

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ЧИРПИРОВАННЫМ ЗЕРКАЛОМ

Введение

Чирпированное зеркало (ЧЗ) представляет собой многослойную структуру, состоящую из тонких слоев чередующихся материалов, причем слои чередуются таким образом, чтобы создать отрицательную дисперсию групповой задержки. Чирпированные зеркала применяются в качестве дисперсионных устройств для компенсации чирпа в лазерах ультракоротких импульсов. В частности, для контроля дисперсии внутри лазерного резонатора [1], и вне резонатора, например для компенсации чирпа при генерации белого света [2], дисперсионный контроль в широком диапазоне также важен для оптических параметрических генераторов [3].

Компенсация дисперсии заключается во введении в резонатор или оптический тракт элемента, создающего отрицательную дисперсию групповой задержки. При распространении в среде с нормальной дисперсией имеет место положительная дисперсия групповой задержки. Она проявляется в замедлении высокочастотных компонент импульса относительно низкочастотных. В результате этого ультракороткий импульс (УКИ) увеличивает свою длительность, т.е. расплывается. Отрицательная дисперсия групповой задержки дает противоположный эффект. Его можно использовать для компенсации чирпа и для сжатия (восстановления) импульса. В чирпированном зеркале отрицательная групповая задержка создается за счет увеличения периода структуры по направлению к подложке. При этом низкочастотные компоненты импульса глубже проникают в структуру и отражаются позже, чем высокочастотные.

Расчет чирпированного зеркала может быть проведен на основе метода матрицы переноса, часто используемого при расчете оптических покрытий [4]. В этом случае рассчитывают спектральный отклик структуры по известным конструктивным параметрам. Обратная задача заключается в определении конструктивных параметров структуры, которые обеспечили бы получение желаемого спектрального отклика. По спектральному отклику косвенно судят о том воздействии, которое окажет структура на падающий импульс. Однако в конечном итоге интерес представляет не спектральный отклик зеркала, а восстановленный оптический импульс. Это обуславливает интерес к расчету не только спектрального отклика структуры, но и к моделированию взаимодействия структуры с падающим на нее лазерным импульсом. Задача моделирования может быть сформулирована различным образом. Например, в [5] было предложено использовать целевую функцию для оптимизации ЧЗ, учитывающую профиль импульса. Однако недостатком в этой и других работах является то, что предварительный чирп УКИ либо вообще не рассматривается, либо рассматривается очень упрощенно (берется кварцевое стекло определенной длины). В данной работе предлагается модель, в которой учитывается чирп импульса перед отражением от ЧЗ в зависимости от того или иного источника чирпа. Это позволит проводить оптимизацию чирпированных зеркал с учетом конкретной лазерной системы, в которую интегрировано ЧЗ.

Целью настоящей работы является разработка математической модели взаимодействия ультракороткого лазерного импульса с чирпированным зеркалом, которая позволила бы осуществить анализ влияния чирпированного зеркала на лазерный импульс учитывая различные источники чирпа.

Описание модели

При распространении в среде или взаимодействии с оптическими элементами оптический импульс может приобретать чирп, в результате действия дисперсии или нелинейностей. Чирп означает зависимость мгновенной частоты импульса от времени. Оптический импульс во временной области с огибающей гауссовой формы и линейным чирпом записывается следующим образом:

$$\tilde{E}_{ax}(t) = \sqrt{P_0} \exp\left(-2 \ln 2(1 + iC) \frac{t^2}{\tau_0^2}\right) \exp(i\omega_0 t), \quad (1)$$

где P_0 – пиковая мощность. C – параметр модуляции, τ_0 – длительность импульса на полуширине интенсивности (FWHM). ω_0 – несущая частота. Мгновенная частота импульса определяется как производная от фазы по времени:

$$\omega(t) = \frac{d(\phi(t))}{dt}, \quad (2)$$

где $\phi(t)$ – фаза комплексного выражения (1).

Если $C \neq 0$ в (1), то мгновенная частота будет представлять собой линейную зависимость по времени. В зависимости от знака C говорят о положительном или отрицательном чирпе. Если же $C = 0$ то мгновенная частота будет равна несущей по всей длительности импульса. В этом случае импульс называют спектрально-ограниченным, поскольку выполняется предельный случай соотношения неопределенностей:

$$\tau_0 \cdot \Delta\nu \geq C_B. \quad (3)$$

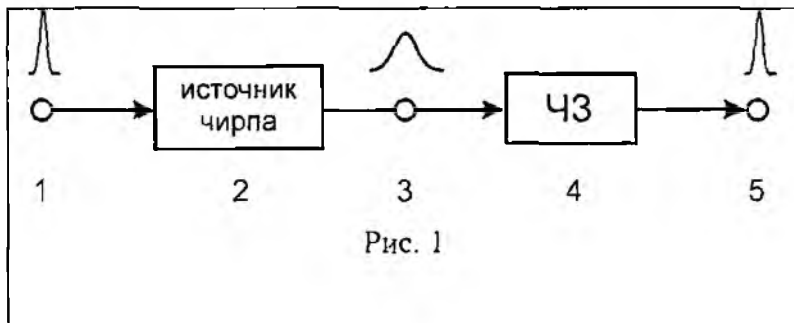
где $\Delta\nu$ – это полуширина спектра импульса, а C_B – это константа, зависящая от формы импульса (для Гауссова импульса равная 0.441). Соотношение (3) указывает на то, что при данной ширине спектра импульса его временная длительность не может быть произвольно малой. Случай, когда неравенство (3) преобразуется в равенство, называют пределом Фурье. Таким образом, импульс в отсутствие чирпа имеет минимальную длительность, а чирп приводит к увеличению длительности импульса.

Источниками возникновения чирпа могут быть: дисперсия в среде, связанная с частотной зависимостью показателя преломления (материальная дисперсия), многослойные периодические структуры, ненасыщенные усиливающие и поглощающие среды, а также нелинейные эффекты, например самомодуляции фазы [6]. Чирпированное зеркало создает отрицательную дисперсию, и за счет этого устраняется чирп импульса, который он приобретает при распространении в элементах с положительной материальной дисперсией. Поэтому в общем случае искомая модель должна на входе содержать некоторый чирпированный импульс, который падает на чирпированное зеркало, а на выходе должен быть получен импульс с устраненным чирпом, близкий к спектрально-ограниченному. Указанные пункты обозначены на рис. 1 цифрами 3, 4, 5 соответственно. Однако в большинстве практических случаев вид чирпированного импульса неизвестен и не может выступать в качестве входных данных, поэтому необходимо, чтобы модель описывала не только устранение чирпа, но и процесс его возникновения, цифры 1 и 2 на рис. 1. Теперь на входе задается спектрально-ограниченный импульс, а также источник чирпа. В результате этого чирп, приобретенный на шаге 2, устраняется на шаге 4, успешность этого процесса отражается в том, насколько выходной импульс 5 соответствует входному импульсу 1. Чем лучше будет соответствие, тем лучше дизайн чирпированного зеркала 4, т.е. тем лучше данное зеркало сжимает импульс.

Таким образом, модель, представленная на рис. 1, позволяет сравнить отраженный от зеркала импульс с исходным спектрально-ограниченным импульсом. На основании этого можно количественно оценить совершенство данного зеркала, используя анализ профиля отраженного импульса.

Наиболее часто чирпированные зеркала используют для контроля дисперсии внутри резонаторов фемтосекундных лазеров [1]. Поэтому описываемая модель должна быть соответствующим образом приближена к этому случаю. Поддержание баланса дисперсии является крайне важной задачей для генерации УКИ с минимальной длительностью в твердотельных лазерах с синхронизацией мод на основе линзы Керра. В резонаторе такого лазера могут находиться различные источники положительной дисперсии в зависимости от конструкции.

однако один из них присутствует всегда – это материальная дисперсия в активном кристалле. К тому же величина дисперсии в активном кристалле существенно больше дисперсионных вкладов других элементов. Поэтому в случае фемтосекундных лазеров источником чирпа (пункт 2 на рис. 1) должен быть выбран, прежде всего, активный кристалл, создающий положительную дисперсию. В самых простых конструкциях резонаторов присутствует фактически только этот источник положительной дисперсии и незначительный вклад дисперсии в воздухе. Однако в модели могут быть учтены также и чирп, создаваемый нелинейным эффектом фазовой самомодуляции, и дисперсионные вклады других элементов в резонаторе.



Рассмотрим теперь взаимодействие лазерного импульса с активным кристаллом и чирпированным зеркалом, которые должны описывать модель на рис. 1. Действие как дисперсионной среды, так и чирпированного зеркала на импульс удобно рассматривать в частотной области [6]. Пусть зада-

входной спектрально-ограниченный импульс вида (1), тогда его спектр находится из Фурье-преобразования как

$$\tilde{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(t) \exp(-i\omega t) dt. \quad (4)$$

Воздействие и среды, и зеркала в частотной области описывается передаточной функцией (спектральный отклик), которая добавляется к спектру входного импульса, и в результате выходной импульс получаем с помощью обратного Фурье-преобразования как

$$\tilde{E}_{\text{вых}}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{S}(\omega) \tilde{F}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega. \quad (5)$$

Передаточная функция может быть представлена в виде

$$\tilde{S}(\omega) = g(\omega) \exp(i\varphi(\omega)), \quad (6)$$

где $g(\omega)$ и $\varphi(\omega)$ – спектральная амплитуда и фаза соответственно. Воздействие дисперсионной среды обладает линейным откликом, т.е. $g(\omega) \equiv 1$ [6], поэтому в данном случае важен исключительно фазовый сдвиг, вносимый средой $\varphi(\omega)$:

$$\varphi(\omega) = -\frac{\omega n(\omega) L_m}{c}, \quad (7)$$

где L_m – длина среды, $n(\omega)$ – частотная зависимость показателя преломления, c – скорость света в вакууме; знак “-” связан с выбором знака в “ $\exp(i\omega_0 t)$ ” в (1). Частотная зависимость показателя преломления для кристалла сапфира может быть рассчитана с помощью уравнения Селмейера [7].

Групповая задержка и дисперсия групповой задержки (ДГЗ) находятся так:

$$GD(\omega) = \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega}, \quad (9)$$

$$GDD(\omega) = \frac{d^2\varphi(\omega)}{d\omega^2}. \quad (10)$$

Зависимость групповой задержки и ДГЗ от длины волны в кристалле сапфира длиной 2,3 мм показана на рис. 2. Значение дисперсии на длине волны 800 нм составляет 133 fs^2 . Спектрально-ограниченный импульс, пройдя через такую среду, приобретает положительный чирп и расплывается.

Расчет спектрального отклика чирпированного зеркала может быть проведен на основе метода матрицы переноса [4].

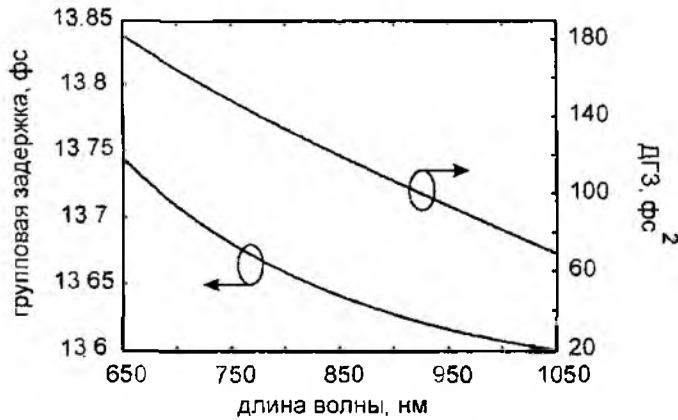


Рис. 2

Отражение импульса от чирпированного зеркала

Материальная дисперсия, равно как фазовая самомодуляция, ответственны за положительный чирп [6]. Компенсировать этот чирп означает создать равносильный, но противоположный по знаку чирп. в этом случае будет достигнута максимальная компенсация первоначального чирпа. Передаточная функция (6) системы, состоящей из различных оптических элементов, должна включать в себя спектральные фазовые вклады всех этих элементов. Таким образом, вид функции $\varphi(\omega)$ может быть весьма сложным. Поэтому используют разложение в ряд Тейлора в окрестности несущей частоты ω_0 :

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \varphi'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \varphi''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 \dots, \quad (11)$$

где $\varphi'(\omega_0)$, $\varphi''(\omega_0)$ — дисперсионные коэффициенты, определяемые как значения групповой задержки, дисперсии и дисперсии высших порядков (9), (10) на частоте ω_0 .

При разработке чирпированного зеркала типичными требованиями к нему являются: высокий коэффициент отражения в широкой полосе частот и гладкая кривая групповой задержки с отрицательным наклоном (по частоте). Групповая задержка и дисперсия чирпированного зеркала рассчитывается аналогично (9), (10). В диапазоне излучения фемтосекундных источников, в частности Ti:Sapphire лазера (800 нм), наиболее часто используют диэлектрические материалы: TiO_2 и SiO_2 с показателями преломления 2,5 и 1,5 соответственно.

Дисперсия групповой задержки в чирпированном зеркале задается за счет изменения толщины слоев. Поскольку необходимо скомпенсировать положительный чирп, то наклон кривой $GD(\lambda)$ в зеркале должен быть положительным, т.е. противоположным тому, который показан на рис. 2. Дисперсия в этом случае будет отрицательна (по частоте). Профиль показателя преломления типичной чирпированной структуры показан на рис. 3.

Период структуры на рисунке обозначен как Λ_n , он определяется как сумма толщин смежных слоев с большим и меньшим показателем преломления $\Lambda_n = d_{h,n} + d_{l,n}$, где $n = 1 \dots N/2$. Если толщины слоев неизменны, то период структуры постоянен. Это случай типичного брэгговского зеркала. Если толщины слоев соответствуют четвертьволновому условию, то коэффициент отражения близок к единице вблизи брэгговской длины волны:

$$\lambda_B = 2 \cdot (n_h d_{h,n} + n_l d_{l,n}). \quad (12)$$

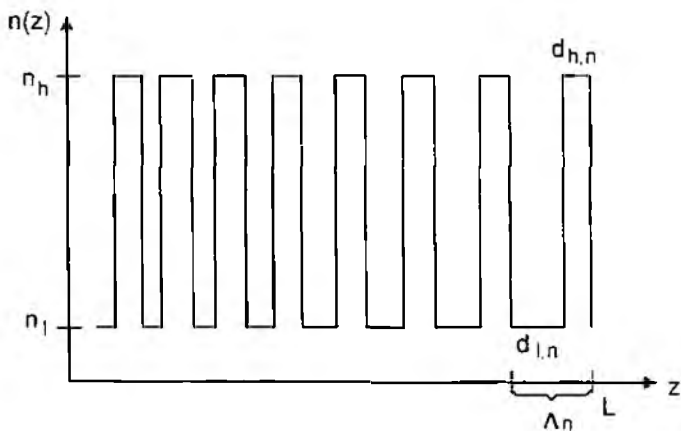


Рис. 3

В chirпированной структуре величина λ_B зависит от n , это и обеспечивает дисперсию групповой задержки в структуре.

Наибольший вклад в уширение импульса вносит дисперсионный коэффициент второго порядка в разложении (11), который дает линейный chirп. Поэтому chirпированное зеркало рассчитывают в основном для компенсации такого линейного chirпа, что выражается в задании соответствующего закона изменения брэгговской длины волны (12). Поскольку chirп в

соответствии с (2) означает изменение мгновенной частоты вдоль импульса, то на самом деле модуляция периода структуры должна быть произведена не для длин волн (12), а для частот, как сделано, например, в [8], одновременное изменение толщины слоев обоих материалов было рассмотрено в [9]. Традиционно вводится брэгговское волновое число:

$$k_B = 2\pi / \lambda_B \quad (13)$$

и модуляция периода структуры задается так, чтобы реализовать линейное изменение именно этой величины в зависимости от n . Диапазон изменения брэгговской длины волны (брэгговского волнового числа) выбирается так, чтобы соответствовать спектру падающего импульса (650–1050 нм). Спектральные характеристики chirпированного зеркала, состоящего из 50 чередующихся слоев TiO_2 , SiO_2 , коэффициент отражения и дисперсия групповой задержки, а также целевая линия ДГЗ (штриховая линия) показаны на рис. 4.

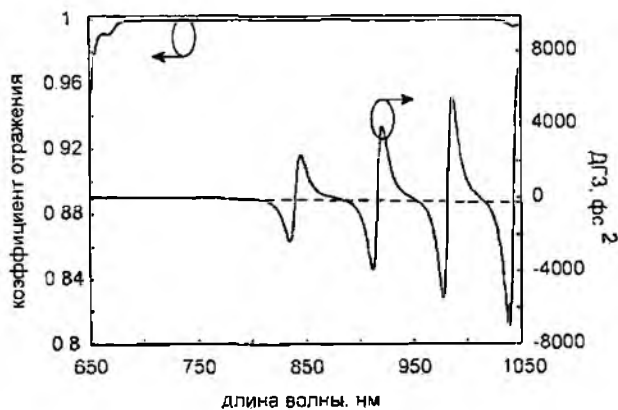


Рис. 4

При расчете учитывалось влияние воздушной среды (показатель преломления 1.0), и подложки (показатель преломления плавленого кварца 1.45). Как видно, коэффициент отражения близок к единице в необходимой полосе и несколько спадает по краям. Дисперсия групповой задержки показывает осциллирующее поведение особенно на длинных волнах около целевой линейной функции, которая должна быть получена. Причиной этих искажений является

рассогласование импеданса внутри структуры и между структурой и воздушной средой [8]. Общий характер кривой, однако, показывает наличие общего положительного наклона, что свидетельствует о наличии отрицательной дисперсии.

Сжатие импульса данным зеркалом, показано на рис. 5, где цифрами обозначены:

1 – исходный спектрально-ограниченный гауссов импульс, FWHM 5 фс;

2 – уширенный импульс после прохождения кристалла сапфира длиной 2.3 мм, FWHM 75.4 фс;

3 –сжатый импульс, после отражения от chirпированного зеркала, FWHM. 14.7 фс.

Исходный спектрально ограниченный гауссов импульс с FWHM 5 фс (длительность импульса на половине максимума интенсивности) проходит через среду сапфира длиной 2.3 мм. после чего приобретает положительный chirп и уширяется. Затем уширенный импульс падает на chirпированное зеркало со спектральными характеристиками, показанными на рис. 4. После отражения импульс сужается, его длительность уменьшается с 75 до 14 фс. Однако сравнение с исходным спектрально-ограниченным импульсом показывает, что восстановление импульса далеко не полное и наблюдаются существенные искажения профиля импульса. Представленная в данной работе модель может быть использована для того, чтобы улучшить дизайн chirпированного зеркала и получить лучшее восстановление импульса [10-12].

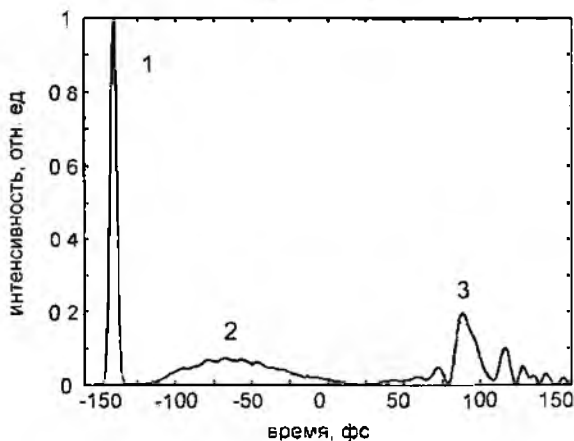
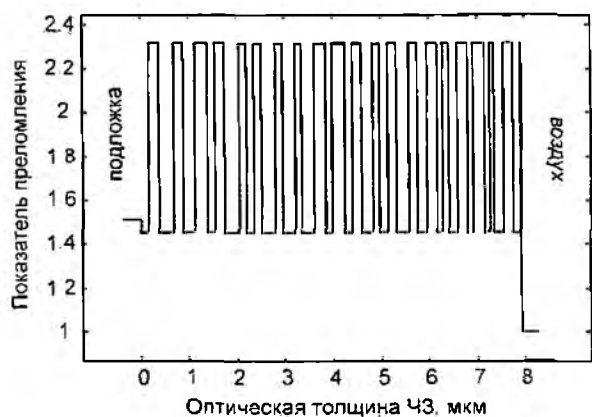


Рис. 5

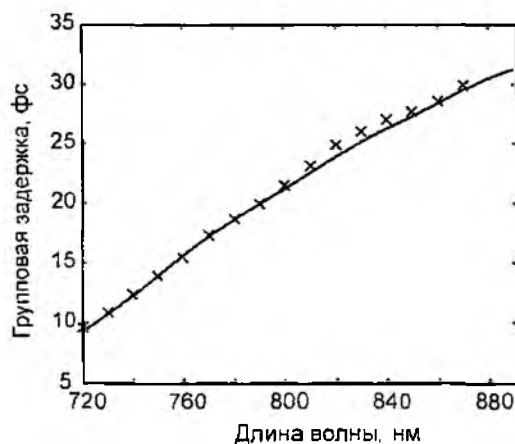
Сравнение с экспериментальными данными

Чтобы проверить адекватность разработанной модели производился расчет chirпированного зеркала на основе конструктивных параметров, представленных в литературе, и последующее сравнение с экспериментальными данными. Исходные данные для расчета спектрального отклика ЧЗ можно найти в [13], и там же представлены результаты расчета измерения групповой задержки в ЧЗ. Профиль показателя преломления ЧЗ из [13] показан на рис. 6, а. Данное chirпированное зеркало состоит из 42 чередующихся слоев TiO_2 и SiO_2 с показателями преломления 2.315 и 1.45 соответственно на длине волны 790 нм. Подложка – стекло марки BK7, показатель преломления 1.51. Окружающая среда – воздух, показатель преломления 1.0. Оптическая толщина данного зеркала составляет почти 7.93 мкм, что соответствует 4.48 мкм физической толщины.

На рис. 6, б показана групповая задержка в данном ЧЗ. Показаны экспериментальные точки из [13], и теоретическая кривая, рассчитанная на основе теории, представленной в пункте 2. Экспериментальные точки получены интерферометрическим методом измерения [14], точность которого составляет ± 1 фс. Ширина полосы отрицательной дисперсии данного зеркала составляет 170 нм (720-890 нм). Теоретическая кривая хорошо ложится на экспериментальные точки, что указывает на правильность разработанной модели. В вычислениях учитывалась материальная дисперсия в TiO_2 и SiO_2 , а отклонения толщины слоев от заданных значений были учтены путем соответствующего уменьшения несущей длины волны. Поскольку фазовая характеристика ЧЗ, в отличие от амплитудной, очень чувствительна к ошибкам осаждения, незначительное расхождение экспериментальных и расчетных данных может быть обусловлено неконтролируемыми отклонениями показателя преломления слоев от номинальных значений.



а



б

Рис. 6

Выводы

Научная новизна данной работы состоит в том, что разработана математическая модель взаимодействия ультракороткого лазерного импульса с чирпированным зеркалом, позволяющая сравнить отраженный от зеркала импульс с исходным спектрально-ограниченным импульсом. В модели учитывается предварительный чирп импульса перед отражением от ЧЗ в зависимости от источника чирпа. Расчет спектрального отклика чирпированного зеркала показал хорошее совпадение результатов вычислений с литературными экспериментальными данными, что подтверждает правильность модели.

Практическое значение полученных результатов заключается в том, что разработанная модель позволяет выполнить количественное сравнение параметров импульсов и оценить дизайн чирпированного зеркала. То есть, путем анализа профиля отраженного импульса и его сравнения со спектрально-ограниченным импульсом определяется то, насколько эффективно данное чирпированное зеркало сжимает падающий импульс. Это позволяет проводить оптимизацию существующих чирпированных зеркал и/или создание новых с учетом специфики той лазерной системы, в которую встроено зеркало.

Список литературы: 1. A. Stingl, M. Lenzner, Ch. Spielmann, and F. Krausz. R. Szipöcs Sub-10-fs mirror dispersion-controlled Ti:sapphire laser // Optics letters, vol. 20, no. 6, pp. 602-604, 1995. 2. A. Baltuska, Z. Wei, M. S. Pshenichnikov, and D. A. Wiersma Optical pulse compression to 5 fs at 1 MHz repetition rate // Optics letters, vol. 22, no. 2, pp. 102-104, 1997. 3. J. Hebling, E. J. Mayer, and J. Kuhl. R. Szipöcs Chirped-mirror dispersion-compensated femtosecond optical parametric oscillator // Optics letters, Vol. 20, No. 8, pp. 919-921 1995. 4. M. Bass Handbook of optics: Volume I Fundamentals, Techniques, and Design. 2nd ed. // McGRAW HILL, INC., 1995. 5. P. Dombi, V. S. Yakovlev, K. O'Keeffe, T. Fuji, M. Lezius, G. Tempea Pulse compression with time-domain optimized chirped mirrors // Optics express, vol. 13, no. 26, 2005. 6. De Silvestri S., P. La porta and O. Svelto The role of cavity dispersion in CW mode-locked lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 20 no. 5, pp. 533-539, 1984. 7. M. Bass Handbook of optics: Volume II Devices, Measurements and Properties. 2nd ed. // McGRAW-HILL, INC., 1995. 8. Matuschek N., F. X. Kaertner and U. Keller Theory of double-chirping mirrors // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 4 197, 1998. 9. V. V. Lysak I. A. Sukhoivanov, S. I. Petrov. Group delay investigation of the N-order chirping mirrors // Semiconductor Physics. Quantum Electronics & Optoelectronics. 2001. V. 4, N 4. P. 389-390. 10. S. O. Yakushev, I. A. Sukhoivanov, O. V. Shulika, V. V. Lysak, S. I. Petrov Simulation of interaction of the femtosecond laser pulse with chirped mirror // International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices, NUSOD 2006 Nanyang Technological University, Singapore, 11 - 14 September 2006, Paper WB5. 11. S. O. Yakushev, I. A. Sukhoivanov, O. V. Shulika, V. V. Lysak, S. I. Petrov Modeling and simulation of interaction of the ultrashort

laser pulse with chirped mirror for structure design improvement // Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, Vol. 9, No. 8, August 2007, p. 2384 – 2390. 12. *S.O. Yakushev, O.V. Shulika, S.I. Petrov, I.A. Sukhoivanov* Chirp compression with single chirped mirrors and its assembly // Microelectronics Journal, Vol. 39, pp. 690–695, 2008. 13. United States Patent. "Dispersive dielectric mirror", Inventors: R. Szipöcs, F. Krausz, Appl. No.:289,086, Filed: 11.08.1994, Patent Number: 5,734,503. Date of Patent: 31.03.1998. 14. *Wayne H. Knox, Nathaniel M. Pearson, Kathryn D. Li and Charles A. Hirlimann* Interferometric measurements of femtosecond group delay in optical components // Optics letters, Vol. 13, No. 7, pp. 574-576, 1988.

*Харьковский национальный
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 18.04.2008