

Коррелятор третьего порядка для измерений временного профиля интенсивности излучения петаваттного лазерного комплекса

В.Н.Гинзбург, Н.В.Диденко, А.В.Конященко, В.В.Ложкарев,
Г.А.Лучинин, А.П.Луценко, С.Ю.Миронов, Е.А.Хазанов, И.В.Яковлев

Создан коррелятор третьего порядка с регистрацией за один импульс и полным динамическим диапазоном 10^8 . Измеренный с его помощью временной контраст излучения стартовой части петаваттного фемтосекундного лазерного комплекса во временном окне ± 1 пс составил 10^4 , а в окне ± 100 пс – более 10^8 . На основании теоретического анализа работы кросс-коррелятора установлен ряд требований, необходимых для его оптимального функционирования. Обсуждаются причины, ограничивающие технические характеристики измерителя контраста.

Ключевые слова: временной контраст, коррелятор третьего порядка, регистрация за один импульс, фемтосекундные импульсы.

1. Введение

Значительный прогресс в создании лазерных комплексов петаваттного уровня мощности позволил к настоящему времени получить сфокусированное излучение с рекордной интенсивностью 10^{22} Вт/см² [1]. В ряде лабораторий мира разрабатываются лазерные системы мультипетаваттного уровня. В ИПФ РАН создан уникальный петаваттный фемтосекундный лазерный комплекс, в котором используется параметрическое усиление чирпированных импульсов, что позволило получить излучение с пиковой мощностью 0.56 ПВт [2].

Сверхмощное лазерное излучение применяется в экспериментах по изучению поведения вещества в сильном электромагнитном поле, ускорению электронов и других элементарных частиц [3, 4]. Для проведения таких экспериментов требуется высокий временной контраст излучения.

Снижение временного контраста сверхмощных лазерных импульсов обусловлено рядом причин, связанных со способом генерации излучения. В частности, в лазерных комплексах с параметрическим усилением чирпированных импульсов основными причинами являются параметрическая суперлюминесценция, нескомпенсированная остаточная дисперсия высших порядков, ограничение спектра дифракционными решетками стретчера и компрессора, а также случайный фазовый шум, связанный с неоднородностями оптических элементов [5]. Во

временном профиле интенсивности фемтосекундных импульсов снижение контраста вследствие указанных причин проявляется на различных интервалах времени Δt , отсчитываемых от максимума основного импульса. В связи с этим полный временной интервал разделяют на три части, соответствующие основному импульсу, зонам ближнего ($\Delta t = \pm 1$ пс) и дальнего ($\Delta t = \pm 500$ пс и больше) контрастов. Величина ближнего контраста излучения лазерных систем с усилением чирпированных импульсов является критерием согласования стретчера и компрессора. Уровень дальнего контраста играет существенную роль в экспериментах по исследованию взаимодействия сверхмощных лазерных импульсов с веществом. Наличие в этом интервале предимпульса с интенсивностью 10^{12} Вт/см² приводит к нежелательному образованию плазмы до прихода основного импульса. Следовательно, динамический диапазон измерений должен быть не менее $10^{10} - 10^{12}$.

Особенностью сверхмощных лазерных систем является их однократный режим работы, поэтому измерение необходимо проводить за один импульс в пределах временного окна, которое дает возможность получать информацию о профиле интенсивности излучения в интервале длительностью несколько пикосекунд.

Использование косвенных методик, основанных на нелинейно-оптических преобразованиях (генерация гармоник, частотное смешение, параметрическое усиление), позволяет достичь требуемых характеристик измерителей временного распределения интенсивности мощного лазерного излучения. Для проведения исследований временного профиля интенсивности применяются корреляторы второго и третьего порядка. Традиционно используемые автокорреляторы второго порядка имеют два существенных недостатка: неспособность отличать предимпульсы от постимпульсов, а также невысокий динамический диапазон измерений, не превышающий 10^8 [4, 6]. Использование корреляторов третьего порядка, основанных на генерации излучения на частотах второй и третьей гармоник, позволяет решить эти проблемы и обеспечить динамический диапазон 10^{10} [3, 4, 7, 8].

В.Н.Гинзбург, В.В.Ложкарев, Г.А.Лучинин, С.Ю.Миронов, Е.А.Хазанов, И.В.Яковлев. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: khazanov@appl.sci-nnov.ru

А.В.Конященко, А.П.Луценко. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; ООО «Авеста-Проект», Россия, Московская обл., 142190 Троицк, ул. Солнечная, 12

Н.В.Диденко. ООО «Авеста-Проект», Россия, Московская обл., 142190 Троицк, ул. Солнечная, 12

Поступила в редакцию 28 декабря 2007 г., после доработки – 11 апреля 2008 г.

В настоящей работе рассмотрены вопросы, связанные с принципом построения коррелятора третьего порядка с измерением за один импульс, конструктивные особенности контрастомера и факторы, ограничивающие его динамический диапазон. Обсуждаются результаты экспериментов по измерению временного профиля интенсивности излучения стартовой части петаваттного лазерного комплекса [2].

2. Принцип работы коррелятора третьего порядка с измерением за один импульс

Основная идея заключается в получении информации о временной форме импульса из пространственного распределения плотности энергии излучения на частоте третьей гармоники (ТГ), которое регистрируется с помощью CCD-матрицы (рис.1). Метод является модернизацией хорошо известного принципа трансформации временного профиля интенсивности излучения в пространственный, который используется в корреляторах второго порядка для измерений за один импульс [9, 10]. Генерация излучения на частоте ТГ происходит при неколлинеарном взаимодействии исследуемого излучения и излучения на частоте его второй гармоники (ВГ), используемого в качестве опорного.

Уменьшить уровень шума в опорном импульсе можно при генерации ВГ излучения в ненасыщенном квазистатическом режиме. Для этого необходимо, чтобы длина нелинейного элемента генератора ВГ L_{SHG} была меньше нелинейной длины L_{nl} и длины группового разбегания импульсов L_{gr} :

$$L_{\text{SHG}} < L_{\text{nl}} = \left(\frac{4\pi\omega_0^2 d_{\text{eff}}}{k_1 c^2} E_1 \right)^{-1}, \quad \frac{L_{\text{SHG}} \alpha}{T_1} = \frac{L_{\text{SHG}}}{L_{\text{gr}}} \ll 1, \quad (1)$$

где E_1 – амплитуда поля на входе в нелинейный элемент; d_{eff} – эффективная нелинейность; ω_0 , k_1 , T_1 – центральная частота, волновое число и длительность тестируемого сигнала; $\alpha = 1/u_2 - 1/u_1$ – расстройка групповых скоростей $u_1(\omega_0)$ и $u_2(2\omega_0)$.

Наклон фронта интенсивности излучения на частоте ВГ позволяет просматривать за одну реализацию временное распределение интенсивности исследуемого импульса. Величина временного окна зависит от угла наклона фронта γ (рис.1). В идеальном корреляторе третьего порядка измеряемый на частоте ТГ сигнал представляет собой сечение корреляционной функции интенсивности $I(t)$ тестируемого излучения:

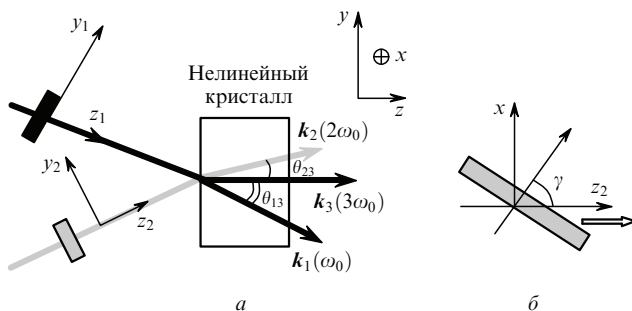


Рис.1. Схема генерации излучения на суммарной частоте (вид сбоку) (а) и вид сверху (вдоль оси y_2) на импульс излучения на частоте ВГ (б). Серые и черный прямоугольники – области пространства, занимаемые импульсами.

$$K_a(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(t)I^2(t-\tau)dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I^3(t)dt}. \quad (2)$$

Поскольку формула (2) содержит только сигнал $I(t)$, будем в дальнейшем называть функцию $K_a(\tau)$ автокорреляционной функцией интенсивности третьего порядка.

Изменение положения временного окна осуществляется с помощью линии задержки, позволяющей варьировать момент прихода исследуемого импульса (по отношению к импульсу излучения на частоте ВГ) на нелинейный элемент генератора третьей гармоники (ГТГ) в диапазоне ± 500 пс.

3. Измерение автокорреляционной функции интенсивности третьего порядка

Для повышения эффективности генерации излучения на частоте ТГ тестируемое излучение и его ВГ фокусируются цилиндрическими линзами вдоль оси y на нелинейный кристалл (НК) ГТГ (рис.1). Выражение для напряженностей электрических полей имеют следующий вид:

$$E_1 = A_1 \left(t - \frac{z \cos \theta_{13} - y \sin \theta_{13}}{u_1} \right)$$

$$\times \exp \left[-\frac{x^2}{R_x^2} - \frac{(y \cos \theta_{13} + z \sin \theta_{13})^2}{R_y^2} \right]$$

$$\times \exp[-i\omega_0 t + ik_1(z \cos \theta_{13} - y \sin \theta_{13})],$$

$$E_2 = A_2 \left(t - \frac{z \cos \theta_{23} + y \sin \theta_{23}}{u_2} - \frac{x \tan \gamma}{u_2} \right)$$

$$\times \exp \left[-\frac{x^2}{R_x^2} - \frac{(y \cos \theta_{23} - z \sin \theta_{23})^2}{R_y^2} \right]$$

$$\times \exp[-i2\omega_0 t + ik_2(z \cos \theta_{23} + y \sin \theta_{23})],$$

где $A_1(t)$, $A_2(t)$ – временные огибающие сигналов на центральных частотах ω_0 и $2\omega_0$; θ_{13} и θ_{23} – углы между волновыми векторами $k_1(\omega_0)$, $k_2(2\omega_0)$ и осью z соответственно (рис.1); R_x , R_y – характерные размеры сфокусированного цилиндрической линзой пучка на ГТГ по осям x и y соответственно ($R_x \gg R_y$). Выражения для полей записаны для гауссова профиля поперечного распределения поля.

На выходе НК напряженность поля на частоте ТГ, генерируемого в ненасыщенном режиме при выполнении условий фазового синхронизма для центральных частот ($k_1(\omega_0) + k_2(2\omega_0) = k_3(3\omega_0)$), можно найти по аналогии с работой [11]:

$$E_3 = -i\gamma_3 \int_0^{L_{\text{THG}}} A_1 \left[t - \frac{L_{\text{THG}}}{u_3} + \frac{1}{u_3} \left(1 - \frac{u_3 \cos \theta_{13}}{u_1} \right) \xi \right.$$

$$\left. + \frac{y \sin \theta_{13}}{u_1} \right] A_2 \left[t - \frac{L_{\text{THG}}}{u_3} + \frac{1}{u_3} \left(1 - \frac{u_3 \cos \theta_{23}}{u_2} \right) \xi - \right.$$

$$-\frac{y \sin \theta_{23}}{u_2} - \frac{x \tan \gamma}{u_2} \Big] F(x, y, \xi) d\xi, \quad (3)$$

где $L_{\text{TНГ}}$ – длина НК ГТГ; $\gamma_3 = (4\pi d_{\text{eff}} \omega_3^2)/(k_3 c^2)$ – коэффициент нелинейной связи волн; $u_3(3\omega_0)$ – групповая скорость;

$$F(x, y, \xi) = \exp \left[-\frac{2x^2}{R_x^2} - \left(\frac{y \cos \theta_{13}}{R_y} + \frac{\xi \sin \theta_{13}}{R_y} \right)^2 - \left(\frac{y \cos \theta_{23}}{R_y} - \frac{\xi \sin \theta_{23}}{R_y} \right)^2 \right]$$

– поперечное распределение поля.

Выражение для напряженности поля излучения на частоте ТГ можно существенно упростить, если выполнены следующие условия:

$$p_1 = \left| \frac{L_{\text{TНГ}}}{u_3 T} \left(1 - \frac{u_3 \cos \theta_{13}}{u_1} \right) \right| < 1, \quad (4)$$

$$p_2 = \left| \frac{L_{\text{TНГ}}}{u_3 T} \left(1 - \frac{u_3 \cos \theta_{23}}{u_2} \right) \right| < 1,$$

где T – характерный временной масштаб излучения. Параметры p_1 и p_2 отвечают за расстройку групповых скоростей импульсов на длине кристалла. В случае малости параметров p_1 и p_2 измеряемое поперечное распределение плотности энергии излучения ТГ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \tilde{W}_3(x, y, \tau) &\propto \left[\int_{-\infty}^{\infty} A_1^2(t) A_2^2(t - \tau) dt \right] \\ &\times F^2(x, y, \xi = 0) \propto K_a(\tau), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\tau = [x \tan \gamma + y(\sin \theta_{13} + \sin \theta_{23})]/u$; $u = u_1 = u_2$.

Таким образом, измеряемое распределение плотности энергии излучения на суммарной частоте (при использовании тонких кристаллов (4)) представляет собой автокорреляционную функцию третьего порядка интенсивности тестируемого сигнала (2). Выражение для параметра τ состоит из двух слагаемых. Первое связано с наклоном фронта интенсивности излучения на частоте ВГ и необходимо для формирования временного окна, а второе обусловлено неколлинеарностью взаимодействия волн.

Измеряемый коррелятором третьего порядка профиль интенсивности исследуемого импульса отличается от истинного. Существуют как минимум две причины, приводящие к этому. Первая связана с тем, что излучение фемтосекундного лазерного комплекса содержит в себе помимо основного импульса и возможных его предвестников широкополосный шум люминесценции. Описывать преобразование такого шума в сигнал ТГ в рамках рассматриваемой модели некорректно, т. к. ширина его спектра больше спектральных ширин синхронизма при удвоении и сложении частот. В этом случае НК работают как частотные фильтры, уменьшающие эффективность преобразования шума в сигнал на суммарной частоте и ограничивающие временное разрешение прибора. Вторая причина заключается в математическом различии функции контраста $K(\tau) = I(\tau)/I(0)$ и автокорреляцион-

ной функции интенсивности третьего порядка (2). Влияние этого фактора на точность измерений будет рассмотрено в следующем разделе на примере модельной задачи детектирования предимпульсов основного излучения.

4. Связь корреляционной функции и контраста

Будем считать, что основной импульс тестируемого сигнала, его предвестник и импульс ВГ имеют гауссовы временные профили (рис.2). Влиянием основного импульса тестируемого сигнала на процесс сложения частот пренебрежем. Такой случай возможен, например, когда предимпульс расположен далеко от основного импульса. Тогда выражения для интенсивностей тестируемого излучения $I(t)$ и излучения на частоте ВГ $I_2(t)$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} I(t) &= I_{10} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{t}{T} \right)^2 \right] \\ &+ K(\tau) I_{10} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{t - \tau}{T_p} \right)^2 \right], \\ I_2(t) &= I_{20} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{t}{T_2} \right)^2 \right], \end{aligned}$$

где T_p и T_2 – длительности предимпульса и импульса излучения на частоте ВГ соответственно. Используя приближение $|\tau| \gg T, T_p, T_2$ и выражение (2), получаем

$$K_a(\tau) = \frac{K(\tau) \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -4 \ln 2 \left[\frac{(t - \tau)^2}{T_p^2} + \frac{(t - \tau)^2}{T_2^2} \right] \right\} dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{t^2}{T^2} + \frac{t^2}{T_2^2} \right) \right] dt}. \quad (6)$$

Выражение (6) можно упростить и найти отношение измеряемого (K_a) и истинного (K) контрастов:

$$\frac{K_a(T_p/T, \chi)}{K(T_p/T)} = \frac{1}{\chi} \left[\frac{1 + \chi}{1 + \chi^2 (T/T_p)^2} \right]^{1/2}, \quad (7)$$

где $\chi = T_2/T$.

В случае генерации излучения на частоте ВГ в квазистатическом режиме без насыщения параметр $\chi = 1/\sqrt{2}$,

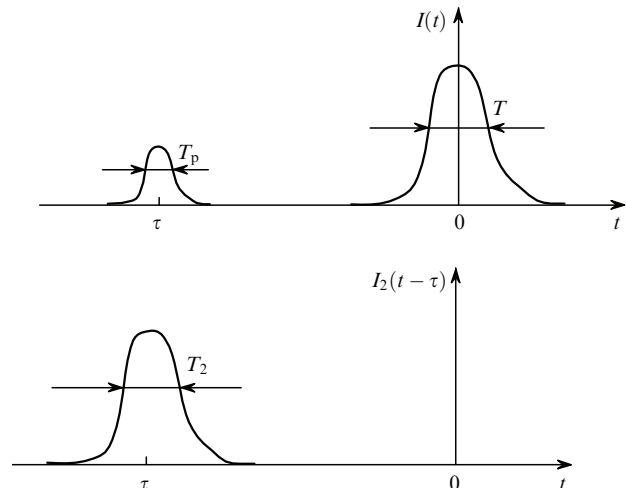


Рис.2. Измерение контраста предимпульса. Импульс излучения на частоте ВГ совмещен во времени с предвестником.

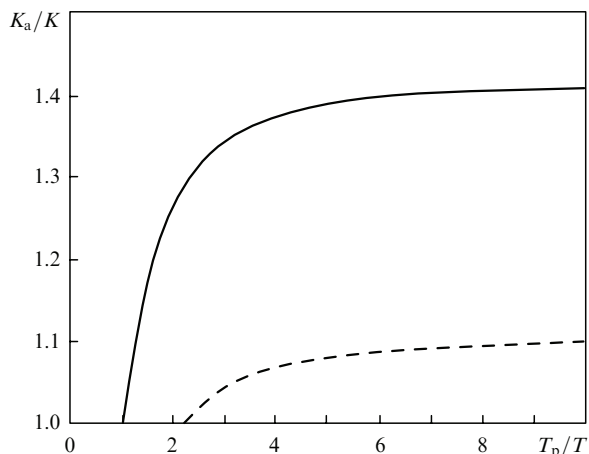


Рис.3. Зависимости K_a/K от длительности предимпульса T_p при $\chi = 1$ (сплошная кривая) и $1/\sqrt{2}$ (штриховая кривая).

а в сильно насыщенном режиме $\chi \sim 1$ (для импульса гауссовой формы исследуемого излучения). Характерные зависимости $K_a(T_p/T, \chi)/K$ от длительности предимпульса представлены на рис.3.

Таким образом, в рамках рассматриваемой задачи измеряемый контраст практически не зависит от длительности предимпульса и в случае линейного режима генерации ВГ излучения превышает истинное значение не

более чем на 10 %. Для измерителей контраста с полным динамическим диапазоном 10^8 такая погрешность несущественна.

5. Экспериментальные результаты

Оптическая схема созданного измерителя контраста представлена на рис.4. В качестве генератора излучения на частоте ВГ использовался кристалл KDP длиной 0.5 мм. Для исследуемого излучения с центральной длиной волны $\lambda_0 = 910$ нм угол синхронизма ($oo-e$), отсчитываемый от оптической оси, составляет 42° . Согласно проведенным оценкам длительность тестируемого импульса после прохождения им НК увеличивается не более чем на 1 % от исходного значения (~ 70 фс).

Для генерации излучения на частоте ТГ использовался НК ВВО длиной 0.1 мм. Внутренний угол между векторами k_1 и k_2 составляет 5° , угол синхронизма I типа ($oo-e$) для направления волнового вектора k_3 излучения ТГ – $38'2''$. Характерная спектральная ширина синхронизма кристалла-смесителя для тестируемого сигнала ($\lambda_0 = 910$ нм) равна ~ 15 нм [12], экспериментально измеренная ширина полосы люминесценции усилительного параметрического тракта – 100 нм [13].

Информация о временном профиле интенсивности тестируемого излучения содержится в пространственном распределении плотности энергии сигнала на ча-

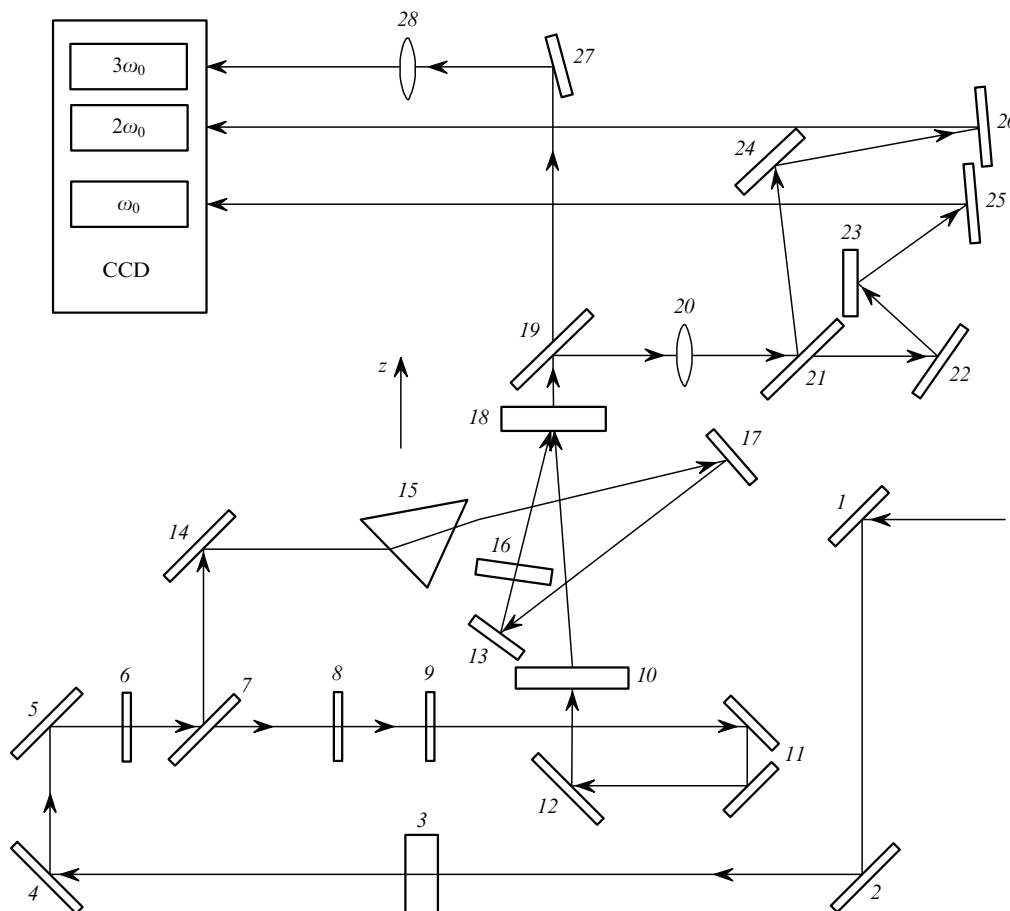


Рис.4. Схема автокоррелятора третьего порядка с измерением за один импульс: 1, 2, 4, 5, 12–14, 22–27 – зеркала; 3 – НК KDP; 6 – аттенуатор; 7, 21 – делители, отражающие излучение на частоте ВГ и пропускающие излучение на основной частоте; 8 – стеклянный эталон; 9 – пластинка $\lambda/2$; 10, 16 – цилиндрические линзы; 11 – уголкового отражатель; 15 – призма; 17 – дифракционная решетка; 18 – НК ВВО; 19 – делитель, отражающий излучение на основной частоте и частоте ВГ и пропускающий излучение на частоте ТГ; 20, 28 – линзы.



Рис.5. Распределения плотности энергии излучений гармоник на CCD-матрице.

стоте ТГ. Излучения на частотах первой и второй гармоник фокусируются цилиндрическими линзами на смеситель для повышения эффективности генерации излучения на частоте ТГ. Сферические линзы переносят изображения с НК ГТГ на CCD-матрицу (рис.5). Измеряются пространственные распределения плотности энергии исследуемого излучения, его второй и третьей гармоник. По координате y CCD-матрицы проводится интегрирование. Контролируется выполнение условий линейности режимов генерации излучения на частотах ВГ и ТГ: энергия излучения на частоте ВГ $W_2 \sim W_1^2$, энергия излучения на частоте ТГ $W_3 \sim W_1 W_2$ (W_1 – энергия излучения на основной частоте).

Измеритель контраста позволяет получать распределение интенсивности во временном интервале 1 – 10 пс за один входной импульс (рис.6). Наклон фронта интенсивности излучения на частоте ВГ осуществляется за счет использования дисперсионных элементов, таких как призма 15 или дифракционная решетка 17 (см. рис.4).

Динамический диапазон при измерениях за один импульс и фиксированном положении линии задержки определяется параметрами CCD-матрицы и составляет $\sim 10^4$. Полная временная панорама импульса получается в результате «склейки» временных окон, измеренных при разных задержках. При отсутствии задержки между тестируемым сигналом и сигналом ВГ (в области главного максимума) аттенуатор максимально ослабляет входное излучение, а в случае исследования крыльев импульса увеличивает энергию входного сигнала. В созданном приборе использовался аттенуатор с дифракционным ослаблением излучения. Для проверки временной и амплитудной калибровок измерителя контраста в оптический тракт излучения на основной частоте устанавливался стеклянный эталон. При этом в измеряемом профиле интенсивности появлялись дополнительные пики с известными задержками.

В экспериментах по измерению временного распределения интенсивности излучения стартовой части фемтосекундного лазерного комплекса использовалось выходное излучение с энергией $W_1 \sim 0.1 - 1$ мДж, диаметром

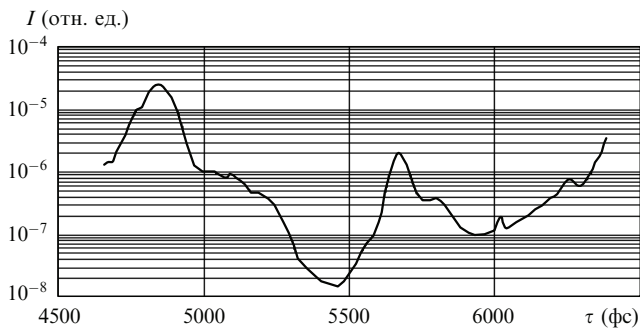


Рис.6. Распределение интенсивности I во временном окне, полученное за один импульс.

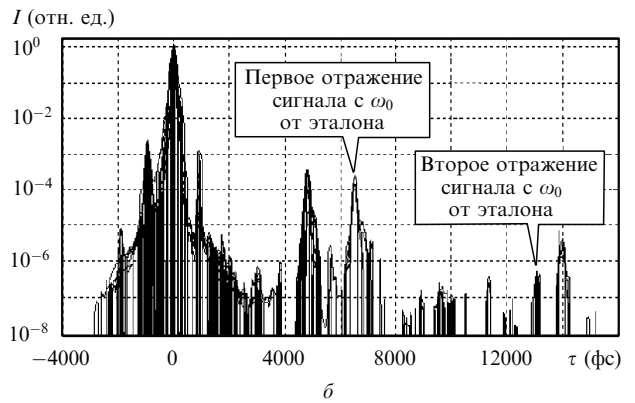
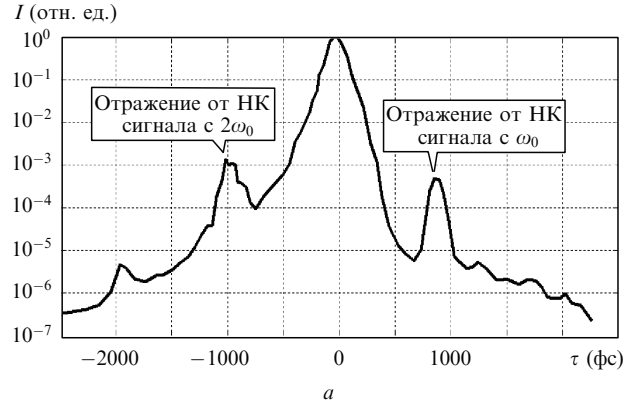


Рис.7. Временной профиль интенсивности I излучения стартовой части лазерного комплекса: зона ближнего контраста (а) и «склеенная» из отдельных временных окон панорама (б) (для калибровки используется стеклянный эталон).

пучка $D \sim 0.5$ см, длительностью $T \sim 70$ фс и центральной длиной волны $\lambda_0 = 910$ нм. Для наклона фронта интенсивности излучения на частоте ВГ применялась призма, при этом ширина временного окна составила 2–3 пс. Временная панорама, измеренная контрастометром, представлена на рис.7.

Дисперсионное уширение световых импульсов в оптических элементах практически не вносит погрешности в определение контраста, если, как в нашем случае, используются НК малой толщины. Однако удлинение импульса излучения на основной частоте вызовет снижение его пиковой мощности и соответствующее снижение контраста, т. к. фон усиленного спонтанного излучения при этом не изменится. В кристалле – генераторе суммарной частоты – присутствует паразитная генерация излучения на частоте ТГ, ограничивающая динамический диапазон измерений значением 10^8 , что не позволило зарегистрировать уровень шума усиленной люминесценции параметрического тракта (рис.7). Ближний контраст импульса составил 10^4 , что связано, на наш взгляд, с остаточной дисперсией высших порядков, нескомпенсированной при сжатии импульса в компрессоре. Дополнительные пики при задержке $\tau = \pm 900$ фс на временной панораме обусловлены паразитными переотражениями в НК ВВО.

При сравнении длительности импульса, измеренной контрастометром, с результатами измерений, полученными при использовании автокоррелятора второго порядка с регистрацией за один импульс, было установлено, что временное разрешение измерителя контраста составляет 140 фс.

6. Заключение

Таким образом, создан измеритель временного профиля интенсивности фемтосекундного излучения на основе автокоррелятора третьего порядка, позволивший измерить контраст излучения стартовой части петаваттного лазерного комплекса. Временное разрешение прибора во временном окне 2–3 пс, полученном за один импульс, составило ~ 140 фс. При сканировании в пределах ± 100 пс достигнут полный динамический диапазон измерений 10^8 . Дальнейшее улучшение технических характеристик возможно за счет устранения оптических шумов прибора, вызванных рассеянием и паразитной генерацией излучения на частоте ТГ. Использование дифракционной решетки для наклона фронта интенсивности излучения на частоте ВГ позволит значительно увеличить регистрируемый за один импульс временной интервал и применить рассмотренный прибор для измерения контраста излучения петаваттной мощности.

1. Bank S.W., Rousseau P., Planchon T.A., Chvykov V., Kalintchenko G., Maksimchuk A., Mourou G.A., Yanovsky V. *Opt. Lett.*, **29**, 2837 (2004).
2. Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Lozhkarev V.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5975**, 59750F (2006).
3. Tavella F., Schmid K., Ishii N., Veisz L., Marcinkevicius A., Krausz F. *Appl. Phys. B*, **81**, 753 (2005).
4. Divall E.J., Ross I.N. *Opt. Lett.*, **29** (19), 2273 (2004).
5. Hong K., Hou B., Nees J., Power E., Mourou G. *Appl. Phys. B*, **81**, 447 (2005).
6. Braun A., Rudd J.V., Cheng H., Mourou G., Kopf D., Jung I.D., Weingarten K.J., Keller U. *Opt. Lett.*, **20** (18), 1889 (1995).
7. Osvey K., Ross I., Lister J., Hooker C. *Appl. Phys. B*, **69**, 19 (1999).
8. Белинский А.В., Силантьева И.А., Телегин Л.С., Чиркин А.С. *Письма в ЖТФ*, **10** (20), 1258 (1984).
9. Brun A., Georges P., Le Saux G., Salin F. *J. Phys. D*, **24**, 1225 (1991).
10. Kazutaka Oba, Pang-Chen Sun, Mazurenko Yu.T., Fainman Y. *Appl. Opt.*, **38** (17), 3810 (1999).
11. Ахманов С.А., Чиркин А.С., Выслоух В.А. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988, с. 49, 127).
12. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (New York, Berlin: Springer, 1999, Vol. 64, p. 44).
13. Ginzburg V.N., Freidman G.I., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Lozhkarev V.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5975**, 59750F (2006).