

# Повышение временного контраста и мощности фемтосекундных лазерных импульсов с помощью оптического клина с кубической нелинейностью

Е.А.Хазанов

*Предложен метод увеличения временного контраста фемтосекундных лазерных импульсов при их нелинейной компрессии с помощью уширения спектра из-за фазовой самомодуляции и последующего отражения от chirпирующих зеркал. Контраст увеличивается в результате того, что излучение пьедестала блокируется прямоугольным экраном, расположенным в фокальной плоскости однократного телескопа, а основной импульс «обходит» экран, т.к. клин, находящийся перед телескопом, отклоняет его на больший угол благодаря кубической нелинейности.*

**Ключевые слова:** временной контраст, сверхмощные лазеры, кубическая нелинейность.

Для многих экспериментов по исследованию поведения вещества в экстремальных световых полях необходима как большая пиковая мощность лазерного импульса, так и высокий временной контраст. Для увеличения мощности в последние годы активно развивается метод нелинейной компрессии, в котором используются плоскопараллельная пластина, вносящая фазовую самомодуляцию, и chirпирующие зеркала, вносящие отрицательную дисперсию. Метод получил название TFC (Thin Film Compression) [1], CafCA (Compression after Compressor Approach) [2], или посткомпрессия [3]. Для импульсов с энергией в единицы [4, 5] и даже десятки джоулей [6, 7] было продемонстрировано многократное укорочение фемтосекундных лазерных импульсов практически без потери энергии (см. обзор [8]).

Под временным контрастом понимают отношение интенсивности в пике импульса к интенсивности на его крыльях. Для многих экспериментов крайне важным является большая величина дальнего временного контраста (1–1000 пс от пика основного импульса), поскольку в противном случае мишень разрушается до прихода основного импульса. Дальний контраст определяется величиной пьедестала импульса, появляющегося, как правило, из-за усиленной спонтанной люминесценции в лазерных усилителях в CPA-лазерах (Chirped Pulse Amplification) [9] или из-за усиленной параметрической люминесценции в OPCPA-лазерах (Optical Parametrical Chirped Pulse Amplification) [10]. Для увеличения контраста применяются плазменные зеркала [11], генерация второй гармоники [12], а также нелинейно-оптические методы, основанные (как и в настоящей работе) на кубической нелинейности, в которых используются генерация ортогональной поляризации [13], уширение спектра при фазовой самомодуляции [14, 15], нелинейный интерферометр Маха–Цендера [16]. Следует отметить, что в боль-

шинстве приложений важен контраст не в ближней зоне излучения, а в фокальной плоскости оптической системы (на мишени).

В настоящей работе предложен способ повышения временного контраста на мишени, основанный на использовании в лазерном пучке оптического клина. Идея заключается в том, что волновой вектор излучения пьедестала отклоняется клином по законам линейной оптики, а волновой вектор излучения основного импульса отклоняется на другой угол, т.к. показатель преломления клина  $n$  зависит от интенсивности  $I$ :  $n = n_0 + n_2 I$ , где  $n_2$  – нелинейный показатель преломления. Следовательно, в фокальной плоскости пучки излучения основного импульса и пьедестала будут разнесены на некоторое расстояние. Если это расстояние достаточно велико, то контраст будет значительно увеличен. Используя закон Снеллиуса  $\sin \alpha = n \sin \beta$ , легко показать, что клин с углом  $\delta \ll 1$  при вершине отклоняет волновой вектор излучения на угол

$$\Theta_w = \delta \left( n \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} - 1 \right), \quad (1)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  – углы падения и преломления на первой грани клина. Из (1) для изменения угла  $\Theta_w$  из-за нелинейной добавки к показателю преломления  $\Delta n = n_2 I_0$  находим

$$\Theta_B = \frac{d\Theta_w}{dn} \Delta n = \delta \frac{n_2 I_0}{\cos \alpha \cos \beta} \quad (2)$$

– угол между волновыми векторами пьедестала и основного излучения в момент максимума импульса ( $I_0$  – интенсивность внутри клина в максимуме импульса). Наибольший интерес представляет не абсолютное значение  $\Theta_B$ , а нормированное на дифракционный угол  $\Theta_{\text{dif}}$ . Для оценки возьмем типичный для мощных лазеров пучок диаметром  $2w$  с супергауссовым профилем интенсивности  $\exp(-r^{2m}/w^{2m})$ . При  $m = 3-5$  расходимость такого пучка примерно в 1.5 раза больше, чем у гауссова:  $\Theta_{\text{dif}} \approx 1.5/(kw)$ , где  $k$  – волновой вектор. Тогда из (2) получаем

$$\Theta_B / \Theta_{\text{dif}} = B_0 / 3, \quad (3)$$

Е.А.Хазанов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: efimkhazanov@gmail.com

где  $B_0 = kL_{\max}n_2I_0$  – максимальное значение  $B$ -интеграла (нелинейной фазы);  $L_{\max} = L_0/\cos\beta$  – максимальная длина пути света в клине;  $L_0$  – толщина клина для луча у основания клина (толщину клина для луча у острия клина мы для простоты считаем равной нулю). Таким образом, при фиксированном  $B_0$  отношение  $\Theta_B/\Theta_{\text{dif}}$  не зависит ни от угла падения  $\alpha$  (можно использовать, например, угол Брюстера), ни от угла при вершине клина  $\delta$ , ни от линейного показателя преломления  $n_0$ . Благодаря эффекту самофильтрации пучка при распространении в свободном пространстве [8, 17] для импульсов излучения с интенсивностью  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> и более можно избежать мелкомасштабной самофокусировки при очень больших значениях  $B$ , вплоть до 20–25 [18]. Таким образом, условие  $\Theta_B \gg \Theta_{\text{dif}}$  может быть выполнено на практике.

Однако «прямолинейное» использование клина практически невозможно из-за хроматических aberrаций, приводящих к появлению углового chirpa. Оценки показывают, что угол  $\Theta_{\text{chrom}} = (d\Theta_w/d\omega)\Delta\omega$  (где  $\omega$  – частота, а  $\Delta\omega$  – полуширина спектра излучения) для импульсов длительностью 30 фс и менее соизмерим или даже больше, чем  $\Theta_B$ . Значительно подавить хроматические aberrации можно с использованием ахроматического дублета, состоящего из противоположно ориентированных клиньев  $\text{Кл}_I$  и  $\text{Кл}_{II}$  (рис. 1,а), которые изготовлены из разных мате-

риалов, имеют разные углы  $\delta_I$  и  $\delta_{II}$ , но одинаковые (по модулю) хроматические aberrации:  $\Theta_{\text{chrom } I} = \Theta_{\text{chrom } II}$ . Учитывая, что клинья ориентированы в противоположные стороны, это условие обеспечивает отсутствие углового chirpa с точностью до следующего порядка малости ( $d^2\Theta_w/d\omega^2$ ). Для ахроматического дублета клиньев  $\text{Кл}_I$  и  $\text{Кл}_{II}$  суммарный угол  $\Theta_B$  будет равен разности соответствующих углов для каждого клина:  $\Theta_B = \Theta_{B_I} - \Theta_{B_{II}}$  (разность, а не сумма, поскольку вершины клиньев ориентированы в противоположные стороны). Угол для каждого клина определяется по формуле (2), при этом в общем случае все величины в правой части (2) –  $\delta$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $n_2$  и  $I_0$  – для двух клиньев различны (интенсивности  $I_0$  различны из-за разных углов падения). Единственное условие, которое накладывается на эти величины, – равенство хроматических aberrаций,  $\Theta_{\text{chrom } I} = \Theta_{\text{chrom } II}$ . С учетом этого условия вместо (3) для  $\Theta_B = \Theta_{B_I} - \Theta_{B_{II}}$  получаем

$$\frac{Q_B}{Q_{\text{dif}}} = \frac{B_0}{3}(1 - NDG), \tag{4}$$

где

$$N = \frac{n_{2II}}{n_{2I}}, \quad D = \frac{K_I}{K_{II}}, \quad G = \frac{\cos\alpha_{II}/\cos\beta_{II}}{\cos\alpha_I/\cos\beta_I},$$

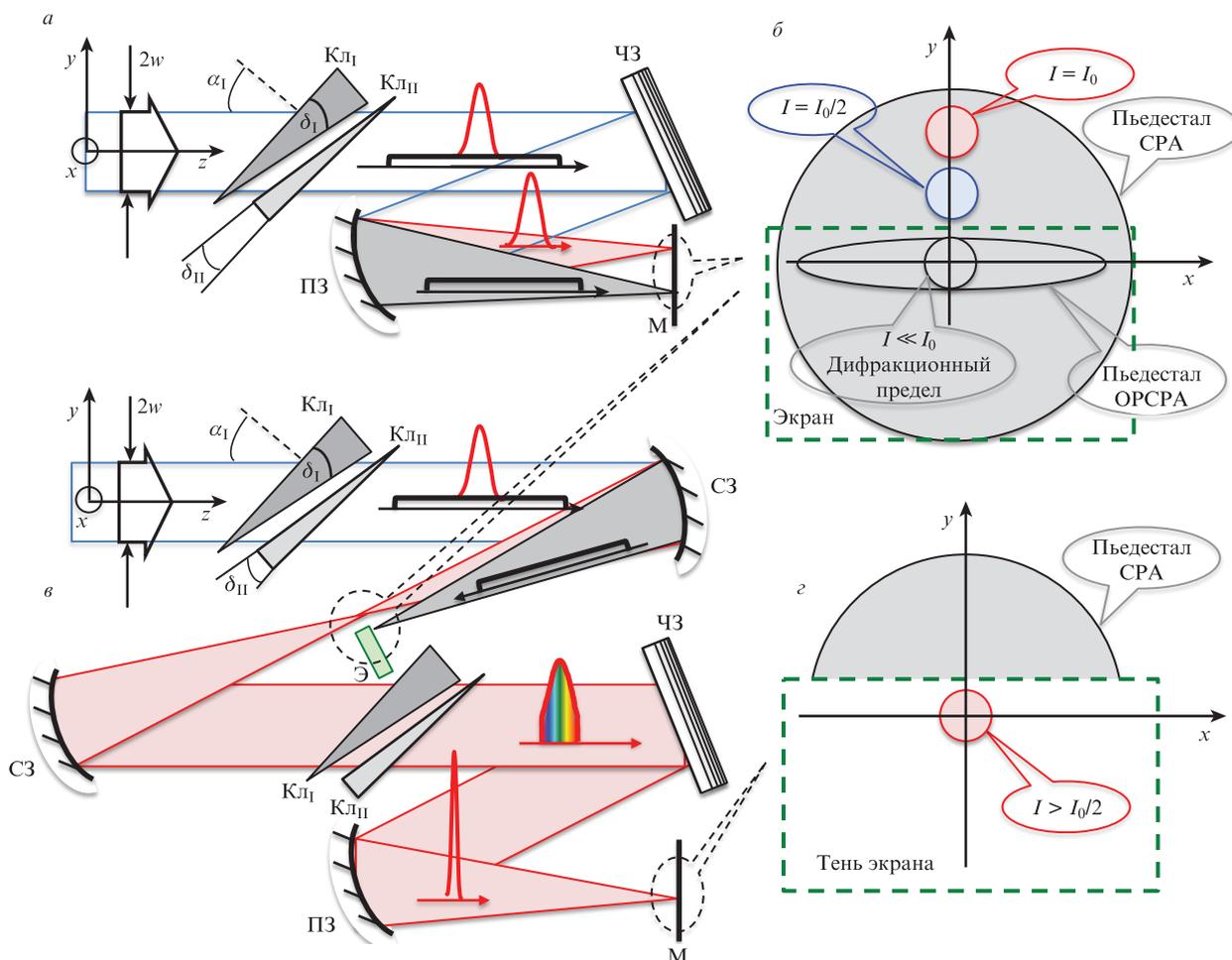


Рис. 1. Схема с одним (а) и двумя (в) ахроматическими клиньями и расположение пучков в фокусе после первого (б) и после второго (z) ахроматического клина:  
 Кл<sub>I</sub>, Кл<sub>II</sub> – клинья, образующие в паре ахроматический клин; СЗ – сферические зеркала телескопа; ЧЗ – chirпирующее зеркало; Э – прямоугольный экран, блокирующий низкоинтенсивное излучение; ПЗ – зеркало или парабола, фокусирующая излучение на мишень; М – мишень. Цветной вариант рис.1 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

$K$  – дисперсия групповой скорости. Здесь  $B_0$ , как и выше, максимальное значение  $B$ -интеграла, т.е. его значение для луча у основания клина  $K_{II}$ . Подобрать параметры клиньев  $K_{I}$  и  $K_{II}$  такими, что  $NDG \ll 1$  (т.е. выражение (3) почти не изменится), получим клин без хроматических aberrаций, но разделяющий основной импульс и пьедестал практически так же эффективно, как и обычный клин. Если оба клина расположены под одинаковыми углами, т.е.  $\alpha_I = \alpha_{II}$ , то  $G \approx 1$ . Однако если расположить клин  $K_{I}$  по нормали, т.е.  $\alpha_I = 0$ , а клин  $K_{II}$  под углом Брюстера, то получим  $G = 1/n_{0II} < 1$ , а если под еще большим углом, то  $G$  будет еще меньше. Если материал клиньев одинаков, то  $N$  можно сделать меньше единицы, используя кристаллы разной ориентации, в том числе кубические. Например, для  $BaF_2$   $N = 0.55$  для ориентаций [001] и [110]. Таким образом, даже при использовании одинакового материала ( $D = 1$ ) можно получить  $NG \ll 1$ : для  $BaF_2$  при  $\alpha_{II} = 75^\circ$   $NG = 0.19$ . К еще большей эффективности приводит использование клиньев  $K_{I}$  и  $K_{II}$ , изготовленных из разных материалов. Подходящим материалом для клина  $K_{I}$  является кристалл KDP (обыкновенная волна), обладающий малой дисперсией и большой нелинейностью. Клин  $K_{II}$  можно изготовить, например, из  $CaCO_3$  (обыкновенная волна). Другой пример – пара стекол К8 и ТФ12. Для KDP– $CaCO_3$  на длине волны 910 нм  $ND = 0.12$ , для К8–ТФ12 на длине волны 800 нм  $ND = 0.13$ . Таким образом, ахроматический клин приводит к увеличению контраста в фокальной плоскости, если

$$B_0/3 \gg \Theta_{\text{noise}}/\Theta_{\text{dif}} \quad (5)$$

где  $\Theta_{\text{noise}}$  – расходимость излучения пьедестала. На рис.1,б показано расположение пучков в фокусе для  $B_0 \approx 15$ , т.е.  $\Theta_B \approx 5\Theta_{\text{dif}}$ . Через центр координат на рис.1,б проходит ось  $z$ , по которой излучение распространяется по законам линейной оптики (т.е. при  $\Theta_B = 0$ ), поэтому центр пьедестала всегда находится в центре координат. Условие (5) может быть легко выполнено, если  $\Theta_{\text{noise}} \approx \Theta_{\text{dif}}$ , что возможно для ОРСПА-лазеров в критической плоскости параметрического взаимодействия [19] (пьедестал показан овалом), а также для ОРСПА- и СПА-лазеров, в которых есть пространственный фильтр (пьедестал показан маленьким кругом). Однако в большинстве СПА-лазеров расходимость пьедестала значительно превышает  $\Theta_{\text{dif}}$  (пьедестал показан большим кругом), и условие (5) невыполнимо. Вторым недостатком изображенного на рис.1,а способа увеличения контраста является неизбежная неоднородность  $B$ -интеграла в поперечном сечении пучка (вдоль координаты  $y$ ), что является платой за повышение контраста, т.к. именно неоднородность фазы вдоль оси  $y$  и позволяет мощному излучению отклониться от пьедестала. Таким образом, использование клина (даже ахроматического) значительно ухудшает эффективность компрессии по сравнению с плоскопараллельной пластинкой.

Устранить эти два недостатка можно, добавив, как показано на рис.1,в, однократный телескоп и второй ахроматический клин, идентичный первому, и установив в фокальной плоскости телескопа экран (показан на рис.1,б штриховым прямоугольником), который перекроет низкоинтенсивное, распространяющееся по законам линейной оптики излучение. Второй ахроматический клин «отменит» отклонение, внесенное первым, и «вернет» основной импульс в плоскости мишени в то место, куда сфоку-

сировался бы пьедестал, если бы не было экрана (рис.1,з). Важно отметить, что в этом случае расходимость излучения пьедестала  $\Theta_{\text{noise}}$  может быть сколь угодно большой, т.к. на мишени в месте фокусировки основного импульса будет тень от экрана (независимо от величины  $\Theta_{\text{noise}}$ ). Кроме того, суммарный, накопленный в обоих ахроматических клиньях  $B$ -интеграл будет однороден по обеим координатам пучка  $x$  и  $y$ , т.к. суммарно две пары клиньев представляют собой две плоскопараллельные пластинки. Это важное преимущество по сравнению со значительно более простым вариантом, представленным на рис.1,а, поскольку компрессия импульса чирпирующими зеркалами будет столь же эффективной, как и при фазовой самомодуляции в плоскопараллельной пластинке.

Компрессия будет неидеальной, т.к. передний и задний фронты основного импульса из-за их небольшой интенсивности заблокируются экраном. Однако основная часть импульса с широким спектром и линейным чирпом «обойдет» экран, что обеспечит многократную компрессию при большом  $B_0$ . Заметим, что ахроматические клинья могут быть расположены внутри телескопа: один в сходящемся пучке, а другой – в расходящемся. В этом случае клинья  $K_{I}$  и  $K_{II}$  можно расположить на расстоянии друг от друга, что сделает различными интенсивности излучения в этих клиньях и упростит подбор пары их материалов.

Таким образом, размещение ахроматического клина перед фокусирующей параболой позволяет повысить контраст лазерного импульса в фокусе при условии, что расходимость излучения пьедестала хотя бы по одной координате близка к дифракционному пределу, что характерно для ОРСПА-лазеров (рис.1,а, б). Если использовать два ахроматических клина, между которыми расположен однократный телескоп с прямоугольным экраном в фокальной плоскости, и чирпирующие зеркала (рис.1,в, з), то контраст значительно повышается при любой расходимости излучения пьедестала, а пиковая мощность увеличивается благодаря нелинейной компрессии. Точные значения увеличения контраста и мощности импульса, а также оптимальные материалы и параметры клиньев могут быть определены с помощью детальных численных расчетов, результаты которых будут представлены в отдельной публикации.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

1. Mourou G., Mironov S., Khazanov E., Sergeev A. *Europ. Phys. J. Spec. Top.*, **223**, 1181 (2014).
2. Гинзбург В.Н., Яковлев И.В., Зуев А.С., Коробейникова А.П., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Миронов С.Ю., Шайкин А.А., Шайкин И.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **49**, 299 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 299 (2019)].
3. Balla P., Bin Wahid A., Sytcevic I., Guo C., Viotti A.-L., Silletti L., Cartella A., Alisauskas S., Tavakol H., Grosse-Wortmann U., Schönberg A., Seidel M., Trabattoni A., Manschwetus B., Lang T., Calegari F., Couairon A., L’Huillier A., Arnold C.L., Hartl I., Heyl C.M. *Opt. Lett.*, **45**, 2572 (2020).
4. Chvykov V., Radier C., Chriaux G., Kalinchenko G., Yanovsky V., Mourou G., in *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics 2010* (California, San Jose: Optical Society of America, 2010).
5. Mironov S.Y., Fourmaux S., Lassonde P., Ginzburg V.N., Payeur S., Kieffer J.C., Khazanov E.A., Mourou G. *Appl. Phys. Lett.*, **116**, 241101 (2020).
6. Ginzburg V., Yakovlev I., Zuev A., Korobeynikova A., Kochetkov A., Kuzmin A., Mironov S., Shaykin A., Shaikin I., Khazanov E., Mourou G. *Phys. Rev. A*, **101**, 013829 (2020).

7. Гинзбург В.Н., Яковлев И.В., Зуев А.С., Коробейникова А.П., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Миронов С.Ю., Шайкин А.А., Шайкин И.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **50**, 331 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 331 (2020)].
8. Хазанов Е.А., Миронов С.Ю., Муру Ж. *УФН*, **189**, 1173 (2019).
9. Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **56**, 219 (1985).
10. Dubietis A., Jonusauskas G., Piskarskas A. *Opt. Commun.*, **88**, 437 (1992).
11. Levy A., Ceccotti T., D'Oliveira P., Réau F., Perdrix M., Quéré F., Monot P., Bougeard M., Lagadec H., Martin P., Geindre J.-P., Audebert P. *Opt. Lett.*, **32**, 310 (2007).
12. Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **48**, 2051 (2009).
13. Jullien A., Albert O., Burgy F., Hamoniaux G., Rousseau J.-P., Chambaret J.-P., Augé-Rochereau F., Chériaux G., Etchepare J., Minkovski N., Saltiel S.M. *Opt. Lett.*, **30**, 920 (2005).
14. Buldt J., Müller M., Klas R., Eidam T., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Lett.*, **42**, 3761 (2017).
15. Mironov S., Starodubtsev M., Khazanov E. *Opt. Lett.*, **46**, 1620 (2021).
16. Хазанов Е.А., Миронов С.Ю. *Квантовая электроника*, **49**, 337 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 337 (2019)].
17. Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Yakovlev I.V., Luchinin G., Shaykin A.A., Khazanov E.A., Babin A.A., Novikov E., Fadeev S., Sergeev A.M., Mourou G.A. *J. Selected Top. Quantum Electron.*, **18**, 7 (2010).
18. Mironov S., Lozhkarev V., Luchinin G., Shaykin A., Khazanov E. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **113**, 147 (2013).
19. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Khazanov E.A., Palashov O.V., Sergeev A.M., Yakovlev I.V. *Laser Phys.*, **15**, 1319 (2005).