

# ПОЛУЧЕНИЕ ЧИРПИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПИКОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ С КВАЗИ-ТРЕУГОЛЬНОЙ ОГИБАЮЩЕЙ

*И. В. Кузьмин, Е. И. Гачева, С. Ю. Миронов, А. К. Потемкин, Е. А. Хазанов*

Федеральный Исследовательский Центр ИПФ РАН, г. Н. Новгород

В настоящее время наиболее перспективными источниками электронных пучков являются инжекторы, в которых используются высокочастотные пушки с фотокатодом, испускающим электроны под действием лазерного излучения. Подобные источники электронов используются в Европейском рентгеновском ЛСЭ (European XFEL, FLASH, DESY, Германия) и в американском проекте LCLS (linac coherent light source) на базе Стэнфордского линейного ускорителя (SLAC). Управление пространственно-временным распределением интенсивности в лазерном импульсе для облучения поверхности фотокатода является основным инструментом для генерации электронных пучков с малым поперечным эмиттансом, достаточно большой величиной заряда в электронном сгустке и высокой повторяемостью [1, 2]. Длительность используемого лазерного импульса должна составлять несколько десятков пс, что делает невозможным использование электрооптических ячеек для управления временной формой т.к. их характерное время переключения  $\sim 1$  нс. Это стимулировало разработку новых способов управления огибающей временного импульса ультракороткой длительности: акусто-оптические модуляторы (АОМ), пространственные модуляторы света (SLM), pulse-stack методика с использованием двулучепреломляющих элементов [3].

Особый интерес для изучения и реализации представляют  $3D(x, y, t)$  квази-эллипсоидальные,  $3D(x, y, t)$  цилиндрические и  $1D(t)$  треугольные распределения интенсивности лазерного импульса. Квази-эллипсоидальные, и цилиндрические распределения были получены в работах [2, 4]. В настоящей работе представлены численное моделирование и экспериментальные результаты по получению  $1D(t)$  треугольного распределения интенсивности чирпированного лазерного импульса, без изменения поперечного пространственного распределения интенсивности. Такие импульсы нужны для получения большей величины заряда в электронном сгустке. Для управления временной огибающей импульса использовался решеточный оптический компрессор (рис. 1) с нулевой частотной дисперсией, в схему которого был встроен пространственный амплитудный модулятор света (SLM).

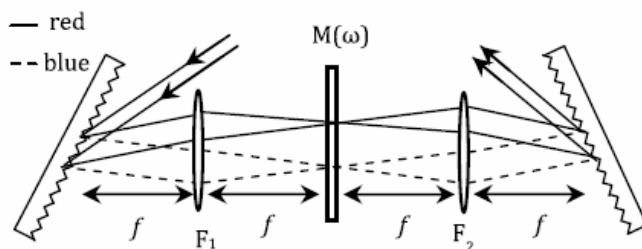


Рис. 1. Схематическая диаграмма получения треугольного распределения интенсивности в лазерном импульсе

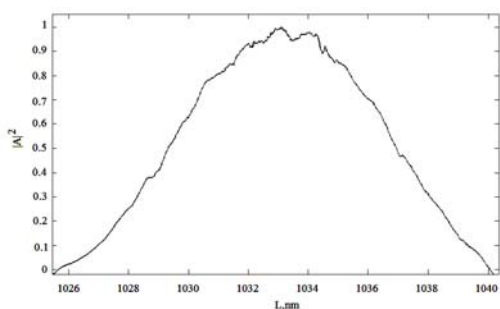
В качестве исходного излучения использовались линейно-чирпированные лазерные импульсы с длительностью 42 пс, центральной длиной волны 1034 нм, и шириной спектра (FWHM) 8 нм. Для диагностики профилированных импульсов использовался сканирующий кросс-коррелятор [5]. Управление временной огибающей импульса осуществлено через профилирование спектра т. к. для спектров временная и спектральные формы идентичны.

В качестве источника лазерного излучения использовался Yb-волоконный задающий генератор, работающий в режиме пассивной синхронизации мод. Частота следования импульсов 47,6 МГц, длительность спектрально ограниченных импульсов ~200 фс, центральная длина волны 1034 нм, ширина спектра (FWHM) 8 нм. Далее излучение разделялось на два канала, рабочий и диагностический. С помощью акусто-оптического модулятора частота следования импульсов в рабочем канале была уменьшена в 8 раз. Для снижения пиковой мощности длительность импульса была увеличена до 42 пс в волоконном стретчере. Использование волоконного усилителя с диодной накачкой (волокно допированное ионами Yb<sup>+</sup>) позволило увеличить среднюю мощность до 13 мВт. Диагностический канал использовался для получения кросс-корреляционной функции профилированного импульса.

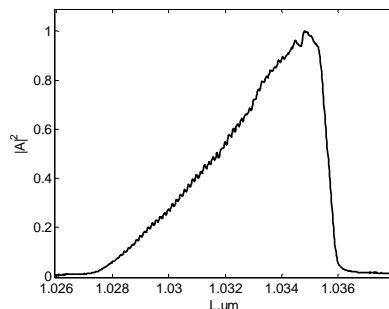
Профилирование спектра осуществлялось с помощью пространственного модулятора света SLM компании Hamamatsu. Система профилирования устроена так, что на каждый пиксель модулятора посылается сигнал от “0” до “1”, где “0” – минимальное пропускание падающего излучения и “1” – максимальное. Регистрация модифицированного спектра проводилась на цифровой камере SDU205R, расположенной в спектрометре (разрешающая способность 0,0147 нм/пиксель).

Были выбраны три типа спектральных масок, позволяющие формировать спектральные распределения  $I(\lambda)$  следующего вида:

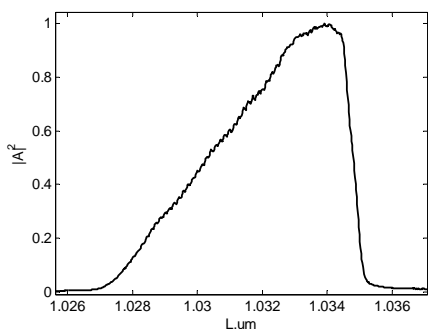
- 1) прямоугольный треугольник с гипотенузой, удовлетворяющей уравнению параболы;
- 2) прямоугольный треугольник с гипотенузой, удовлетворяющей уравнению прямой;
- 3) прямоугольный треугольник, катет которого заменен участком супер-Гаусса с  $2N = 8$  (дополнительная ширина подожвы, вносимая участком супер-Гаусса, составляла около 2 нм). Полученные спектры приведены на рис. 2. Спектр лазерного импульса, являющийся исходным, представлен на рис. 2а.



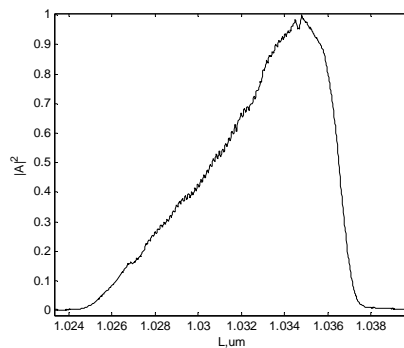
а



б



в



г

Рис. 2. Спектральные распределения интенсивности в лазерном импульсе: а – исходный спектр лазерного импульса; б – прямоугольный треугольник с гипотенузой, удовлетворяющей уравнению параболы; в – прямоугольный треугольник с гипотенузой, удовлетворяющей уравнению прямой; г – прямоугольный треугольник, фронт которого заменен участком супер-Гаусса с  $2N = 8$

Профиль временного импульса для спектра при длительности  $T \gg T_F$ , соответствует сформированному спектральному распределению. Для регистрации огибающей использовался сканирующий кросс-коррелятор. В нем было реализовано взаимодействие рабочего профилированного импульса с импульсом диагностического канала, длительность которого близка к Фурье-пределу. В волоконной части лазерной системы в диагностический канал была встроена пьезокерамическая шайба, на которую было намотано оптоволокно для реализации задержки между диагностическим и рабочим импульсами. Калибровочная кривая для такой линии представлена на рис. 3. Величина  $dt$  степенным образом зависит от прикладываемого на шайбу напряжения.

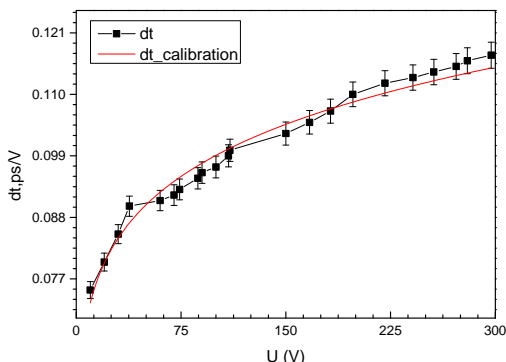


Рис. 3. Калибровочная кривая для пьезоэлектрической линии задержки

Временное разрешение у такой линии, как видно из графика, меняется от 75 до 118 фс/В, а максимальная длительность, захватываемая за один заход, составляет около 36 фс. Регистрация кросс-корреляционного сигнала проводилась с помощью цифровой камеры SDU205R и затем интегрировалась по площади пучка для каждой временной задержки. На рис.4 показаны полученные огибающие импульсов  $I(t)$ , соответствующие спектральным распределениям на рис 2. Кривые сняты с разрешением  $\sim 100$  фс, длительность импульсов по полувысоте около 20 пс. Средняя мощность профилированных импульсов составила 6,5 мВт, пиковая интенсивность 50 МВт/см<sup>2</sup>.

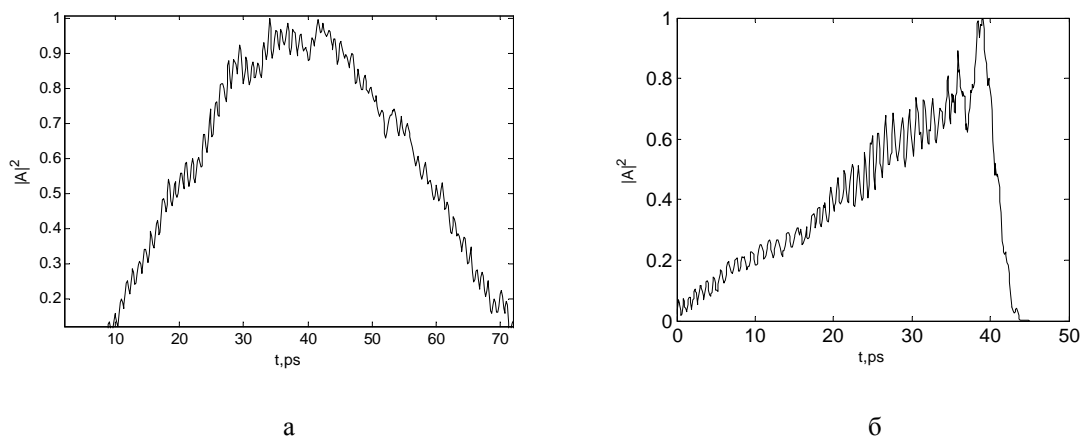
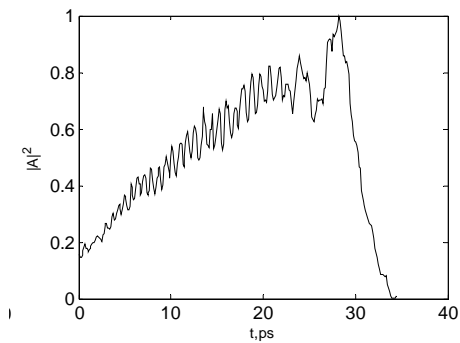
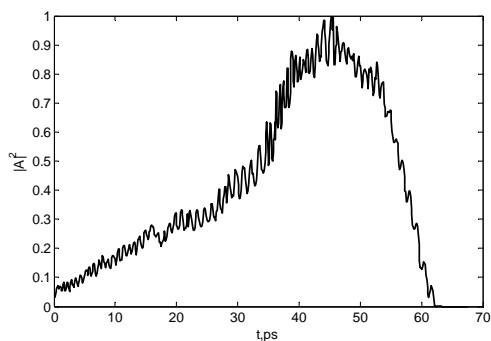


Рис. 4. Временное распределение интенсивности в лазерном импульсе: а) непрофилированный спектр лазерного импульса; б) прямоугольный треугольник с гипотенузой, удовлетворяющей уравнению параболы; в) прямоугольный треугольник с гипотенузой, удовлетворяющей уравнению прямой; г) прямоугольный треугольник, катет которого заменен участком супер-Гаусса с  $2N = 8$



В



Г

Рис. 4. Окончание

Длительности заднего фронта составили 3.1, 3.2 и 8.5 пс соответственно. Из рисунков видно, что во всех случаях огибающая импульсов промодулирована квазипериодической зависимостью с приблизительным периодом в 1 пс. Отметим, что наблюдаемая модуляция не связана с шумовым фоном самой цифровой камеры (рис. 5а), поскольку он носит ярко выраженный стохастичный характер и имеет в 2 раза меньшую амплитуду колебаний. Зависимость получена многократным измерением одного и того же уровня интенсивности.

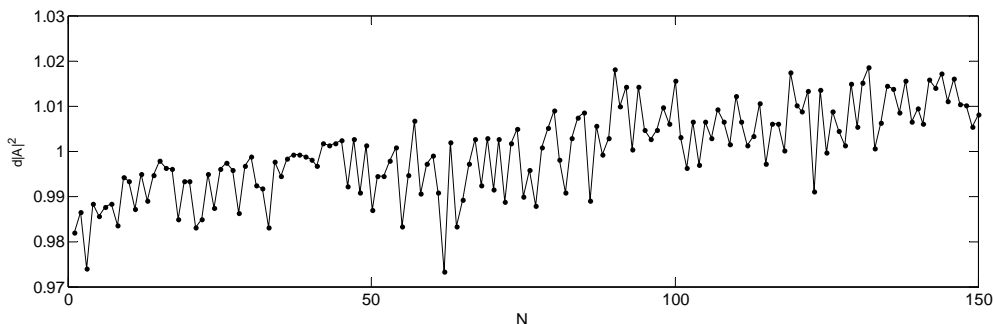


Рис. 5. Шумовой фон цифровой камеры

Профилированный лазерный импульс приобретает соответствующий линейный чирп и усиливается, распространяясь в волоконном усилителе длиной 1.5 м. Поэтому был проведен эксперимент с меньшими токами накачки усилителя, чтобы снизить возможное влияние фазовой самомодуляции. На рис.6 приведены огибающие лазерных импульсов (спектральная маска соответствует прямоугольному треугольнику, спектральная ширина подошвы аналогична рис. 2а) со средней мощностью 1 мВт и 40 мкВт. Видно, что модуляция огибающих не претерпела никаких изменений. При этом время фронта импульсов снизилось до 2,7 и 2,2 пс соответственно. Это связано с тем, что при усилении лазерного импульса в режиме насыщения всегда наблюдаются искажения временной формы, которые могут проявляться как сдвиг импульса во времени т.е. смещения центра масс импульса, что приводит к более резкому переднему фронту. Этот эффект, для импульсов колокообразной формы и нс-длительности, подробно разобран в работе [потемкин,6], там также отмечен рост максимальной величины интеграла распада при увеличении энергосъема с усилителя, нормированного на энергию насыщения. Рост максимальной величины В-интеграла, возможно, является причиной сохранения осцилляций при уменьшении тока накачки усилителя.

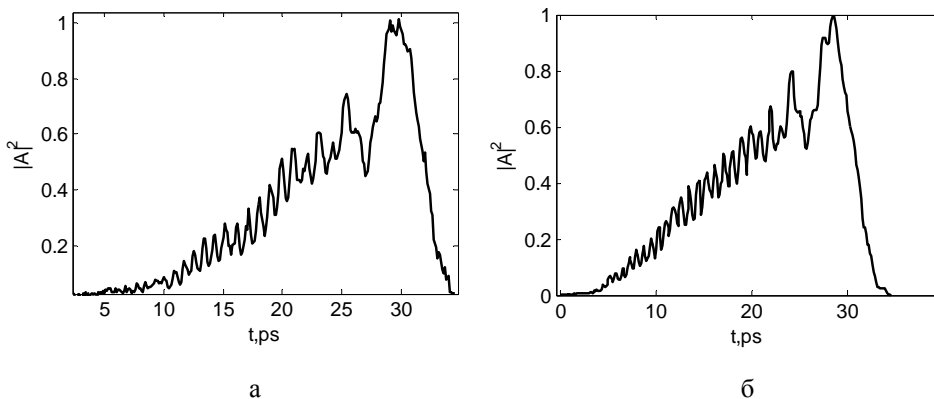


Рис. 6. Огибающие лазерных импульсов со средней мощностью 40 мкВт (а) и 1 мВт (б)

Далее была проведена замена модулятора на широкополосное диэлектрическое зеркало, чтобы выяснить причастность SLM к наблюдаемым осцилляциям. На рис. 7 показан спектр импульса и его временная огибающая. Согласно рис. 7 огибающая импульса во времени содержит случайную модуляцию, связанную с шумовым фоном камеры.

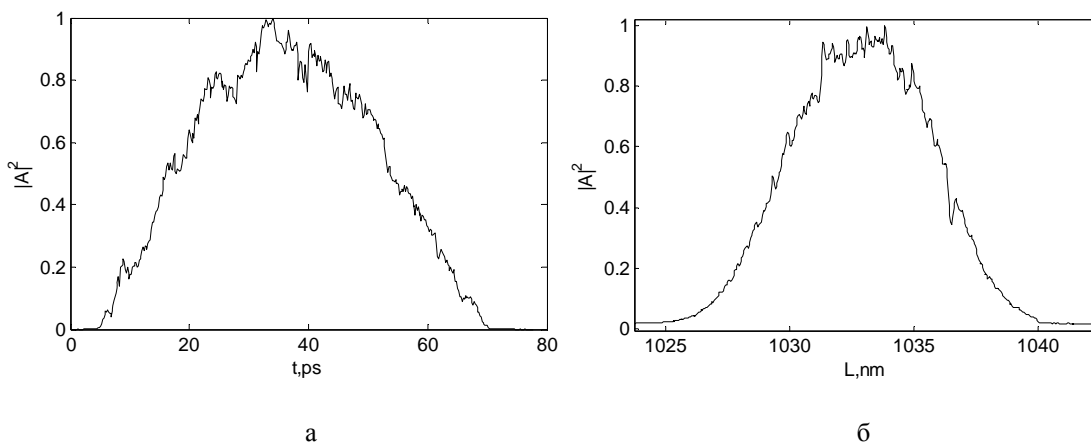


Рис. 7. Огибающая лазерного импульса (а) и спектр (б) при замене SLM на диэлектрическое зеркало

Резюмируя, отметим экспериментальную реализацию лазерных импульсов пс-длительности с квази-треугольным распределением интенсивности во времени. Распределение сопровождается довольно глубокой (~10 %) модуляцией на огибающей. Причиной модуляции, по-видимому, является недостаточная величина чирпа и фазовые aberrации, вносимые SLM.

### Список литературы

1. Will I., Klemz G. // Opt.Express 16, pp.14922–14937 (2008).
2. Mironov S. Yu., Gacheva E. I., Potemkin A. K. et al. // Applied Optics, 2016. Vol. 55, N. 7. pp. 1630–1635.
3. Yuelin Li, Chemerisov S., Lewellen John // Phys Phys. Rev. 2009. ST Accel. Beams 12, 020702, pp. 1–11.
4. Mironov S. Yu., Gacheva E. I., Potemkin A. K. et al. // Laser Physics Letters, 2016. Vol. 13, N. 5.
5. Zelenogorskii V. V., Andrianov A. V., Gacheva E. I. et al. // Quant.Electronic, 2014. Vol. 44, N. 7, pp. 76–82.
6. Потемкин А. К., Мартянов М. А., Лучинин А. Г. // Квант. Электроника, 2008. 38, 2. С. 103–108.