

РАСЧЕТ ПРИЗМЕННОГО КОМПЕНСАТОРА ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ ДЛЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРОВ

В.П. Зайцев, В.П. Лещенко, А.И. Поврозин

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина

Получено общее решение задачи о внутрирезонаторной компенсации парой призм дисперсии групповой скорости (ДГС) в диспергирующей среде задающего генератора тераваттного лазера с длительностью импульсов в фемтосекундном диапазоне. Результаты использованы при создании в ИПЭНМУ ННЦ ХФТИ 30 фс Ti-Sa-лазера.

В основу создания сверхмощных лазерных систем положен метод, который включает выполнение четырех операций: получение сверхкоротких лазерных импульсов, их расширение за счет линейной фазовой или частотной модуляции, усиление расширенных импульсов и на заключительном этапе их сжатие. Такой метод получил название СРА-метод (аббревиатура от английских слов “chirp pulse amplification”, т.е. «усиление частотномодулированных импульсов»), а лазеры, основанные на этом методе – СРА-лазеры.

Развитие лазерной техники за сравнительно короткий срок прошло путь от создания тераваттных (10^{12} Вт) СРА-лазеров до петаваттных (10^{15} Вт). Ведется разработка эксаваттных (10^{18} Вт) и даже зеттаваттных (10^{21} Вт) лазерных систем [1]. Применение сверхмощных лазерных систем открывает широкие исследовательские возможности, в том числе и в атомной науке и технике [2].

Практическая реализация упомянутых выше четырех операций СРА-метода основывается на применении четырех основных блоков, а именно: задающего генератора, расширителя импульсов, усилительного блока и компрессора импульсов. Роль задающего генератора – получение сверхкоротких световых импульсов, что дает возможность при сравнительно небольшой импульсной энергии (порядка нескольких миллиджоулей) выходить на тераваттный уровень мощности в импульсе.

В настоящее время созданы Ti-Sa-лазеры, излучающие импульсы длительностью около 5 фс ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$) [3], т.е. менее двух периодов световой волны, что близко к теоретическому пределу. Ti-Sa лазеры на основе $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$ обладают широким спектральным диапазоном излучения (660...1100 нм), способным обеспечить усиление таких коротких импульсов большим поперечным сечением активного оптического поглощения в сине-зеленой области (например, $4,9 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ на длине волны 532 нм), высоким КПД при комнатной температуре, стабильностью генерационных характеристик и высокой лазерной прочностью.

Важной задачей при решении вопроса минимизации длительности импульса является компенсация дисперсии групповой скорости (ДГС) при его распространении в резонаторе. Компенсация ДГС может быть получена с применением двух или четырех призм. Это наиболее распространенный в настоящее время способ. Он был предложен в работе [4] и давал экспериментаторам направление, следуя кото-

рому можно было решить задачу компенсации ДГС. Однако в работе [4] был показан лишь общий принцип достижения цели без предоставления конкретных аналитических выражений, пригодных для практических целей.

Целью данной работы является получение расчетных формул, обеспечивающих инженерный расчет межпризменного расстояния, при котором может быть получена компенсация ДГС с учетом наличия любых оптических материалов, находящихся в резонаторе на пути распространения излучения, а также использование этих формул при создании нами 30 фс Ti-Sa-лазера.

Воспользуемся выражением для константы, определяющей ДГС [4]:

$$D = -\frac{dT}{d\lambda} = \frac{\lambda}{cL} \frac{d^2P}{d\lambda^2}, \quad (1)$$

где L – физическая длина пути излучения в среде; T – время прохождения излучения через среду; λ – длина волны в воздухе; c – скорость света; P – оптическая длина пути излучения в диспергирующей среде.

Из формулы (1) следует, что общая дисперсия $D_{\text{ср}} = DL$.

Что мы подразумеваем под диспергирующей средой? Обратимся к Рис.1, где изображена оптическая схема резонатора фемтосекундного лазера.

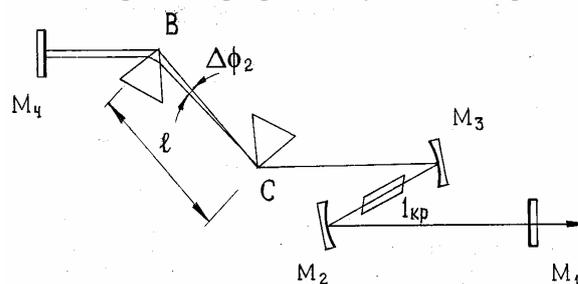


Рис.1

Здесь изображены: M_1 и M_4 – выходное и “глухое” зеркала; M_2 и M_3 – сферические зеркала фокусирующего плеча резонатора, в котором находится Ti-Sa-кристалл $l_{\text{кр}}$; B и C – призмы компенсатора ДГС.

Из Рис.1 видно, что диспергирующими средами являются две идентичные по дисперсионным свойствам призмы компенсатора ДГС и Ti-Sa-кристалл, через которые проходит излучение при распространении в резонаторе. Следовательно, задача сводится к определению величин $D_{\text{ср}}$ для сред призм и кристалла с их конкретными длинами и величины дисперсии

призмного компенсатора $D_{\text{пк}}$ при таком расстоянии между призмами, при котором величины $D_{\text{ср}}$ и $D_{\text{пк}}$ будут равны по модулю, но противоположны по знаку.

Рассмотрим величину $D_{\text{кр}}$, характеризующую ДГС в кристалле. Пусть излучение падает на кристалл толщиной t , имеющий вид плоскопараллельной пластины (Рис.2), под углом α и преломляется в нем под углом β .

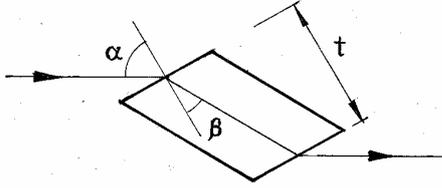


Рис.2

Согласно закону преломления света

$$\sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n_{\text{ед}}},$$

где $n_{\text{кр}}$ – показатель преломления кристалла. Так как $n_{\text{кр}}$ является функцией длины волны, то для каждой спектральной компоненты излучения он будет разным. Как видно из Рис.2, оптический путь каждой спектральной компоненты излучения может быть представлен в виде

$$P = \frac{tn_{\text{ед}}}{\cos \beta}. \quad (2)$$

Учитывая, что $\cos \beta = \sqrt{1 - \sin^2 \beta}$ и $n_{\text{ед}} = n_{\text{ед}}(\lambda)$, получим выражение для P :

$$P = \frac{tn_{\text{ед}}(\lambda)}{\sqrt{n_{\text{ед}}^2 - \sin^2 \alpha}}. \quad (3)$$

В этом выражении величины t и α постоянные, а $n_{\text{кр}}$ – переменная. Дифференцируя его дважды по λ , получим общее выражение для второй производной оптического пути излучения в кристалле:

$$\frac{d^2 P}{d\lambda^2} = \frac{t}{(n_{\text{ед}}^2 - \sin^2 \alpha)^{3/2}} \left[n_{\text{ед}} (n_{\text{ед}}^2 - 2 \sin^2 \alpha) \left(\frac{d^2 n_{\text{ед}}}{d\lambda^2} \right) + \frac{\sin^2 \alpha (n_{\text{ед}}^2 + 2 \sin^2 \alpha)}{(n_{\text{ед}}^2 - \sin^2 \alpha)} \left(\frac{dn_{\text{ед}}}{d\lambda} \right)^2 \right]. \quad (4)$$

Так как в резонаторе излучение падает на кристалл под углом Брюстера, то $\text{tg} \alpha = n_{\text{ед}}$ [5]. С учетом этого выражение (4) принимает вид:

$$\frac{d^2 P}{d\lambda^2} = \frac{t \sqrt{n_{\text{ед}}^2 + 1}}{n_{\text{ед}}^3} \left[(n_{\text{ед}}^2 - 1) \left(\frac{d^2 n_{\text{ед}}}{d\lambda^2} \right) + \left(\frac{n_{\text{ед}}^2 + 3}{n_{\text{ед}}^3} \right) \left(\frac{dn_{\text{ед}}}{d\lambda} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

Рассмотрим величину $D_{\text{пр}}$, характеризующую ДГС в призме. При прохождении излучения через призму (Рис.3) луч ориентируют так, чтобы он проходил в привершинной области с целью уменьшения внутрипризмной дисперсии материала призмы.

Как видно из Рис.3, оптическая длина пути излучения в призме может быть выражена следующим образом:

$$P = \frac{dn_f \sin \varepsilon}{\cos \Phi_1 \cos(\varepsilon - \psi_1)}, \quad (6)$$

где d – ширина пучка излучения; n_f – показатель преломления материала призмы; ε – преломляющий угол призмы; Φ_1 – угол падения излучения на призму; ψ_1 – угол преломления излучения в призме.

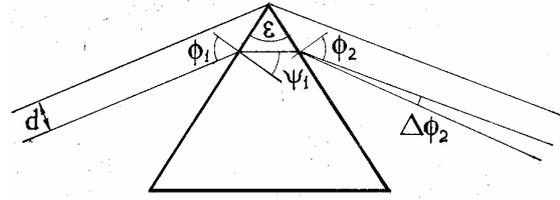


Рис.3

В выражении (6) величины n_f и ψ_1 – переменные, причем $\psi_1 = \text{Arcsin} \left(\frac{\sin \Phi_1}{n_f} \right)$, а остальные величины

– постоянные. Дифференцирование в формуле (6) дважды по λ дает общее выражение для второй производной оптического пути в призме:

$$\frac{d^2 P}{d\lambda^2} = \frac{d \sin \varepsilon}{\cos \Phi_1} \left\{ \frac{1}{\cos(\varepsilon - \psi_1)} \left[1 + \frac{\text{tg}(\varepsilon - \psi_1) \sin \Phi_1}{\sqrt{n_f^2 - \sin^2 \Phi_1}} \right] \frac{d^2 n_f}{d\lambda^2} + \frac{\sin^2 \Phi_1}{n_f \cos(\varepsilon - \psi_1) (n_f^2 - \sin^2 \Phi_1)} \left[\frac{1}{\cos^2(\varepsilon - \psi_1)} + \text{tg}^2(\varepsilon - \psi_1) - \frac{\text{tg}(\varepsilon - \psi_1) \sin \Phi_1}{\sqrt{n_f^2 - \sin^2 \Phi_1}} \right] \left(\frac{dn_f}{d\lambda} \right)^2 \right\}. \quad (7)$$

В режиме наименьшего отклонения призмы при падении на нее излучения под углом Брюстера, т.е. когда $\text{tg} \Phi_1 = n_f$, $\psi_1 = \frac{\varepsilon}{2}$ [5], выражение (7) принимает вид:

$$\frac{d^2 P}{d\lambda^2} = \frac{2d(n_f^2 + 1)}{n_f^2} \left[\frac{d^2 n_f}{d\lambda^2} + \frac{1}{n_f^3} \left(\frac{dn_f}{d\lambda} \right)^2 \right]. \quad (8)$$

ДГС, вызванную указанной выше диспергирующей средой, необходимо скомпенсировать призмным компенсатором, изображенным на Рис.1 и состоящим из призм B и C . Каждая из призм работает в режиме наименьшего отклонения при падении на них излучения под углом Брюстера. На выходе призмы C излучение выходит расходящимся под углом $\Delta \Phi_2$, так как оно претерпевает в призме волновую дисперсию. Как известно [6], излучение, которое характеризуется угловым отклонением $\Delta \gamma_1$ от оси и спектральным интервалом $\Delta \lambda$, после прохождения через призму C имеет угол отклонения от оси, который дается выражением:

$$\Delta \Phi_2 = K_1 \Delta \gamma_1 + K_2 \Delta \lambda, \quad (9)$$

где K_1 и K_2 – коэффициенты.

Согласно законам геометрической оптики [5] можно показать, что для призмы $K_1 = -1$, $K_2 = \frac{\sin \varepsilon}{\cos \Phi_2 \cos \psi_1} \left(\frac{dn_f}{d\lambda} \right)$, где Φ_2 – угол выхода излучения из призмы (см. Рис.3).

В случае наименьшего отклонения при падении излучения под углом Брюстера $K_2 = 2 \left(\frac{dn_f}{d\lambda} \right)$. Так

как в паракиальном приближении $\Delta \gamma_1 = 0$, то после выхода излучения из призмы C $\Delta \Phi_2 = K_2 \Delta \lambda$. После

прохождения излучения через призму B $\Delta\Phi'_2 = K_1\Delta\gamma_2 + K_2\Delta\lambda$. Но так как $\Delta\gamma_2$ – угол отклонения от оси излучения, входящего в призму B , равен $K_2\Delta\lambda$, то $\Delta\Phi'_2 = 0$. Следовательно, излучение претерпевает ДГС только при прохождении между призмами B и C .

Общее выражение для второй производной оптического пути излучения при прохождении его между призмами имеет вид [4]:

$$\frac{d^2P}{d\lambda^2} = -l \left\{ \left[\frac{d^2n_f}{d\lambda^2} \frac{d\Delta\Phi_2}{dn_f} + \left(\frac{dn_f}{d\lambda} \right)^2 \frac{d^2\Delta\Phi_2}{dn_f^2} \right] \times \right. \\ \left. \times \sin\Delta\Phi_2 + \left(\frac{dn_f}{d\lambda} \right)^2 \left(\frac{d\Delta\Phi_2}{dn_f} \right)^2 \cos\Delta\Phi_2 \right\}. \quad (10)$$

В случае наименьшего отклонения при падении излучения на призму под углом Брюстера выражение (10) примет вид:

$$\frac{d^2P}{d\lambda^2} = 2l \left\{ \left[\frac{d^2n_f}{d\lambda^2} + \left(2n_f - \frac{1}{n_f^3} \right) \left(\frac{dn_f}{d\lambda} \right)^2 \right] \times \right. \\ \left. \times \sin\Delta\Phi_2 - 2 \left(\frac{dn_f}{d\lambda} \right)^2 \cos\Delta\Phi_2 \right\}. \quad (11)$$

Так как угол $\Delta\Phi_2$ исчезающе мал, то $\sin\Delta\Phi_2$ можно заменить на $\Delta\Phi_2$. Его значение [5] определяется выражением:

$$\Delta\Phi_2 = 2 \left(\frac{dn_f}{d\lambda} \right) \Delta\lambda. \quad (12)$$

Из выражений (11) и (12) видно, что ДГС, вносимая распространением импульса между призмами, всегда отрицательна. Следовательно, для полной компенсации ДГС лазерного кристалла и материала призм необходимо, чтобы расстояние l между призмами удовлетворяло условию:

$$l = - \frac{\frac{d^2P_1}{d\lambda^2} + \frac{d^2P_2}{d\lambda^2}}{\frac{d^2P_3}{d\lambda^2}}, \quad (13)$$

где $\frac{d^2P_1}{d\lambda^2}$ определяется формулой (5); $\frac{d^2P_2}{d\lambda^2}$ определяется формулой (8); $\frac{d^2P_3}{d\lambda^2}$ определяется формулой (11).

Полученное выражение было использовано для расчета межпризменного расстояния в резонаторе Ti-Sa-лазера с кристаллом длиной 4,5 мм. Расчет показателей преломления, первых и вторых производных от этих показателей по λ велся для $\lambda_0 = 800$ нм по формулам, взятым из [7] и [8]:

$$n_o^2 - 1 = \sum_{j=1}^3 \frac{\lambda_o^2 B_j}{\lambda_o^2 - \lambda_j^2}, \quad (14)$$

$$\frac{dn}{d\lambda} = - \frac{\lambda_o}{n_o} \sum_{j=1}^3 \frac{\lambda_j^2 B_j}{(\lambda_o^2 - \lambda_j^2)^2}, \quad (15)$$

$$\frac{d^2n}{d\lambda^2} = \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^3 \frac{\lambda_j^2 (3\lambda_o^2 + \lambda_j^2) B_j}{(\lambda_o^2 - \lambda_j^2)^3} - \frac{1}{n_o} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2, \quad (16)$$

где n_o – показатель преломления среды при

$\lambda_0 = 800$ нм; λ_j и B_j – характеристические длины волн и постоянные каждой среды. Эти величины приведены в литературе для Ti-Sa [7] и кварца [8]. Значение d принимается равным 2 мм [4]. Результаты расчета приведены в таблице.

Длина Ti-Sa-кристалла, мм	l расчетное, см	l экспериментальное, см
4,5	64,0	58*

*Значение взято из [9].

Как видно, расчетное значение межпризменного расстояния для Ti-Sa-кристалла длиной 4,5 мм превышает таковое, полученное экспериментальным путем, на 10%. По-видимому такое расхождение вызвано завышенным значением диаметра пучка излучения $d=2$ мм. Его реальное значение, скорее всего, будет меньше.

Таким образом, полученное выражение для межпризменного расстояния дает возможность с достаточной степенью точности производить расчет основного параметра двухпризменного компенсатора ДГС на основе известных дисперсионных характеристик среды резонатора.

Выражение (13) было использовано нами при проектировании и создании в ИПЭНМУ ННЦ ХФТИ 30 фс Ti-Sa-лазера. Оптическая схема лазера представлена на Рис.1. Ti-Sa-кристалл имел длину 5 мм и располагался в фокусирующем плече резонатора, образованного сферическими зеркалами M_2 и M_3 с одинаковыми радиусами кривизны 10 см и коэффициентами отражения 99,9%. Содержание Ti в кристалле составляло 0,15%. «Глухое» зеркало M_4 имело коэффициент отражения 99,9%. Выходное зеркало M_1 с клином имело коэффициент пропускания 8%. Спектральные характеристики указанных зеркал соответствовали диапазону 800 ± 60 нм. Общая длина резонатора составляла 156 см. Резонатор имел асимметричную конфигурацию. Короткое плечо между зеркалами M_1 и M_2 составляло 56 см. Длинное плечо между зеркалами M_3 и M_4 составляло 90 см. В длинном плече резонатора располагался компенсатор ДГС, состоящий из двух кварцевых призм B и C , расстояние между которыми было определено по формуле (13) и составляло 66,5 см. Угол при вершине призм равнялся 69° , так что угол падения излучения на призму соответствовал углу Брюстера при минимальном отклонении. Щель шириной 2 мм, расположенная вблизи зеркала M_4 , служила для регулирования ширины полосы излучения, а также для настройки на центральную длину волны λ_0 . Лазер генерировал ТЕМ₀₀-моду на длине волны Ti-Sa-лазера $\lambda_0 = 800$ нм. Накачка Ti-Sa-лазера осуществлялась в сине-зеленой области спектра Ag лазером Д-20 (НИИ ГРП «Плазма», г. Рязань). Излучение лазера накачки фокусировалось в Ti-Sa-кристалле линзой с фокусным расстоянием 8 см со стороны зеркала M_2 . При мощности накачки 4 Вт мощность излучения Ti-Sa-лазера составляла 310 мВт.

На Рис.4 показана периодическая последовательность импульсов при генерации Ti-Sa-лазера в режиме самосинхронизации продольных мод. Регистрация выполнялась с помощью широкополосного фотодиода S5973 (ф. Hamamatsu), частота следования импульсов составляла 96,2 МГц.

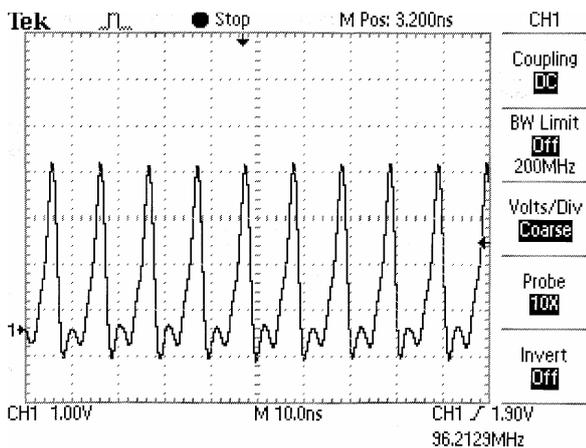


Рис.4

На Рис.5 изображен измеренный спектр излучения Ti-Sa-лазера, работающего в импульсном режиме при самосинхронизации продольных мод. Спектр несколько смещен в длинноволновую область по сравнению со спектром непрерывной генерации и имел центральную частоту $\lambda_0 = 805$ нм. Ширина спектра составляла 22,4 нм.

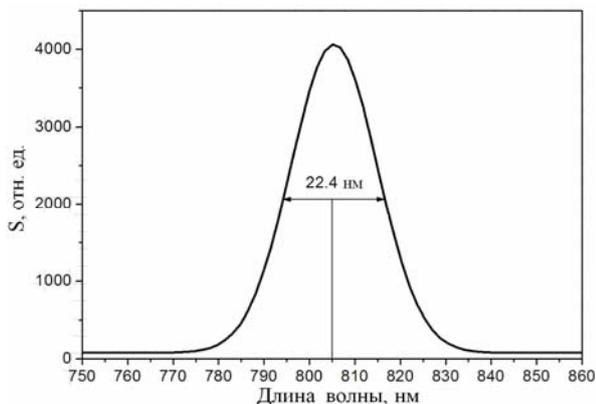


Рис.5

Как известно [2], при форме импульса, описываемой функцией sech^2 , произведение длительности импульса τ_n на ширину его спектра $\Delta\nu$ составляет величину $\tau_n \Delta\nu = 0,315$. Исходя из этого, можно вычислить длительность импульса по формуле:

$$\tau_E = 0,315 \frac{\lambda^2}{c\Delta\lambda}. \quad (17)$$

Для $\lambda = 805$ нм и $\Delta\lambda = 22,4$ нм длительность импульса $\tau_n = 30$ фс.

В настоящее время проводятся работы по изменению столь коротких импульсов по методике, предложенной в работах [10] и [11], с использованием автокоррелятора на базе интерферометра Майкельсона со светодиодом АЛ-307 в качестве нелинейного детектора.

Таким образом, получены расчетные выражения для определения межпризменного расстояния во внутрирезонаторном компенсаторе ДГС с учетом наличия любых оптических материалов, находящихся в резонаторе. Результаты расчетов находятся в хорошем соответствии с литературными данными и были использованы при создании 30 фс Ti-Sa-лазера.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Tajima, G. Mourou. Accelerators and beams // *Phys. Rev. Special Topics*. 2002, v.5, p.031301.
2. П.Г. Крюков. Лазеры ультракоротких импульсов // *Квантовая электроника*. 2001, v.31, №2, с.95-119.
3. U. Morger, F.X. Kartner, S.H. Cho, et al. Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser // *Optics Letters*. 1999, v.24, №6, p.411-413.
4. R.L. Fork, O.E. Martinez, J.P. Gordon. Negative dispersion using pairs of prisms // *Optics Letters*. 1984, v.9, №5, p.150-152.
5. М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики*. М.: «Наука», 1970, с.68, 207-210.
6. O.E. Martinez. Grating and prism compressor in the case of finite beam size // *Journal Optical Society of America B*. 1986, v.3, №7, p.929-934.
7. М.В. Классен-Неклюдова, Х.С. Багдасаров. *Рубин и сапфир*. М.: «Наука», 1974, с.13.
8. D. Marcuse. Pulse distortion in single-mode fibers // *Applied Optics*. 1980, v.19, №10, p.1653-1660.
9. M.T. Asaki, Chung-Po Huang, D. Garvey, et al. Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser // *Optics Letters*. 1993, v.18, №12, p.977-979.
10. D.T. Reid, M. Padgett, C. McGowan, et al. Light-emitting diodes as measurement devices for femtosecond laser pulses // *Opt. Lett.* 1997, v.22, №4, 233-235.
11. V.I. Baraulya, S.M. Kobtsev, and A.V. Korablev. Use of AL307 light-emitting diodes as photodetectors for diagnostics of femtosecond light pulses // *Tech. Phys. Lett.* 1998, v.24, №1, 28.

Статья поступила в редакцию 15.02.2010 г.

CALCULATION OF GROUP VELOCITY DISPERSION PRISM COMPENSATOR FOR FEMTOSECOND LASERS

V.P. Zaytsev, V.P. Leshchenko, A.I. Povrozin

An intracavity compensation of group velocity dispersion (GVD) in a dispersion medium of a driving generator of a terawatt laser with the femtosecond range pulse duration with a pair of prisms task is obtained. These results were utilized in construction of 30 fs Ti-Sa laser system conducted at IPENMA NSC KIPT.

РОЗРАХУНОК ПРИЗМОВОГО КОМПЕНСАТОРА ДИСПЕРСІЇ ГРУПОВОЇ ШВИДКОСТІ ДЛЯ ФЕМТОСЕКУНДНИХ ЛАЗЕРІВ

В.П. Зайцев, В.П. Лещенко, А.І. Поврозін

Отримано загальне рішення задачі про внутрішньорезонаторну компенсацію парюю призм дисперсії групової швидкості (ДГШ) в диспергуючому середовищі задаючого генератора тераваттного лазера з тривалістю імпульсів у фемтосекундному діапазоні. Розрахунки використано при створенні в ІПЕНМП ННЦ ХФТІ 30 фс Ti-Sa-лазера.