

В.В. Колосов, С.И. Сысоев

АНАЛИЗ НЕКОТОРЫХ АЛГОРИТМОВ МИНИМИЗАЦИИ УГЛОВОЙ РАСХОДИМОСТИ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Сформулированы условия достижения максимума интенсивности на мишени в условиях «быстрого» управления амплитудно-фазовым профилем пучка в плоскости излучения.

В безабберационном приближении рассмотрены численные схемы адаптивного и программного фазового управления для среды с ветровым типом нелинейности. Анализ результатов позволяет выделить области, где фазовая коррекция весьма эффективна, и области, где такая коррекция дает лишь незначительный выигрыш.

Распространение мощного лазерного излучения в атмосфере сопровождается различными нелинейными эффектами, искажающими пространственно-временные характеристики излучения [1]. Рассмотрим возможность компенсации нелинейных искажений фазовой коррекцией.

Мощное оптическое излучение попадает на вход нелинейной среды, и при этом на входе имеется возможность управлять кривизной волнового фронта.

Ставится задача получить минимальную угловую расходимость в дальней зоне дифракции после прохождения пучком тонкого слоя нелинейной среды эффективной толщиной (z — координата распространения). Считаем, что угловая расходимость достигает своего минимального значения, когда максимальна интенсивность в точке приема.

Рассмотрим режим излучения при

$$\tau_{\text{кор}} \lesssim \tau_{\text{нл}},$$

где $\tau_{\text{кор}}$ — время коррекции фазового фронта на источнике излучения; $\tau_{\text{нл}}$ — время нелинейного отклика среды, значение которого для тепловой нелинейности определено в [2]. Выполнение этого условия означает, что фазовая коррекция осуществляется для излучения, распространяющегося в «замороженной» рефракционной среде.

В работе [3] для частично когерентного излучения, распространение которого описывается уравнением переноса излучения, было показано, что если поместить в точку приема, находящуюся внутри нелинейного слоя, источник, то волна, пришедшая от него в начальную плоскость, даст оптимальный фазовый фронт. Другими словами, посылая пучок с фронтом, фазовосопряженным с пришедшим от точечного источника, получим в точке приема максимум интенсивности. Для случая, когда точка приема находится за нелинейным слоем в дальней зоне дифракции, волна, вышедшая из нее, приходит на выходной конец нелинейного слоя плоской. Пройдя слой, волна приходит в начальную плоскость с некоторой кривизной фазового фронта. Построив фазовосопряженный фронт у посылаемого пучка, получим в точке приема максимум интенсивности. Это было доказано в безабберационном приближении [4].

В [5, 6], в приближении параболического уравнения было показано, что максимум интенсивности в точке приема достигается, если в плоскости излучения сформирован фронт, сопряженный фронту волны, идущей из точки приема, для случая, когда рефракционные свойства среды могут быть описаны в приближении фазового экрана.

Покажем, что это условие выполняется и для случая, когда приближение фазового экрана не применимо.

Зададим поле в плоскости излучения в виде

$$U(z=0, \rho) = U_0(\rho) = A(\rho) \exp(i\varphi(\rho)),$$

где $A(\rho)$ — фиксированное распределение амплитуды поля на излучающей апертуре S_{II} , $\varphi(\rho)$ — управляемое распределение фазы.

Поле в точке приема может быть представлено в виде

$$U(z_0, \rho_0) = \iint_{S_{\text{II}}} d\rho U_0(\rho) G_+(0, \rho; z_0, \rho_0),$$

где G_+ — функция Грина, описывающая распространение волны вперед. Согласно теореме взаимности

$$G_+(0, \rho; z_0, \rho_0) = G_-(z_0, \rho_0; 0, \rho) = A_-(\rho) \exp(i\psi(\rho)),$$

где G_- — функция Грина, описывающая распространение волны назад; $A_-(\rho)$, $\psi(\rho)$ — распределение в плоскости $z = 0$ амплитуды и фазы волны, идущей из точки (z_0, ρ_0) .

Тогда для интенсивности в точке приема получаем

$$W(z_0, \rho_0) = |U(z_0; \rho_0)|^2 = \left| \iint_{S_{\Pi}} d\rho A(\rho) \exp(i\varphi(\rho)) A_-(\rho) \exp(i\psi(\rho)) \right|^2. \quad (1)$$

Очевидно, что максимум интенсивности достигается при выполнении условия

$$\varphi(\rho) = -\psi(\rho), \quad (2)$$

то есть, когда фаза в плоскости излучения сопряжена с фазой волны, идущей из точки приема. Если рефракционная среда оказывает фокусирующее действие на излучение, то значение амплитуды волны, идущей из точки приема, A_- на излучающей апертуре будет превышать соответствующее значение амплитуды волны, распространяющейся в однородной среде. Тогда, как следует из (1), значение интенсивности в точке приема будет превышать дифракционный предел. И наоборот, если среда оказывает дефокусирующее действие, то дифракционный предел становится недостижимым ни при какой коррекции фазы [3, 4].

Далее рассмотрим ситуацию, когда наряду с управлением фазы имеется возможность управлять распределением амплитуды на излучающей апертуре, сохраняя неизменной мощность пучка

$$P = \iint_{S_{\Pi}} d\rho A^2(\rho).$$

Требуется найти такое распределение амплитуды, при котором значение интенсивности в точке приема достигает максимального значения. Как следует из (1), интенсивность достигает максимума, когда при выполнении (2) будет максимально значение интеграла

$$\iint_{S_{\Pi}} d\rho A(\rho) A_-(\rho)$$

или, что то же самое, будет минимально значение следующего выражения:

$$\iint_{S_{\Pi}} d\rho A^2(\rho) + C_1^2 \iint_{S_{\Pi}} d\rho A_-^2(\rho) - 2C_1 \iint_{S_{\Pi}} d\rho A(\rho) A_-(\rho), \quad (3)$$

где C_1 — константа, определяемая из условия

$$\iint_{S_{\Pi}} d\rho A^2(\rho) = C_1^2 \iint_{S_{\Pi}} d\rho A_-^2(\rho).$$

Преобразуя (3) к виду

$$\iint_{S_{\Pi}} d\rho [A(\rho) - C_1 A_-(\rho)]^2,$$

получаем, что максимум интенсивности в точке приема достигается при выполнении условия:

Выше не указывалось, решениями какого уравнения являются приведенные функции Грина, так как были использованы самые общие свойства функций Грина, таким уравнением может быть как параболическое уравнение, так и уравнение Гельмгольца.

В реальной ситуации не всегда возможно удовлетворить условию «замороженности» среды, поэтому анализируем возможности фазовой коррекции для другого предельного случая, когда $\tau_{\text{кор}} \gg \tau_{\text{нл}}$. Этот анализ проведем в безабберационном приближении.

Безразмерная ширина пучка $g(z)$ для любых типов нелинейности в безабберационном приближении удовлетворяет уравнению:

Здесь и далее z нормирована на рефракционную длину:

$$\frac{d^2 g}{dz^2} = f(z) g + \beta g^{-3}. \quad (4)$$

ε — возмущение диэлектрической проницаемости, для которой функциональная зависимость от интенсивности определяется типом нелинейности; $\beta = (L_R/L_D)^2$, где L_D — дифракционная длина: $L_D = \kappa a_0^2 / \sqrt{1 + (a_0/a_\kappa)^2}$, a_κ — радиус когерентности излучения, a_0 — радиус пучка в плоскости $z = 0$.

Пусть нелинейный слой представляет собой среду с ветровым типом нелинейности. При этом будем считать, что сила нелинейной рефракции спадает внутри слоя по z экспоненциально. Другими словами, фазовую коррекцию будем осуществлять при

$$f(z) = \exp(-z/z_s) g^{-3}(z), \quad (5)$$

где z_s — эффективная толщина нелинейного слоя.

Рассмотрим случай адаптивного управления волновым фронтом. В каждый момент времени на излучающей апертуре формируется фазовый фронт, сопряженный с фронтом волны, приходящей из точки приема. Так как $\tau_{\text{кор}} \gg \tau_{\text{нл}}$, то коррекция фазового фронта отстает от изменений распределения диэлектрической проницаемости в слое нелинейной среды, следовательно, процесс адаптивного управления носит итерационный характер [7].

Моделирование данного адаптивного управления осуществляем по следующей схеме. Из начальной плоскости коллимированный пучок с шириной $g = 1$ распространяется через нелинейный слой до его выходной границы, при этом созданное после прохождения пучка распределение диэлектрической проницаемости запоминается. На выходной границе задается плоская волна, которая распространяется в начальную плоскость по фиксированному распределению диэлектрической проницаемости. Эта волна приходит, пройдя нелинейный слой, в начальную плоскость с некоторым фазовым фронтом. Здесь создается фронт, фазовосопреженный с пришедшим. Далее пучок с $g = 1$ и созданным фазовосопреженным фронтом снова распространяется через нелинейный слой до его выходной границы и снова фиксируется созданное после прохождения нового пучка распределение диэлектрической проницаемости и так далее.

На выходной границе слоя, по полученной ширине пучка и кривизне его фазового фронта, рассчитывается угловая расходимость пучка в дальней зоне (далее, угловая расходимость):

$$\gamma = \sqrt{\left(\frac{dg}{dz}\Big|_{z=z_s}\right)^2 + \beta g^{-2}(z=z_s)}.$$

На рис. 1 представлена зависимость γ от номера итерации N , полученная при численном моделировании адаптивного управления по предложенной схеме. При $z_s = 0,4$ (рис. 1,а) видно, что с ростом числа итераций γ выходит на стационарный уровень для каждой из представленных β . Чтобы выйти на этот уровень, требуется от 2 до 5 итераций, причем для меньших β требуется больше итераций.

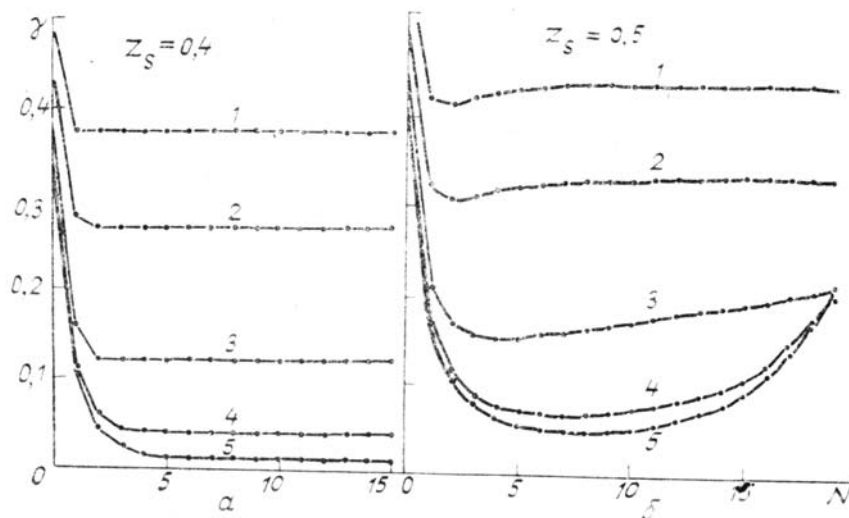


Рис. 1. Зависимость угловой расходимости γ от номера итерации N для некоторых β ($\beta = (L_R/L_D)^2$): $\beta = 0,5$ (1); $0,05$ (2); $0,01$ (3); $0,001$ (4); $0,0001$ (5); а — $z_s = 0,4$; б — $z_s = 0,5$

Расчеты показали, что данный стационарный уровень близок (отличие не более 0,5%) к минимальной угловой расходимости, которая достигается при оптимальной фокусировке пучка [4].

Отметим, что при $z_s < 0,4$ выход на стационарный уровень происходит уже на 1-3 итерациях, причем опять же большее число итераций требуется для меньших β . При $z_s = 0,5$ (рис. 1,б) отсутствует стационарный уровень для угловой расходимости, следовательно, итерационная схема предложенного адаптивного управления теряет устойчивость. С ростом числа итераций получаем некоторый минимум в зависимости γ от номера итераций, за которым γ растет. Следует отметить, что получающийся минимум дает угловую расходимость, по-прежнему близкую к минимальной. Подобная картина наблюдается и для $z_s > 0,5$, причем в этом случае минимум выражен более четко. Следовательно, на некотором номере итерации, для $z_s \geq 0,5$, данная система приводит к снижению эффективности передачи энергии излучения, а значит, чтобы предложенная схема адаптивного управления работала, необходим дополнительный контроль за достижением минимума угловой расходимости или, что эквивалентно, за достижением максимума интенсивности в точке приема.

Поэтому обратимся к другому типу фазовой коррекции, а именно к программной фазовой коррекции.

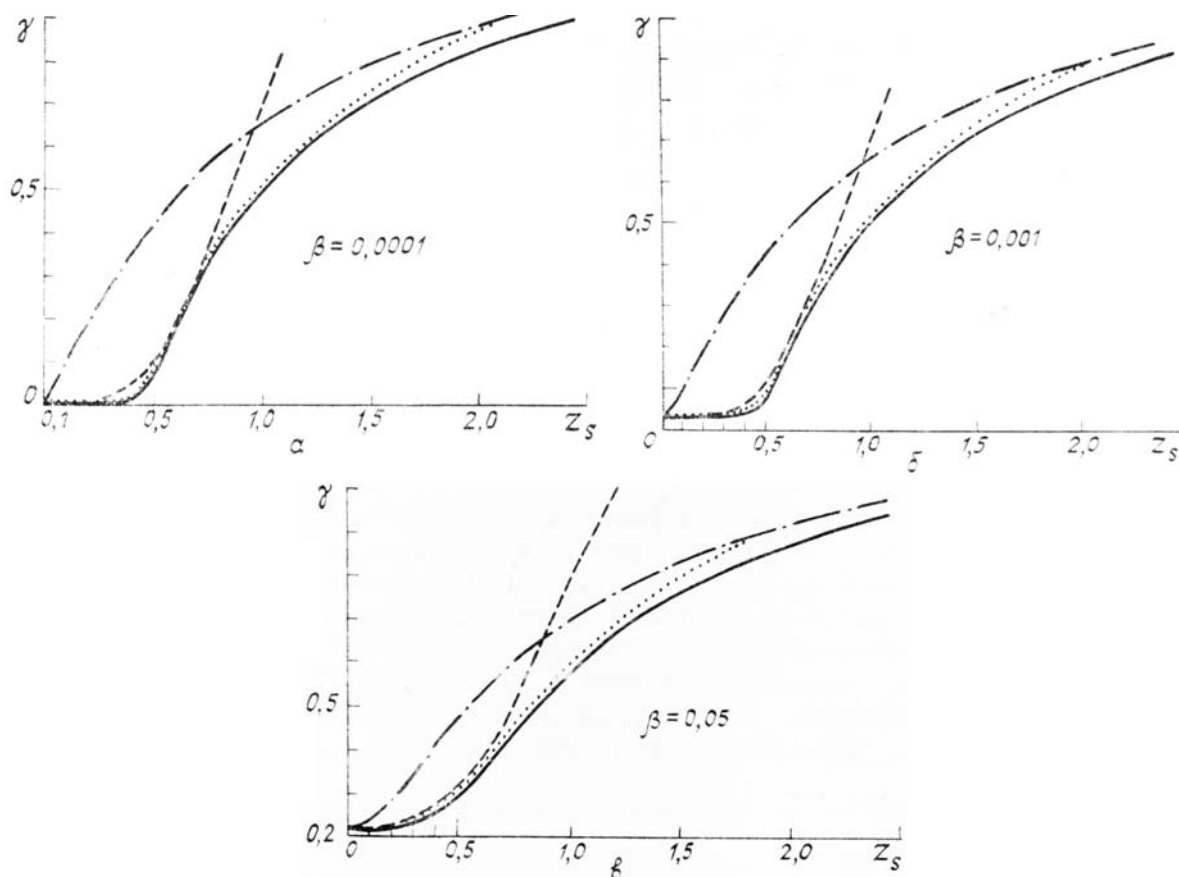


Рис. 2. Зависимость угловой расходимости γ от эффективной толщины нелинейного слоя для оптимально сфокусированного (сплошная кривая) и коллимированного пучков (штрихпунктир), а также для пучка с предискажением φ_k (штриховая) и пучка с фазовой коррекцией по алгоритму ПФК с опорной плоской волной (точки)

Известен и широко используется в программной коррекции способ внесения в фазу излучения корректирующего предискажения φ_k [2, 6, 8, 9], рассчитываемого, например, по формуле

$$\varphi_k(x, y) = -\frac{1}{2} \kappa \varepsilon(z=0, x, y) \int_0^z \exp(-z'/z_s) dz',$$

где $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число.

На рис. 2 представлены зависимости γ от эффективной толщины нелинейного слоя. Задание предискажения φ_k позволяет достичь γ , близкой к минимальной лишь до $z_s \approx 0,7 \div 0,8$, и уже для $z_s \approx 1$ угловая расходимость сфокусированного пучка становится большей или сравнимой с угловой расходимостью коллимированного пучка. То есть для $z_s \approx 1$ данная фазовая коррекция приводит к снижению эффективности передачи энергии излучения.

Таким образом, можно сравнить результаты расчетов по предложенной схеме адаптивной коррекции и расчеты программной фазовой коррекции (ПФК) с предсказанием φ_k . Видно, что оба способа позволяют определить угловую расходимость, близкую к минимальной лишь в ограниченной области z_s . Причем для $z_s = 0,4$ (например, при $\beta = 0,0001$) предложенная адаптивная коррекция дает γ в 23 раза меньшую, чем у коллимированного пучка, программная же коррекция с φ_k дает γ меньшую, чем у коллимированного пучка, лишь в 6,5 раз.

Из сравнения угловых расходимостей коллимированного и оптимально сфокусированного пучков видно, что повысить эффективность передачи энергии можно и для $z_s > 1$. Поэтому предлагается рассмотреть другой алгоритм ПФК, который, как показали расчеты, позволяет повысить эффективность передачи энергии излучения через слой нелинейной среды толщиной до двух длин рефракции.

Выше была рассмотрена схема адаптивного управления, результаты расчета по которой представлены на рис. 1 и позволяют найти распределение фазового фронта в плоскости источника, при котором величина угловой расходимости выходит либо на стационарный уровень, либо достигает своего минимального значения. Данное распределение фазового фронта вводится в качестве корректирующего предсказания для посылаемого пучка. Численное моделирование такой схемы можно рассматривать как алгоритм ПФК.

Пунктирная кривая на рис. 2 представляет расчет угловой расходимости по такому алгоритму. Из расчетов следует, что для $z_s < 0,5$ достигается угловая расходимость, превышающая минимальную не более чем на 0,5%. Кроме того, это превышение остается малым и для z_s порядка длины рефракции ($\approx 1\%$), лишь для $z_s \approx 1,5$ превышение составляет около 4÷5%. При этом алгоритм определяет фазовое распределение в начальной плоскости, близкое к оптимальному, за 1÷3 итерации для $z_s \leq 0,4$ и $z_s > 0,8$, лишь для $z_s \approx 0,5$ при $\beta \leq 0,01$ требуется большее число итераций.

Можно также отметить, что чем меньше β , тем более эффективна передача энергии излучения в точку приема.

На рис. 3 приведены результаты, аналогичные рис. 2, б, для случая, когда $f(z)$ представлена в виде:

$$f(z) = \begin{cases} g^{-3}(z), & z \leq z_s, \\ 0, & z > z_s. \end{cases} \quad (6)$$

Из сравнения результатов, представленных на этих рисунках, следует, что замена экспоненциально спадающей внутри слоя силы нелинейной рефракции на равномерную, при одинаковой эффективной толщине слоя, приводит к заметным ошибкам.

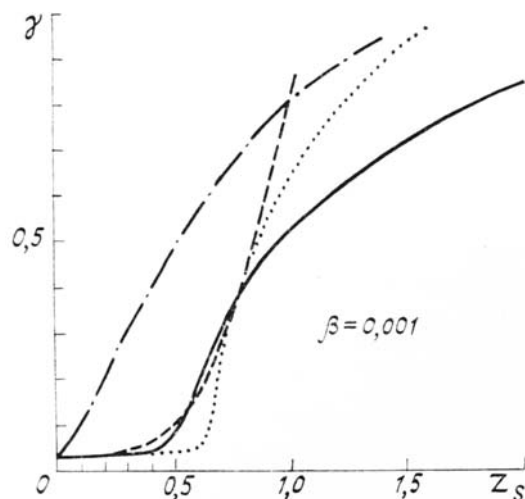


Рис. 3. Зависимость угловой расходимости γ от z_s с ветровым типом нелинейности; $f(z)$ представлена (6): коллимированный пучок (штрихпунктирная кривая), пучок с предсказанием φ_k (штриховая), оптимально сфокусированный (точки); $f(z)$ представлена (5): оптимально сфокусированный пучок (сплошная)

Таким образом, можно сделать вывод, что в случае $\tau_{\text{кор}} \gg \tau_{\text{нл}}$ для рассмотренного типа нелинейности (5) программная коррекция позволяет существенно (при $z_s = 0,4$ для $\beta = 0,0001$ в 23 раза, для $\beta = 0,001$ в 8 раз) увеличить эффективность передачи энергии по сравнению с коллимированным пучком. Предложен алгоритм ПФК, позволяющий рассчитать угловую расходимость, превышающую минимальную не более чем на 0,5÷3% для $z_s \approx 1,5$ и не более чем на 5% для z_s порядка двух длин рефракции. Отмечается, что для меньших β фазовая коррекция позволяет получить большую эффективность передачи энергии излучения.

1. Зуев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Сов. радио, 1970. 496 с.
2. Зуев В.Е., Коняев П.А., Лукин В.П. //Изв. вузов. Сер. Физика. 1985. Т. 28. № 11. С. 6–29.
3. Колосов В.В., Кузиковский А.В. //Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 3. С. 490–494.
4. Колосов В.В., Сысоев С.И. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 2. С. 363–368.
5. Бакут П.А., Логинов В.А. //Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 6. С. 1167–1172.
6. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
7. Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И. Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1985. 335 с.
8. Bradley L.C., Heggmann J. //Appl. Optics. 1974. V. 13. № 2. P. 331–334.
9. Ахманов С.А., Воронцов М.А., Кандидов В.П. и др. //Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1980. Т. 28. № 1. С. 1–37.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
26 июня 1989 г.

V.V. Kolosov, S.I. Sysoev. On Analysis of Some Algorithms Used to Minimize the Angular Divergency of Partially Coherent Beams.

The conditions are formulated in the paper for achieving the maximum intensity at the target irradiated by a beam with a fast control of its intensity profile at the source plane.

Numerical schemes of the adaptive and programmed phase correction control in the case of media with the wind type of nonlinearity are considered in the paper in the aberrationless approximation. The analysis of obtained results allows one to point out the regions where the phase correction is quite efficient as well as the regions where it provides no any advantage.