазовое сопряжение (рис. 3,б). Но даже в случае точного фазового сопряжения картина отличается от идеальной (рис. 1,б).

Видно также, что распределения интенсивности при облучении мишени при фазовом сопряжении и в петле обратной связи не имеют существенных отличий. Учет локальных наклонов волнового фронта на субапертурах относительно слабо влияет на результат в обоих подходах, но только в случае, когда собирающая линза на выходе системы присутствует. Без линзы учет наклонов волнового фронта вносит более существенный вклад в эффективность фазировки.

На рис. 5 для примера показана типичная зависимость доли мощности излучения в дифракционном угле ΔP , нормированной на величину в отсутствие турбулентности ΔP_{\max} , от номера итерации в процессе работы СПГ алгоритма при $L = 0,5L_d$ и $r_0/d = 0,8$.

Рис. 3–5 иллюстрируют работу системы фазировки при одних конкретных условиях. На рис.6 показано обобщение результатов – зависимости нормированной доли мощности от отношения параметра Фрида к размеру субапертуры при трех характерных длинах трассы, полученные при фазовом сопряжении в различных приближениях. Зависимости усреднены по трем реализациям случайных фазовых экранов трассы. На рис. 7 показаны аналогичные результаты при облучении мишени в петле обратной связи.

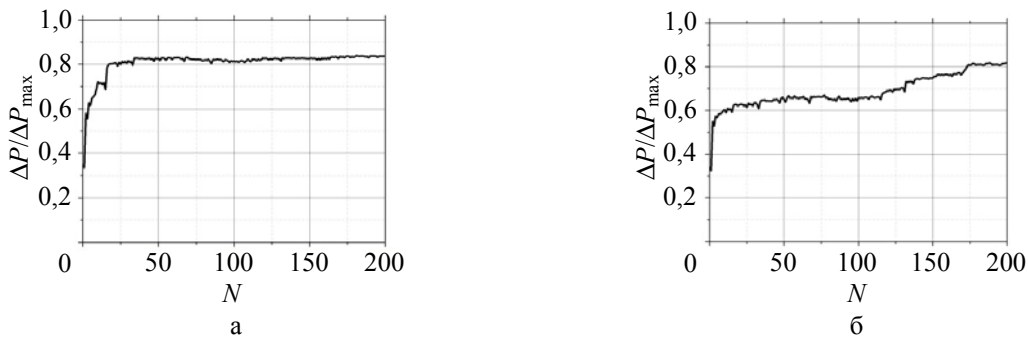


Рис. 5. Типичная зависимость доли мощности в дифракционном угле от номера итерации СПГ алгоритма в процессе фазировки при наличии (а) и отсутствии (б) собирающей линзы на выходе системы

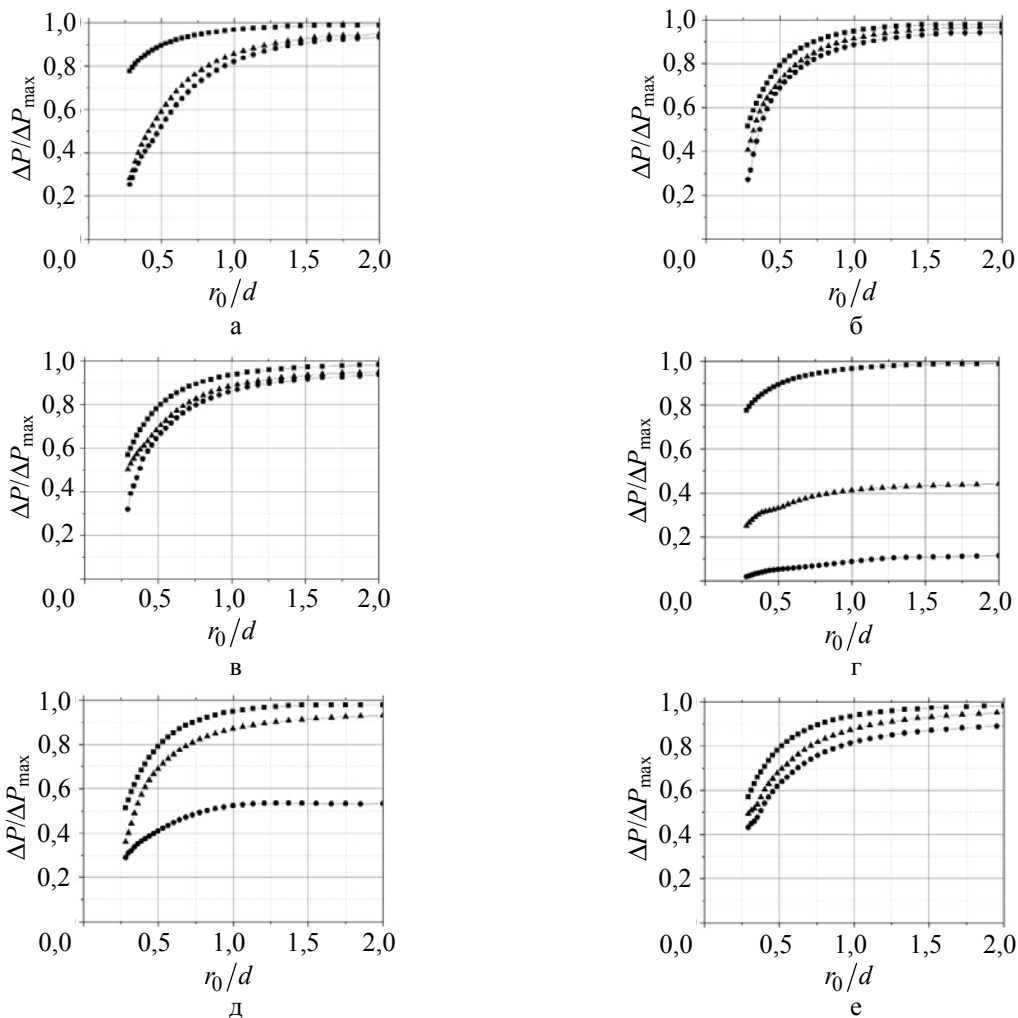


Рис. 6. Зависимость $\Delta P/\Delta P_{\max}$ на мишени от отношения параметра Фрида r_0 к размеру субапертуры d для $L/L_d = 0,13$ (а, г); $0,5$ (б, д) и 1 (в, е) при наличии (а–в) и отсутствии линзы на выходе системы (г–е), полученная при точном фазовом сопряжении (■) и приближенном фазовом сопряжении с учетом (▲) и без учета (●) локальных наклонов волнового фронта

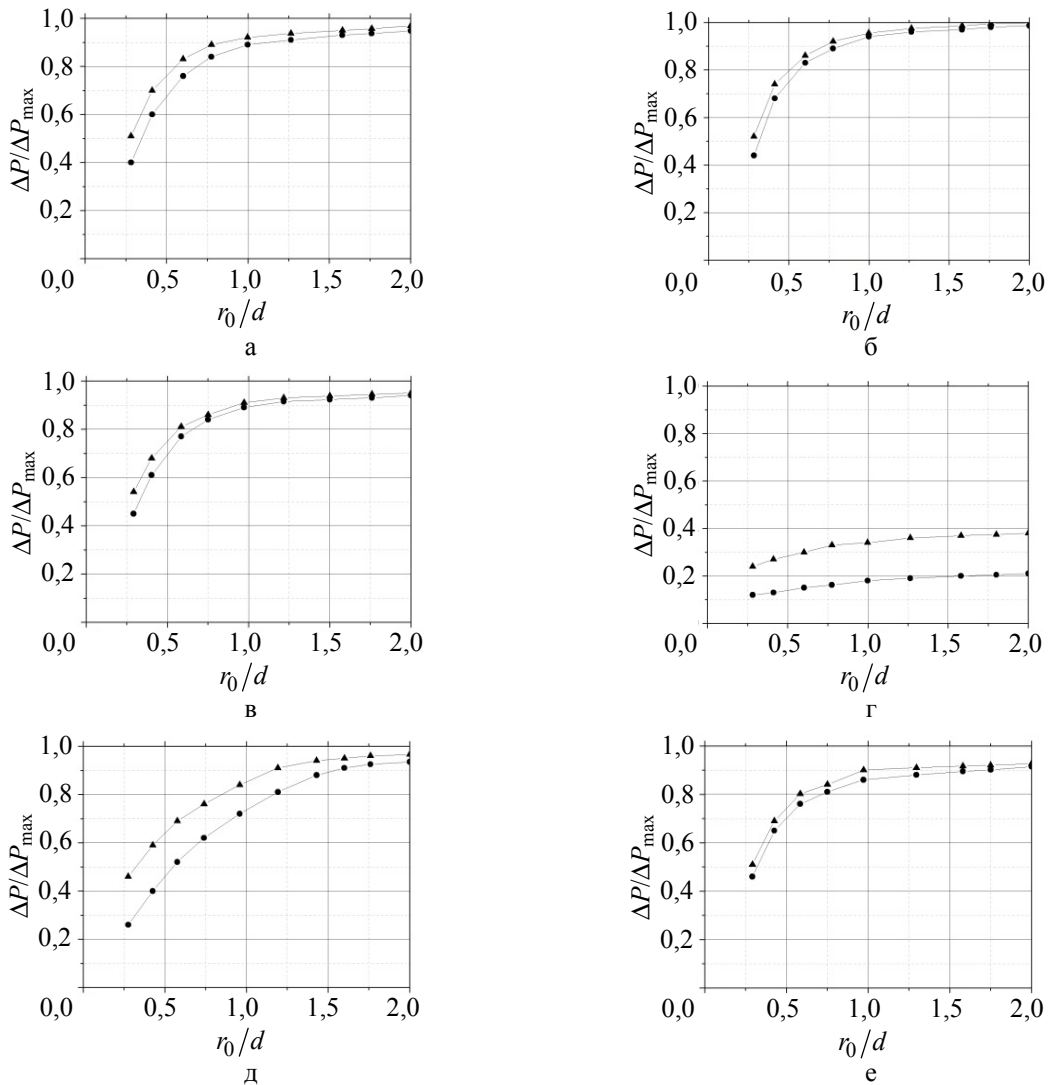


Рис. 7. Зависимость $\Delta P/\Delta P_{\max}$ на мишени от отношения параметра Фрида к размеру субапертуры d для $L/L_d = 0,13$ (а, г); $0,5$ (б, д); 1 (в, е) при наличии (а–в) и отсутствии линзы на выходе системы (г–е), полученная при облучении мишени в петле обратной связи в случае СПГ управления фазой с учетом (\blacktriangle) и без учета (\bullet) локальных наклонов волнового фронта

Эффективность фокусировки при точном фазовом сопряжении (рис. 6, а–в) при одном и том же r_0 уменьшается с увеличением длины трассы. Основная причина этого заключается, по-видимому, в появлении сильных флуктуаций интенсивности (сцинтилляций) опорного пучка [14, 15]. Действительно, параметр Рытова σ^2 [16], обеспечивающий регулярный режим распространения пучка при $\sigma^2 \ll 1$ и образование сингулярностей (спеклов) при $\sigma^2 \geq 1$, для колмогоровского спектра с учетом (1) можно записать как

$$\sigma^2 \sim C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} \sim \left[\frac{d^2}{r_0^2} \frac{L}{L_D} \right]^{5/6},$$

откуда видно его увеличение с ростом L/L_d . При наличии сцинтилляций более актуальным становится применение при фазировке амплитудно-фазовой коррекции, то есть обращения волнового фронта [17].

Из представленных на рис. 6,а–в и 7,а–в результатов можно заключить, что при наличии фокусирующей линзы на выходе системы о высокой эффективности фокусировки многоканального излучения можно говорить только в условиях, когда параметр Фрида r_0 порядка или больше размера субапертуры d . При уменьшении отношения r_0/d , то есть при усилении турбулентности, как фазовое сопряжение, так и облучение мишени в петле обратной связи теряют эффективность. При этом основной эффект обеспечивает правильный фазовый сдвиг в каналах, а дополнительный учет локальных наклонов волнового фронта на субапертуре влияет на результат относительно слабо. Также можно сказать, что фокусировка 7-канального лазерного излучения на мишень в петле обратной связи через оптически-неоднородную среду, во всяком случае, не уступает по эффективности фазовому сопряжению.

В отсутствие собирающей линзы на выходе системы (рис. 6,з–е и 7,з–е) ситуация более сложная. При фокусировке на относительно короткие расстояния (менее половины дифракционной длины L_d) ее эффективность при любом отношении r_0/d низкая; учет наклонов волнового фронта ее увеличивает, но все-таки до весьма умеренных величин. При фокусировке многоканального лазерного излучения на более длинные расстояния (около половины L_d) учет наклонов волнового фронта становится ключевым и позволяет добиться высокой эффективности при $r_0/d \geq 1$. И, наконец, при фокусировке на большие расстояния (порядка L_d и более) можно обойтись без учета наклонов, а высокой эффективности фокусировки можно добиться при $r_0/d \geq 1$ подбором только фазовых сдвигов в каналах.

Стоит отметить, что в используемой модели атмосферной турбулентности вклад учета наклонов волнового фронта на субапертуре в эффективность фазировки зависит от внешнего масштаба турбулентности.

Заключение

Настоящая работа посвящена численному исследованию задачи фазировки многоканального лазерного излучения на мишень через оптически-неоднородную среду (турбулентную атмосферу). Проведено сравнение эффективности облучения мишени при фазовом сопряжении и в петле обратной связи в различных приближениях. Использование метода фазового сопряжения требует предварительного формирования опорного пучка, который, распространяясь от мишени в приемную апертуру лазерной системы, переносит информацию об оптических неоднородностях трассы распространения. Формирование волнового фронта в исходящем пучке, сопряженного волновому фронту опорного пучка, позволяет компенсировать влияние оптически-неоднородной среды. При облучении мишени в петле обратной связи управление фазой исходящего излучения осуществляется на основе СПГ алгоритма путем максимизации некоторых параметров попавшего на мишень (или отраженного от мишени) исходящего пучка.

Анализ полученных результатов показывает, что облучение мишени в петле обратной связи по эффективности фокусировки многоканального лазерного излучения через оптически-неоднородную среду не уступает методу фазового сопряжения. Эта эффективность высока, когда параметр Фрида r_0 порядка или больше размера субапертуры d и на выходе системы используется

фокусирующая линза. В этом случае основной вклад в эффективность вносят фазовые сдвиги в каналах, а учет локальных наклонов волнового фронта на субапертурах относительно слабо влияет на результат.

При отсутствии фокусирующей линзы высокой эффективности фокусировки не удастся добиться при длине фокусировки, заметно меньшей дифракционной длины для размера субапертуры L_d , при любом отношении r_0/d . А при фокусировке многоканального лазерного излучения на большие расстояния, превышающие половину L_d , высокой эффективности удастся достичь при $r_0/d \geq 1$ подбором только фазовых сдвигов в каналах, без учета локальных наклонов волнового фронта.

Список литературы

1. Лиханский В. В., Напартович А. П. Излучение оптически связанных лазеров // УФН 1990. Т. 160. Вып. 3. С. 101.
2. Fan T. Y. Laser beam combining for High-Power, High-Radiance Sources // IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics, 2005. Vol. 11, N 3. P. 567.
3. Lhermite J., Suran E., Kermene V. et al. Coherent combining of 49 laser beam from a multiple core optical fiber by a spatial light modulator // Optics Express, 2010. Vol. 18. P. 4783.
4. Anderegg J., Brosnan S., Cheung E. et al. // Proc. SPIE, 2005. Vol. 6102, N 61020U-1. P. 206.
5. Волков М. В., Гаранин С. Г., Долгополов Ю. В. и др. Фазировка 7-канальной непрерывной оптоволоконной лазерной системы с помощью стохастического параллельного градиентного алгоритма // Квантовая электроника, 2014. Т. 44, № 12. С. 1039.
6. Лукин В. П. Формирование оптических пучков и изображений на основе применения систем адаптивной оптики // УФН, 2014. Т. 184, № 6. С. 599.
7. Weyrauch T., Vorontsov M., Carhart G. W. et al. Experimental demonstration of coherent beam combining over a 7 km propagation path // Optics Letters, 2011. Vol 36, N 33. P. 22.
8. Xinyang Li, Chao G, Xiaojun Z., Changhui R. Coherent beam combining of collimated fiber array based on target-in-the-loop technique // Proc. SPIE, 2011. Vol. 8178, N 81780M.
9. Волков В. А., Волков М. В., Гаранин С. Г. и др. Динамическая фазировка многоканального непрерывного лазерного излучения с использованием стохастического параллельного градиентного алгоритма // Квантовая электроника, 2013. Т. 43, № 12. С. 852.
10. Ладагин В. К. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1985. Т. 1, № 19. С. 35.
11. Feit M. D., Fleck J. A., Jr. // J. Opt. Soc. Am. B, 1988. Vol. 7. P. 633.
12. Fried D. L. Limiting resolution looking down through the atmosphere // J. Opt. Soc. Am. 1966. Vol. 56, N 10. P. 1380.
13. Кандидов В. П. Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // УФН, 1996. Т.166, № 12. С. 1309.
14. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1967.

15. Лукин В. П., Фортес Б. В. // Оптика атмосферы и океана, 1996. Т. 9. С. 1492.
16. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. – М.: Наука, 1966.
17. Богачев В. А., Гаранин С. Г., Долгополов Ю. В., Копалкин А. В., Куликов С. М., Стариков Ф. А., Сухарев С. А., Феоктистов В. В. Динамическая фазировка многоканального непрерывного лазерного излучения с использованием стохастического градиентного алгоритма // Квантовая электроника, 2012. Т. 42, № 9. С. 531.

Numerical investigation of multi-channel laser beam phase locking in atmospheric turbulent

V. A. Volkov, M. V. Volkov, S. G. Garanin, F. A. Starikov

The numerical investigation of coherent beam combining at the focusing through turbulent medium on the target by phase conjugation and target in the loop technique in different approximations has been carried out. The conditions of efficient focusing of multi-channel radiation on the target have been defined. It has been shown that coherent beam combining at the target in the loop technique which doesn't require the organization of reference beam and the measurement of the wavefront doesn't compare in the efficiency of focusing to the phase conjugation. It has been found that the basic effect of focusing is provided by the proper phase shifts in channels, the taking into account of local wavefront tip tilt weak influences on the result.