

Кросс-модуляционный способ преобразования пространственной когерентности импульсного лазерного излучения в нелинейной среде

М.А.Кицак, А.И.Кицак

Предложен способ преобразования пространственной когерентности импульсного малоомощного излучения лазера за счет фазовой кросс-модуляции в нелинейной среде. Способ экспериментально реализован в волноводной нелинейной среде типа многомодового волоконного световода. Проведенные оценки степени пространственной когерентности излучения, претерпевшего фазовую кросс-модуляцию, показали высокую эффективность данного механизма декорреляции излучения.

Ключевые слова: фазовая кросс-модуляция, пространственная когерентность, многомодовый волоконный световод.

1. Введение

В последнее время наблюдается тенденция все более широкого применения лазеров в новых высокоинформативных технологиях и технических средствах, например в фотолитографии [1], в оптической томографии [2], в лазерном проекционном телевидении [3] и в других системах, связанных с отображением и обработкой оптической информации. Эффективность использования лазеров в данных приложениях определяется возможностями управления спектром пространственных и временных частот генерируемого излучения или его когерентностью. Так, для получения высокого пространственного разрешения в лазерной проекционной фотолитографии и в лазерном проекционном телевидении необходима низкая пространственная и одновременно высокая временная когерентность используемых световых пучков [4]. В оптической томографии высокое разрешение достигается, наоборот, при низкой временной и высокой пространственной когерентности излучения [5].

Один из известных скоростных механизмов внрезонаторного преобразования (уменьшения) пространственной когерентности импульсного лазерного излучения базируется на явлении фазовой самомодуляции в нелинейной среде (ФСМ) [6, 7]. Особенностью данного способа является зависимость эффективности декорреляции излучения от его интенсивности. Причем чем выше интенсивность, тем больше уменьшается когерентность. При малой мощности излучения необходимо использовать большие длины взаимодействия. Наличие поглощения при этом ведет к сильному ослаблению сигнала на выходе нелинейной среды, из-за чего становится практически невозможным преобразование таким способом

когерентности малоомощных световых пучков в УФ области спектра длин волн.

В связи с этим для преобразования пространственной когерентности малоомощного излучения предлагается использовать явление фазовой кросс-модуляции (ФКМ). Этот эффект [8, 9] заключается в модуляции фазы световой волны (назовем ее сигнальной) диэлектрической проницаемостью нелинейной среды, наведенной интенсивностью другой волны, которая распространяется с ней совместно. Эта другая волна может отличаться от сигнальной длиной волны и намного превышать ее по мощности. Взаимодействие волн в нелинейной среде в результате ФКМ приводит ко многим интересным нелинейным эффектам [10]. В частности, вследствие нелинейной кросс-модуляции фазы сигнального излучения во времени происходит изменение формы излучения и спектра временных частот. Результаты теоретических и экспериментальных исследований данных процессов в световодных нелинейных средах изложены в работах [11, 12]. Наряду с временной кросс-модуляцией фазы излучения происходит также модуляция ее по пространственным координатам, в результате чего можно ожидать уширения углового спектра излучения. В литературе на данный момент отсутствуют какие-либо сведения о наблюдении данного эффекта и о результатах анализа основных закономерностей его проявления.

Целью настоящей работы является экспериментальная реализация кросс-модуляционного способа преобразования пространственной когерентности малоомощного импульсного лазерного излучения в протяженной нелинейной волноводной среде типа многомодового волоконного световода, а также оценка степени результирующей когерентности.

2. Кросс-модуляционный принцип преобразования спектра угловых частот излучения

Пусть в нелинейной волноводной среде одновременно распространяются две квазиплоские квазимонохроматические световые волны E_1 и E_2 с одинаковыми

М.А.Кицак. Department of Physics, Boston University, 590 Commonwealth ave, B60, Boston, MA, 02215, USA;
e-mail: mkitsak@physics.bu.edu

А.И.Кицак. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 68;
e-mail: kitsak@dragon.bas-net.by

поляризациями и различающимися временными частотами ω_1 и ω_2 :

$$E_1 = A_1(\mathbf{r}, t) \exp[i(\omega_1 t - \mathbf{k}\mathbf{r})], \quad (1)$$

$$E_2 = A_2(\mathbf{r}, t) \exp[i(\omega_2 t - \mathbf{k}\mathbf{r})].$$

Здесь A_1 и A_2 – медленно меняющиеся во времени комплексные амплитуды волн, а \mathbf{k} и \mathbf{r} – волновой вектор и радиус-вектор точки наблюдения соответственно.

Запишем выражение для нелинейной поляризации среды P_{NL} с кубической восприимчивостью $\chi^{(3)}$, индуцированной суммарным полем волн и ответственной за процессы самовоздействия. Для мгновенного отклика среды, пренебрегая процессами четырехволнового смешения, получим [10]

$$P_{NL} = \chi^{(3)} |E_1 + E_2|^2 (E_1 + E_2) \sim \chi^{(3)} \{ (|E_1|^2 + 2|E_2|^2) E_1 + (|E_2|^2 + 2|E_1|^2) E_2 \}. \quad (2)$$

Полная поляризация среды $P = \varepsilon E$ (ε – диэлектрическая проницаемость среды) определяется суммой линейной и нелинейной поляризации на частотах ω_1 и ω_2 , т. е.

$$P(\omega_j) = \varepsilon_j E_j, \quad (3)$$

где $j = 1, 2$; $\varepsilon_j = \varepsilon_j^L + \varepsilon_j^{NL} = (n_j + \Delta n_j)^2$; n_j – линейная часть показателя преломления среды; Δn_j – добавка к показателю преломления, обусловленная нелинейным эффектом. При $\Delta n_j \ll n_j$

$$\varepsilon_j \simeq n_j^2 + 2n_j \Delta n_j, \quad (4)$$

причем нелинейная часть показателя преломления среды определяется соотношением

$$\Delta n_j \simeq \frac{\varepsilon_j^{NL}}{2n_j} \simeq n_2 (|E_j|^2 + 2|E_{3-j}|^2), \quad (5)$$

где $n_2 = (3/8\pi)\chi^{(3)}$ – нелинейный коэффициент показателя преломления среды.

Из (5) следует, что нелинейная часть показателя преломления среды каждой из распространяющихся в нелинейной среде волн определяется не только собственной интенсивностью, но и интенсивностью других волн, распространяющихся совместно. Наведенные волнами изменения показателя преломления среды приводят к изменению их фаз на величину

$$\Delta f_j = \frac{\omega_j}{c} \Delta n_j L \simeq \frac{\omega_j n_2 L}{c} (|E_j|^2 + 2|E_{3-j}|^2), \quad (6)$$

где c – скорость света в вакууме, а L – длина взаимодействия.

Первое слагаемое (6) обусловлено ФСМ, а второе является результатом ФКМ, т. е. связано с модуляцией фазы одной волны интенсивностью другой. При малой интенсивности одной из волн ее фазовая модуляция полностью определяется интенсивностью другой волны. Когда интенсивность мощной волны является случайной функцией пространственных координат или имеет место нестационарное взаимодействие в нелинейной среде, пространственное распределение фазы маломощной волны приобретает случайный характер, что приводит в

результате усреднения к преобразованию ее пространственной когерентности и связанного с ней уширения спектра угловых частот. Неоднородное стохастическое распределение интенсивности волны может сформироваться, например, при распространении ее в многомодовом волоконном световоде из-за интерференции мод. Поэтому нелинейное взаимодействие волн в многомодовой волноводной среде можно использовать в качестве устройства преобразования корреляционных характеристик лазерных световых пучков.

Важным условием реализации эффективной ФКМ излучения является обеспечение того, чтобы длина нелинейной среды не превышала длины их дисперсионного разбегания L_w – расстояния, на котором импульсы перестают перекрываться во времени. Значение L_w может быть оценено из выражения [10]

$$L_w = T/|d_{cm}|, \quad (7)$$

где T – длительность максимально протяженного из взаимодействующих импульсов; $d_{cm} = v_g^{-1}(\lambda_s) - v_g^{-1}(\lambda_m)$ – параметр расстройки групповых скоростей волн; λ_s и λ_m – длины волн сигнального и модулирующего импульсов. При этом пиковая мощность модулирующего излучения не должна превышать критическую мощность разрушения торца световода.

3. Эксперимент

Принципиальная схема экспериментальной установки для реализации метода представлена на рис. 1. Импульсное сигнальное (1) и мощное модулирующее (2) излучения на длинах волн $\lambda_s = 532$ нм и $\lambda_m = 1060$ нм соответственно вводятся с помощью зеркала 3 и микрообъектива 4 в многомодовый волоконный световод 5, числовая апертура которого меньше числовой апертуры микрообъектива. После прохождения световода модулирующее излучение блокируется интерференционным светофильтром 6 с максимумом пропускания на $\lambda = 530$ нм. Сигнальное излучение проходит светофильтр 6, рассеивается матовой пластинкой 7, а затем регистрируется линейным CCD-приемником 8. Область спектральной чувствительности приемника находится в пределах 230–1020 нм. Минимальный размер разрешаемого элемента составляет ~ 14 мкм.

Физика процесса преобразования когерентности сигнального излучения состоит в следующем. В световоде возбуждаются пространственные моды распространяющихся в нем излучений. Вследствие нестационарного взаимодействия [13] или/и неидеальности световода (наличие изгибов вдоль волокна, изменение его сечения и диаметра) моды излучений на соответствующих длинах волн взаимодействуют (интерferируют) между собой, формируя случайные по пространству нестационарные распределения интенсивностей (спекл-структуры). При

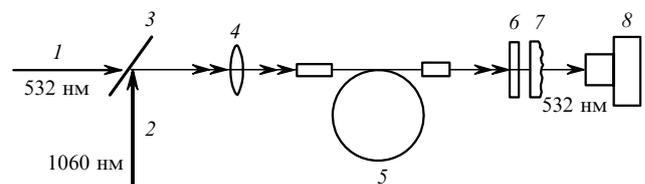


Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки.

нелинейном взаимодействии мощного модулирующего излучения с материалом сердцевины световода индуцируется случайная модуляция диэлектрической проницаемости волноводной среды. Рассеяние сигнального излучения на наведенных модулирующей волной фазовых неоднородностях приводит к пространственной и временной модуляции фаз мод сигнальной волны. Усреднение интенсивности сигнального поля за время регистрации аналогично формированию источника излучения с пониженной пространственной когерентностью.

Длина использовавшегося в эксперименте световода на основе плавленого кварца составляла ~ 100 м и была практически в два раза меньше длины дисперсионного разбегания взаимодействующих импульсов, которые имеют одинаковую длительность, равную 15 нс. Диаметр сердцевины световода составлял ~ 60 мкм. Мощность модулирующего излучения ($P_m = 1.4$ кВт) была примерно на два порядка меньше мощности разрушения его входного торца. Мощность сигнального излучения на входе световода составляла ~ 13 Вт.

На рис.2, 3 представлены пространственные распределения интенсивности маломощного излучения второй гармоники Nd:YAG-лазера ($\lambda_s = 532$ нм) с шириной спектра $\Delta\omega_0 \simeq 0.3$ см $^{-1}$, зарегистрированные приемником 8 в дальней зоне излучения. Картина на рис.2 соответствует распределению интенсивности светового пучка, прошедшего через матовую пластинку 7 непосредственно после выхода из лазера. Картины на рис.3 – это распределения интенсивности данного излучения, прошедшего через ту же матовую пластинку после прохождения многомодового кварцевого световода со ступенчатым распределением показателя преломления в отсутствие модулирующего излучения (кривая 1) и совместно с модулирующим излучением мощностью $P_m \sim 1.4$ кВт (2). Матовая пластинка используется здесь в качестве индикатора степени пространственной когерентности излучения.

Из пространственного распределения интенсивности излучения, зарегистрированного за матовой пластинкой (рис.2), видно, что оно сильно неоднородно. Флуктуации интенсивности излучения являются результатом когерентного сложения рассеянных пластинкой световых полей со случайными фазами и свидетельствуют о высокой пространственной когерентности исходного излучения.

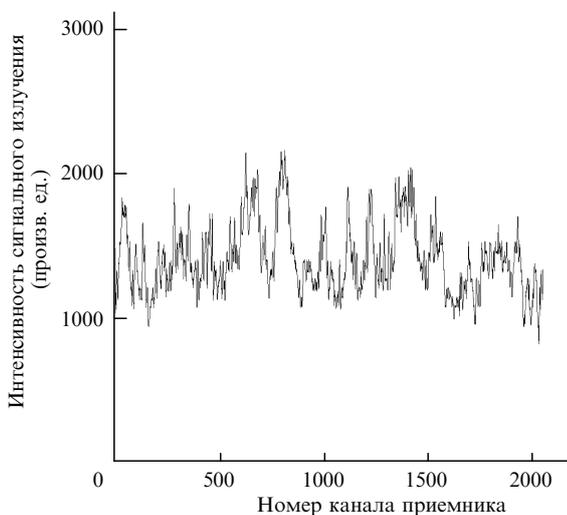


Рис.2. Пространственное распределение интенсивности выходящего из лазера сигнального пучка, зарегистрированное за матовой пластинкой.

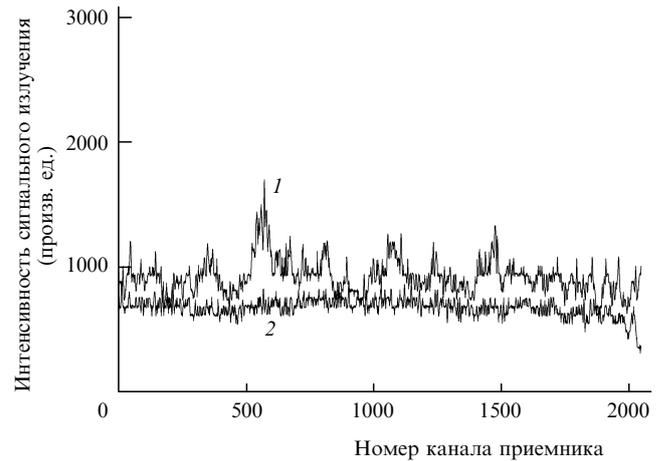


Рис.3. Пространственное распределение интенсивности сигнального пучка, зарегистрированное за матовой пластинкой, после прохождения его через световод в отсутствие модулирующего излучения (1) и при совместном распространении (2).

Степень неоднородности сформированной спекл-структуры оценивают ее контрастом – параметром, который равен отношению среднеквадратичного отклонения интенсивности к среднему ее значению. Контраст спекл-структуры на рис.2, усредненный по 20 зарегистрированным распределениям интенсивности, равен 0.19. Контраст спекл-структуры, которая сформирована на выходе световода низкоинтенсивным излучением в отсутствие модулирующего излучения, равен 0.15 (рис.3, распределение 1). Наблюдаемая разница контрастов обусловлена в основном дисперсией хода лучей в световоде, приводящей к некогерентному сложению полей мод [14].

Иная структура интенсивности пучка, вышедшего из световода, наблюдается, если на его вход одновременно поступает мощное модулирующее излучение на длине волны $\lambda_m = 1060$ нм. Оно индуцирует в световоде нестационарное и неоднородное по пространству изменение показателя преломления, вызывающее случайную пространственно-временную модуляцию фаз сигнального поля. Усредненные за время регистрации флуктуации интенсивности сигнального поля соответствуют флуктуациям интенсивности излучения некоторого виртуального источника с пониженной пространственной когерентностью. Измеренный контраст флуктуаций интенсивности сигнального пучка, представленных на рис.3 (распределение 2), составляет ~ 0.08 , т. е. примерно в два раза меньше, чем в отсутствие модулирующего излучения.

Экспериментально установлено, что наиболее эффективно преобразование пространственной когерентности маломощного сигнального поля в кварцевом волоконном световоде происходит при мощности модулирующего излучения, близкой к критической мощности возбуждения ВКР.

4. Заключение

Экспериментально продемонстрирована возможность эффективного преобразования пространственной когерентности маломощного импульсного излучения лазера методом ФКМ в многомодовом кварцевом световоде. Достоинством данного способа является возможность быстрого понижения пространственной когерентности маломощных световых пучков в УФ области длин волн.

Эффективность преобразования когерентности при ФКМ в два раза выше, чем она имела бы место в случае ФСМ данного излучения с мощностью, равной мощности модулирующего излучения.

1. Андрианов А.В., Кабаев С.А., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А. и др. *Квантовая электроника*, **36**, 101 (2006).
2. Зимняков Д.А., Тучин В.В. *Квантовая электроника*, **32**, 849 (2002).
3. Shchegrov A.V., Watson J.P., Lee D., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5737**, 126 (2005).
4. Валиев К.А., Великов Л.В., Волков Г.С., Зарослов Д.Ю. *Квантовая электроника*, **17**, 43 (1990).
5. Sato M., Wakaki I., Watanabe Y., Tanno N. *Appl. Optics*, **44**, 2471 (2005).
6. Беспалов В.Г., Духовный А.М., Стаселько Д.И. *Оптика и спектроскопия*, **58**, 1038 (1985).
7. Ивакин Е.В., Карелин Н.В., Кицак А.И., Рубанов А.С. *Квантовая электроника*, **35**, 365 (2005).
8. Alfano R.R., Li Q.X., Jimbo T., Vanassah J.T., Ho P.P. *Opt. Lett.*, **11**, 626 (1986).
9. Agrawal G.P. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 880 (1987).
10. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996, с. 323).
11. Islam M.N., Mallenauer I.F., Stolen R.H., Simpson J.R., Shang H.T. *Opt. Lett.*, **12**, 625 (1987).
12. Baldeck P.L., Alfano R.R., Agrawal G.P. *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 1939 (1988).
13. Кицак М.А., Кицак А.И. *Квантовая электроника*, **37**, 770 (2007).
14. Veron D., Ayrat H., Gouedard C., Husson D., Lauriou J., Martin O., Meyer B., Rostaing M., Sauteret C. *Opt. Commun.*, **65**, 42 (1988).