

Преобразование пространственной когерентности импульсного лазерного излучения в линии задержки

Е.В.Ивакин, А.И.Кицак, Н.В.Карелин, **А.М.Лазарук**, А.С.Рубанов

Теоретически и экспериментально проанализировано разрушение пространственной когерентности излучения многомодового лазера в системе на основе линии задержки. Предложена схема устройства преобразования когерентности с возможностью работы в широком интервале длин волн и режимов генерации. Показана эффективность использования этой схемы для скоростного подавления спекл-шумов в задачах оптической регистрации и литографии.

Ключевые слова: пространственная когерентность, подавление спекл-шумов, лазерные пучки, индуцированная некогерентность.

1. Введение

Уникальные характеристики лазерного излучения, такие как высокая яркость, малая расходимость и монохроматичность создают предпосылки для решения многих задач интерферометрии, микроскопии [1, 2], фотолитографии [3], регистрации быстропротекающих процессов [4], обработки материалов, лазерного термоядерного синтеза [5]. Проблемой во всех перечисленных приложениях, однако, является высокая пространственная когерентность излучения, приводящая к появлению высококонтрастных спекл-шумов в плоскости регистрации при наличии рассеяния излучения. Подобная проблема возникает и в других задачах, где используется когерентное излучение волновой природы, в частности в ультразвуковой томографии [2] и в радарах с синтезированной апертурой [6]. Известные к настоящему времени методы подавления когерентных шумов состоят в усреднении получаемого изображения (на этапе его формирования или последующей цифровой обработки) по большому числу независимых реализаций спекл-картин [1, 2]. Большинство способов оптического подавления спеклов на этапе формирования изображения заключается в создании виртуальных или реальных вторичных источников с преобразованной когерентностью (индуцированной некогерентностью), т. е. источников, излучение которых состоит из множества некоррелированных распределений комплексной амплитуды. При достаточно длительном времени регистрации в такой ситуации влияние накапливающихся интерференционных эффектов на изображение уменьшается.

Традиционными и наиболее распространенными способами получения частично когерентного излучения являются различные механические (перемещение находящихся в поле излучения специально спроектированных зеркал, фазовых пластинок и других элементов [2, 7, 8], вносящих нестационарную фазовую модуляцию в реги-

стрируемые волновые фронты), акустооптические [9] или электрооптические [2] воздействия на исходное излучение лазера. Перечисленные методы эффективны при длительных временах усреднения, когда удается накопить большое число независимых спекл-картин.

Для преобразования пространственной когерентности излучения малой длительности (~ 10 нс) возможно применение нелинейных способов [4, 10, 11], поскольку при взаимодействии излучения со средой возникают неоднородные по сечению пучка нестационарные набег фаз, приводящие к разрушению его пространственной когерентности. Эффективность преобразования определяется мощностью исходного излучения, его начальной пространственной когерентностью и нелинейными параметрами среды [11, 12].

Скоростное преобразование временных флуктуаций излучения в пространственно-временные возможно также в системах на основе оптической линии задержки. Принцип преобразования состоит в формировании светового пучка из совокупности пучков, полученных при делении исходного лазерного излучения либо по фронту [13], либо по амплитуде [14] и сдвинутых относительно друг друга на время, равное или большее времени когерентности исходного излучения. Сдвиг парциальных пучков может осуществляться за счет введения светового пучка в жгут оптических волокон различной длины [13] или в многомодовое оптическое волокно [15], а также за счет применения дифракционных эшелонов [5] и замкнутых линий задержки [14]. Степень преобразования когерентности излучения данными способами не зависит от мощности исходного излучения, поэтому они более предпочтительны для практических приложений. Следует отметить ряд функциональных ограничений, присущих оптоволоконным устройствам и дифракционным эшелонам: наличие затухания световых волн в волокне (особенно в области вакуумного ультрафиолета), а также отсутствие возможности настройки длины шага задержки на длину когерентности излучения, изменяющуюся при различных режимах работы источника.

Способ формирования парциальных пучков, выбранный в [14], предполагает циркуляцию исходного импульса излучения в линии задержки по одному и тому же пути.

Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Ф.Скорины, 70; e-mail: karelin@ifanbel.bas-net.by

Поступила в редакцию 15 июля 2002 г.

Необходимость выравнивания интенсивностей сформированных пучков и ортогонализации их пространственных распределений интенсивности на фотоприемнике приводит при этом к росту общей протяженности линии задержки и, следовательно, ограничивает возможность регистрации быстропротекающих процессов.

В настоящей работе приведены результаты исследования эффективности преобразования корреляционных свойств излучения в линии задержки типа интерферометра Фабри–Перо (ИФП). Теоретический анализ этого процесса проводится на основе разложения световых полей по пространственно-когерентным модам [11, 16, 17]. Экспериментальная проверка полученного результата осуществлена на базе предложенного нами ранее устройства [18, 19]. Используемая схема позволяет выровнять интенсивности пучков и полностью ортогонализировать их пространственные распределения интенсивности при меньшей общей протяженности линии задержки, чем устройство [14], и, таким образом, проводить усреднение спекл-шумов за меньшее время и с большей эффективностью.

2. Преобразование пространственной когерентности многомодового излучения в линии задержки

Для скалярной амплитуды поля электромагнитной частично когерентной волны $E(\mathbf{r}, t)$ с конечной энергией (и длительностью) в некоторой плоскости $z = \text{const}$ поперечного сечения светового пучка, как известно [11, 16], существует представление вида

$$E(\mathbf{r}, t) = \sum_m v_m \psi_m(\mathbf{r}) A_m(t), \quad (1)$$

причем выполняются условия ортогональности

$$\int d^2r \psi_m(\mathbf{r}) \psi_{m'}^*(\mathbf{r}) = \delta_{mm'}, \quad (2)$$

$$\int dt A_m(t) A_{m'}^*(t) = \delta_{mm'}, \quad (3)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор в плоскости z . Каждое из слагаемых разложения (1) является полностью пространственно-когерентной компонентой (модой) пучка. Представление (1) может быть получено из решения задачи на собственные функции интегральных уравнений с ядрами в виде пространственной и временной корреляционных функций поля. Здесь и далее мы без ограничения общности считаем, что энергия пучка равна единице:

$$\int d^2r \int dt |E(\mathbf{r}, t)|^2 = \sum_m |v_m|^2 \equiv 1.$$

Контраст C спекл-структуры, сформированной в плоскости изображения рассеянным частично когерентным излучением, определяется формулой [17, 20]

$$C = \frac{\sigma}{\langle I \rangle} = \frac{1}{(N_{\text{eff}})^{1/2}}, \quad (4)$$

где $\langle I \rangle$ – среднее значение интенсивности; σ – ее среднеквадратичное отклонение;

$$N_{\text{eff}} = \left(\sum_m |v_m|^4 \right)^{-1} = \left[\int d^2r \int d^2r' |\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}')|^2 \right]^{-1} \quad (5)$$

– эффективное число мод в разложении (1), характеризующее глобальную некогерентность излучения; $\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ – корреляционная функция излучения.

В результате действия линии задержки*, разбивающей поле (1) на P неперекрывающихся парциальных пучков с временами задержки τ_n ($\tau_0 = 0$, $\tau_0 \geq \tau_1 \geq \dots \geq \tau_P$), амплитуда выходного излучения будет иметь вид

$$E(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=0}^{P-1} (I_n)^{1/2} \sum_m v_m \psi_{mm}(\mathbf{r}) A_m(t - \tau_n), \quad (6)$$

где I_n – интенсивность отдельного пучка.

Из-за отсутствия пространственного перекрытия парциальных пучков после линии задержки условие (2) изменяется и принимает вид

$$\int d^2r \psi_{mm}(\mathbf{r}) \psi_{m'n'}^*(\mathbf{r}) = \delta_{mm'} \delta_{m'n'}, \quad (7)$$

а вместо условия (3) вследствие временной неоднородности как самого импульсного поля, так и отдельных мод имеем выражение

$$\int dt A_m(t - \tau_n) A_{m'}^*(t - \tau_{n'}) = \delta_{mm'} \gamma(\tau_n - \tau_{n'}), \quad (8)$$

где $\gamma(\tau_n - \tau_{n'})$ – степень временной когерентности между n -м и n' -м пучками.

По формулам (5)–(8), с усреднением по апертуре приемника, и при времени регистрации, превышающем совокупное время задержки пучков, можно получить следующее выражение для эффективного числа мод результирующего поля:

$$N_{\text{eff}} = N_{\text{eff}}^{(0)} \frac{\left(\sum_{n=0}^{P-1} I_n \right)^2}{\sum_{n=0}^{P-1} I_n^2 + 2 \sum_{n=0}^{P-1} \sum_{n'=n+1}^{P-1} I_n I_{n'} |\gamma(\tau_n - \tau_{n'})|^2}, \quad (9)$$

где $N_{\text{eff}}^{(0)}$ – эффективное число пространственно-когерентных мод в начальном пучке.

В пределе при $|\gamma(\tau_n - \tau_{n'})| \rightarrow 0$ и $I_n = I_{n'}$ имеем

$$N_{\text{eff}} = N_{\text{eff}}^{(0)} P. \quad (10)$$

Таким образом, максимально возможная степень преобразования пространственной когерентности в предложенной схеме определяется произведением числа пространственных мод исходного излучения на число сформированных пучков света.

С другой стороны, из формул (9), (10) видно также, что эффективность преобразования когерентности излучения, определяемая отношением эффективного числа мод на выходе рассматриваемого устройства к числу мод на входе, не зависит, в отличие от эффективности, получаемой при использовании нелинейных методов [12], от степени когерентности исходного излучения. Это обстоятельство позволяет оптимизировать результаты преобразования когерентности излучения в рассматриваемой

*Конкретная реализация линии задержки на данном этапе значения не имеет. В частности, проводимое здесь теоретическое рассмотрение применимо для описания оптоволоконной системы подавления спекл-шумов [13].

схеме за счет предварительного разрушения когерентности другими методами с подходящим быстродействием, например теми же нелинейными способами.

3. Экспериментальное исследование эффективности подавления спекл-шумов с применением линии задержки типа ИФП

Схема устройства преобразования пространственной когерентности излучения моноимпульсного лазера представлена на рис.1. Устройство включает в себя две последовательно расположенные линии задержки 1, 2 типа ИФП с различными базами. Коэффициенты отражения входных зеркал на заданной длине волны излучения близки к единице, а выходных зеркал – изменяются ступенчато, что позволяет выравнивать интенсивности формируемых пучков.

Излучение лазера направляется в первый ИФП под небольшим углом к его оси для получения пространственно разделенных вдоль оси x параллельных пучков света. Затем образовавшийся набор из P_1 пучков попадает на второй интерферометр, который производит их разбиение в направлении оси y . На выходе второго ИФП формируется прямоугольная матрица $P_1 \times P_2$ световых пучков, задержанных относительно друг друга по времени. Время задержки в первом ИФП задается установкой его базы, равной половине длины когерентности излучения лазера или превышающей ее. База второго ИФП L_2 выбирается в P_1 раз большей базы L_1 первого интерферометра: $L_2 \approx P_1 L_1$. Выходящие из линии задержки 2 световые пучки затем направляются линзой 3 на стационарный случайный фазовый модулятор 4*. Такая геометрия линии задержки позволяет получить максимальное число пучков разбиения при минимальных габаритных размерах устройства.

Следует отметить, что рассматриваемое устройство (как и большинство устройств, основанных на других методах оптического спеклоподавления) требует наличия детектора (регистрирующей среды) с достаточно большим временем интегрирования (не меньше длительности импульса). Очевидно, что приемник с малым временем отклика может фиксировать каждое из спекл-полей по отдельности. Это соответствует их суммированию по амплитуде, а не по интенсивности [20], что не приводит к уменьшению контраста регистрируемой картины.

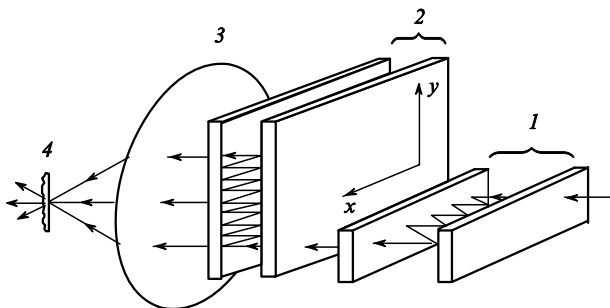


Рис.1. Оптическая схема устройства преобразования пространственной когерентности лазерного излучения: 1, 2 – линии задержки; 3 – линза; 4 – случайный фазовый модулятор.

*Вместо использования фазового диффузора можно проводить наложение парциальных пучков в многомодовом оптоволокне [4] (в этом случае возможно дополнительное снижение контраста спекл-шумов [15]) или в пучке оптических волокон.

Измерения контраста формируемых на выходе устройства спекл-структур проводились для излучения четвертой гармоники YAG: Nd-лазера ($\lambda_4 = 266$ нм) с активной модулирующей добротности при различных значениях пространственной когерентности исходного излучения. Пространственная когерентность излучения изменялась путем введения в резонатор лазера диафрагм разного диаметра. Длина когерентности исходного излучения оценивалась по результатам измерения модуля степени временной когерентности излучения на $\lambda_2 = 532$ нм в предположении ее несущественного изменения на $\lambda_4 = 266$ нм. При энергии накачки лазера ~ 25 Дж и отсутствии диафрагмы в резонаторе длина когерентности равнялась ~ 10 мм. В соответствии с этим база первого ИФП была выбрана равной 15 мм. Пространственное распределение интенсивности спекл-картин регистрировалось CCD-линейкой с 2048 элементами и пространственным разрешением ~ 14 мкм.

На рис.2 представлены зависимости контраста спекл-картин, наблюдаемых за матовой пластинкой 4, установленной вблизи фокуса линзы 3 (рис.1), от числа пучков разбиения при различных значениях пространственной когерентности исходного излучения. Точками показаны экспериментальные данные. Контраст вычислялся по формуле (4) на основе статистической обработки пространственных распределений интенсивности спекл-картин, зарегистрированных в дальней зоне излучения за матовой пластинкой. Сплошными линиями приведены результаты расчета контраста с использованием формулы (9) и в предположении равенства интенсивностей и модулей степени временной когерентности между парциальными пучками: $I_n = I_{n'}$ и $|\gamma(\tau_n - \tau_{n'})| = \varepsilon$, где $\varepsilon \ll 1$. Последнее допущение можно считать выполненным, если осуществляется преобразование пространственной когерентности излучения лазера с несинхронизированными модами и разность хода между пучками больше длины когерентности излучения, но меньше длины резонатора лазера [21]. Необходимые для расчета контраста значения ε оценивались по той же формуле (9), исходя из экспериментально найденного значения контраста спекл-картин, при заданном числе пучков и известном числе пространственных мод исходного излучения. Относительная погрешность измерения контраста равнялась 3 – 4 %.

Как видно из экспериментальных данных, контраст результирующих спекл-картин падает с увеличением чис-

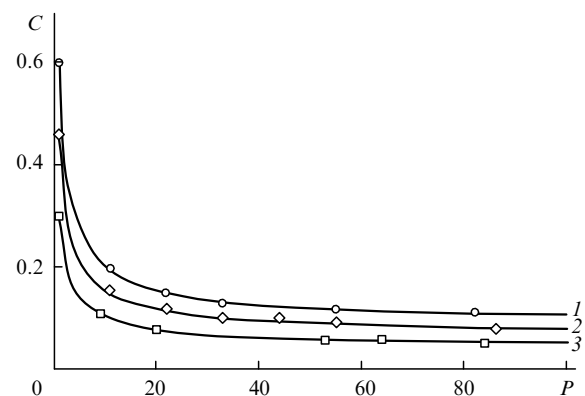


Рис.2. Экспериментальные (точки) и расчетные (кривые) зависимости контраста спекл-структуры C от числа парциальных пучков P в линии задержки при различных эффективных числах мод исходного излучения $N_{\text{eff}}^{(0)} = 3$ (1), 5 (2) и 11 (3).

ла пучков разбиения. Полученные зависимости хорошо коррелируют с расчетными кривыми. Следует отметить, что максимальное число пучков разбиения лазерного излучения, при котором проводилось измерение контраста формируемых спекл-картин, не превышало $2L_{\text{cav}}/L_1$, где L_{cav} – длина резонатора лазера.

4. Обсуждение

К достоинствам исследованной схемы преобразования пространственной когерентности излучения импульсного лазера следует отнести возможность ее адаптации к широкому диапазону лазерных длин волн и длинам когерентности преобразуемых излучений, а также совместимость ее со схемами, основанными на других способах преобразования когерентности.

В то же время эффективность преобразования корреляционных свойств излучения рассматриваемым способом ограничена из-за периодичности функции временной когерентности лазера [21]. Вследствие этого эффективность преобразования зависит от отношения $2L_{\text{cav}}/L_1$. Можно показать, что при $P \gg L_{\text{cav}}/L_1$ вместо выражения (10) эффективное число мод на выходе преобразователя будет описываться формулой

$$N_{\text{eff}} = \frac{2L_{\text{cav}}}{L_1} N_{\text{eff}}^{(0)}.$$

Оптимизировать процесс усреднения когерентных шумов в данной схеме можно, осуществляя предварительно преобразование когерентности исходного излучения, например при самомодуляции его в нелинейной кубической среде. Такое взаимодействие приводит одновременно к росту числа поперечных мод излучения и уменьшению его длины когерентности. При этом, согласно формуле (10), увеличивается общее число когерентных мод N_{eff} на

выходе рассматриваемого многопучкового преобразователя когерентности.

1. *Laser Speckle and Related Phenomena*. Ed. by J.C.Dainty (Berlin: Springer-Verlag, 1975).
2. Iwai T., Asakura T. *Proc. IEEE*, **84**, 765 (1996).
3. Jain K. *Excimer Laser Lithography* (Bellingham, Washington: SPIE Press, 1989).
4. Kohler D., Seitz W.L., Loree T.R., Gardner S.D. *Opt. Commun.*, **12**, 24 (1974).
5. Lehmborg R.H., Schmitt A.J., Bodner S.E. *J. Appl. Phys.*, **62**, 2680 (1987).
6. Ciuc M., Bolon P., Trouve E., Buzuloiu V., Rudant J.-P. *Appl. Opt.*, **40**, 5954 (2001).
7. Partlo W.N., Oldham W.G. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **9**, 3126 (1991).
8. Wang L., Tschudi T., Halld'orsson T., Pétursson P.R. *Appl. Opt.*, **37**, 1770 (1998).
9. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г., Булюк А.Н., Тихомиров С.А. *Квантовая электроника*, **31**, 839 (2001).
10. Васильев М.В., Венедиктов В.Ю., Лещев А.А., Семенов П.М., Сидорович В.Г., Солодянкин О.В. *Оптика и спектроскопия*, **70**, 6 (1991).
11. Карелин Н.В., Лазарук А.М. *Оптика и спектроскопия*, **83**, 403 (1997).
12. Karelin M., Lazaruk A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4243**, 17 (2000).
13. Dingel B., Kawata S., Minami S. *Optik*, **94**, 132 (1993).
14. Michaloski P.F., Stone B.D. *United States Patent US 6 191 887*. Int. Cl. G02B 5/30. Feb. 20, 2001.
15. Véron D., Ayrat H., Gouedard C., Husson D., Lauriou J., Martin O., Meyer V., Rostaing M., Sauteret C. *Opt. Commun.*, **65**, 42 (1988).
16. Пасманик Г.А., Сидорович В.Г. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **23**, 1217 (1980).
17. Лещев А.А. *Оптика и спектроскопия*, **55**, 988 (1983).
18. Ivakin E.I., Karelin N.V., Kitsak A.I., Lazaruk A.M., Rubanov A.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4751**, 34 (2002).
19. Ивакин Е.И., Кицак А.И., Карелин Н.В., Лазарук А.М., Рубанов А.С. *Патентная заявка РБ № а20020307*. Приоритет от 12.04.02.
20. Goodman J.W. *J. Opt. Soc. Am.*, **66**, 1145 (1976).
21. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М.: Наука, 1981).