

ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ И ДРУГИЕ ВОПРОСЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

PACS 41.75.Fr; 42.60.Jf; 42.65.Ky; 42.65.Re; 42.70.Mp

**Сканирующий кросс-коррелятор для мониторинга
однородных трехмерных эллипсоидальных лазерных пучков****В.В.Зеленогорский, А.В.Андрианов, Е.И.Гачева, Г.В.Геликонов, М.Красильников,
М.А.Мартьянов, С.Ю.Мионов, А.К.Потемкин, Е.М.Сырессин, Ф.Штефан, Е.А.Хазанов**

Рассмотрены особенности экспериментальной реализации кросс-коррелятора со скоростью сканирования свыше 1600 см/с и амплитудой пространственной задержки более 15 мм. Продемонстрирована возможность измерения длительности фемтосекундных импульсов, распространяющихся в цуге длительностью 300 пс с частотой повторения 1 МГц. Достигнуто временное разрешение 300 фс при максимальном временном окне измерения 50 пс. Кросс-коррелятор предназначен для тестирования 3D импульсов излучения лазерного драйвера фотоинжектора электронов.

Ключевые слова: кросс-коррелятор, временной профиль импульса.

1. Введение

Электронные пучки, используемые в современных лазерах на свободных электронах (ЛСЭ), должны отвечать исключительно высоким требованиям. Большой пиковый ток (порядка килоампера после нескольких ступеней компрессии электронных сгустков), малый нормализованный поперечный эмитанс (менее 1 мм-мрад) и малый энергетический разброс ($\sim 0.1\%$) – необходимые параметры для эффективной работы таких установок, как ЛСЭ в Гамбурге (free-electron laser in Hamburg – FLASH, DESY, Германия), американский проект LCLS (linac coherent light source) на базе Стэнфордского линейного ускорителя (SLAC), а также Европейский рентгеновский ЛСЭ (European XFEL, Германия), который создается в Гамбурге.

В настоящее время наиболее перспективными источниками электронных пучков являются инжекторы, в которых применяются высокочастотные пушки с фотокатодом, эмитирующим электроны под действием излучения так называемого катодного лазера. В последние годы с их помощью продемонстрирована возможность генерации пучков с необходимыми для работы ЛСЭ параметрами (пиковый ток ~ 50 А, длительность электронного пучка 10–20 пс, нормализованный эмитанс менее 1 мм-мрад). Отличительная черта ЛСЭ на базе сверхпроводящих линейных ускорителей (FLASH, European XFEL) – высокая скважность импульсов катодного лазера. Электронные пучки в этих ускорителях промодулированы во времени следующим образом.

Короткие сгустки (банчи) длительностью в несколько пикосекунд объединяются в сравнительно длинные (1 мкс – 10 мс) цуги, распространяющиеся с частотой повторения 1–50 Гц [1–4]. При этом повышается средняя мощность излучения ЛСЭ, необходимая для широкого круга исследовательских задач. Высокая пиковая мощность достигается за счет индивидуальных параметров каждого банча в цуге. Так, для того чтобы получить требуемую яркость пучков, необходимы электронные сгустки с поперечным нормализованным эмитансом ~ 1 мм-мрад и зарядом не менее 1 нКл. При этом указанные параметры должны повторяться с высокой стабильностью как внутри цуга, так и от цуга к цугу.

Генерация электронных пучков с малым эмитансом в высокочастотных фотопушках является сложной многопараметрической задачей. Поскольку значительная часть некоррелированного эмитанса формируется во время фотоэмиссии, форма импульса катодного лазера играет важную роль при оптимизации параметров электронного пучка. Поэтому профилирование временной формы импульса катодного лазера является очень важной задачей. Переход от гауссовой к прямоугольной форме импульса в значительной мере изменяет структуру пространственного заряда электронного сгустка, эмитируемого с фотокатода.

В настоящее время во многих лабораториях ведутся работы по генерации таких пучков. В большинстве случаев в этих работах применяются фотоинжекторы с лазерными драйверами. Например, на фотоинжекторе FLASH ускорителя DESY для гауссовых лазерных импульсов длительностью 10 пс получены электронные банчи с зарядом 1 нКл и эмитансом 2.1 мм-мрад при энергии электронов 100 МэВ. А на фотоинжекторе DESY-PITZ для трапецеидальных лазерных импульсов длительностью 21.5 пс с фронтами длительностью 2 пс достигнут эмитанс ~ 0.7 мм-мрад [2]. Дальнейшее уменьшение эмитанса электронных банчей возможно при использовании 3D профилирования. В этом случае 3D эллипсоид (время и две поперечные координаты) с равномерной плотностью электронов является распределением, отвечающим строго линейной радиальной зависимости сил пространственного заряда электронного сгустка (распределение Капчинского–Владимирского [5]).

В.В.Зеленогорский, А.В.Андрианов, Е.И.Гачева, Г.В.Геликонов, С.Ю.Мионов, А.К.Потемкин, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: vvmailv@mail.ru
М.Красильников, F.Stephan. Photo Injector Test Facility DESY-PITZ, 15738, Germany, Zeuthen, Platanenalle, 6
М.А.Мартьянов. European Organization for Nuclear Research CERN, 1211 Switzerland, Geneva, CH 23
Е.М.Сырессин. Объединенный институт ядерных исследований, Россия, Московская обл., 141980 Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6

Поступила в редакцию 11 мая 2013 г., после доработки – 16 июля 2013 г.

При этом происходит минимальное увеличение поперечного эмитанса. Генерация эллипсоидальных импульсов катодного лазера рассматривается как первый шаг в этом направлении. Требования к параметрам банчей электронов накладывают соответствующие требования и на параметры лазерных импульсов. Пространственные и временные характеристики излучения лазера должны соответствовать аналогичным параметрам электронного пучка. Далее короткие пикосекундные импульсы мы будем называть микроимпульсами, а длинные цуги микроимпульсов – макроимпульсами. Энергия микроимпульсов, необходимая для формирования электронных банчей, зависит от эффективности фотокатода и полного заряда банча. Для наиболее стабильных и эффективных Cs₂Te-катодов, работающих в течение многих месяцев подряд с эффективностью ~5%, требуются длина волны излучения лазера 0.2–0.3 мкм и энергия микроимпульса ~1–10 мкДж.

К перечисленным требованиям к параметрам излучения лазера необходимо добавить требования высокой стабильности частоты повторения микроимпульсов и подстройки этой частоты к частоте высокочастотной накачки модулей ускорителя. Все эти требования приводят к невозможности использования коммерческих лазеров.

В настоящее время нами разрабатывается лазерный драйвер для линейного ускорителя электронов DESY. Выходное излучение лазера на длине волны 262 мкм будет представлять собой микроимпульсы 3D эллипсоидальной формы с энергией до 15 мкДж, длительностью 6–7 пс и частотой следования 1 МГц. Микроимпульсы объединяются в макроимпульсы длительностью 300 мкс, которые повторяются с частотой 1–10 Гц.

При создании и эксплуатации катодных лазеров с микроимпульсами эллипсоидальной формы (3D импульсами) необходимо проводить пространственно-временные измерения интенсивности излучения, что удобнее всего делать с помощью кросс-коррелятора. Для этого катодный лазер наряду с рабочим каналом, излучающим импульсы пикосекундной длительности (главные импульсы), должен иметь диагностический канал, излучающий импульсы с длительностью, много меньшей длительности импульсов рабочего канала, и с минимально возможным значением временного джиттера относительно импульсов рабочего канала. Для лазерного драйвера с 3D эллипсоидальными

импульсами кросс-коррелятор является ключевым звеном как в процессе создания 3D эллипсоидальной световой структуры, так и в процессе эксплуатации лазера.

Как будет показано далее, скорость сканирования диагностического канала для лазеров данного типа достаточно высока. Эту задачу сложно решить с помощью традиционных методов временного сканирования. В настоящей работе предлагается конструкция кросс-коррелятора, достаточно успешно решающего задачу мониторинга 3D эллипсоидальных импульсов катодного лазера.

2. Специфика сканирующего кросс-коррелятора для лазерного драйвера ускорителя электронов

Как было указано выше, принципиальным отличием схемы кросс-коррелятора для измерения импульсов катодного лазера от традиционных схем является высокая скорость сканирования. Оценим ее.

На рис.1 приведена временная диаграмма, поясняющая процесс сканирования микроимпульсов в кросс-корреляторе. Видно, что за время действия макроимпульса ($T = 300$ мкс) необходимо просканировать коротким импульсом диагностического канала длительностью t_d импульс рабочего канала длительностью t_m . Для уверенной диагностики микроимпульсов ширина окна сканирования t_w должна быть больше t_m . Максимальное количество «сканов», которое можно сделать за время T , не превышает количества импульсов в цуге (макроимпульсе) N . При этом каждый последующий «скан» будет сдвинут относительно предыдущего на время $\Delta t_p = t_m/N$. Для окна сканирования шириной $t_w = 15$ пс и $N = 300$ величина $\Delta t = 50$ фс. Эта цифра дает предельное разрешение кросс-коррелятора по времени при использовании в диагностическом канале бесконечно короткого импульса.

Для того чтобы за время T импульс диагностического канала мог сдвинуться на величину t_w , скорость изменения его пространственной задержки относительно импульса рабочего канала при распространении этих импульсов в воздухе $V = ct_w/T$ должна быть равна 1500 см/с (где c – скорость света) и не изменяться на протяжении всего времени сканирования t_w . Реальная длительность импульсов диа-

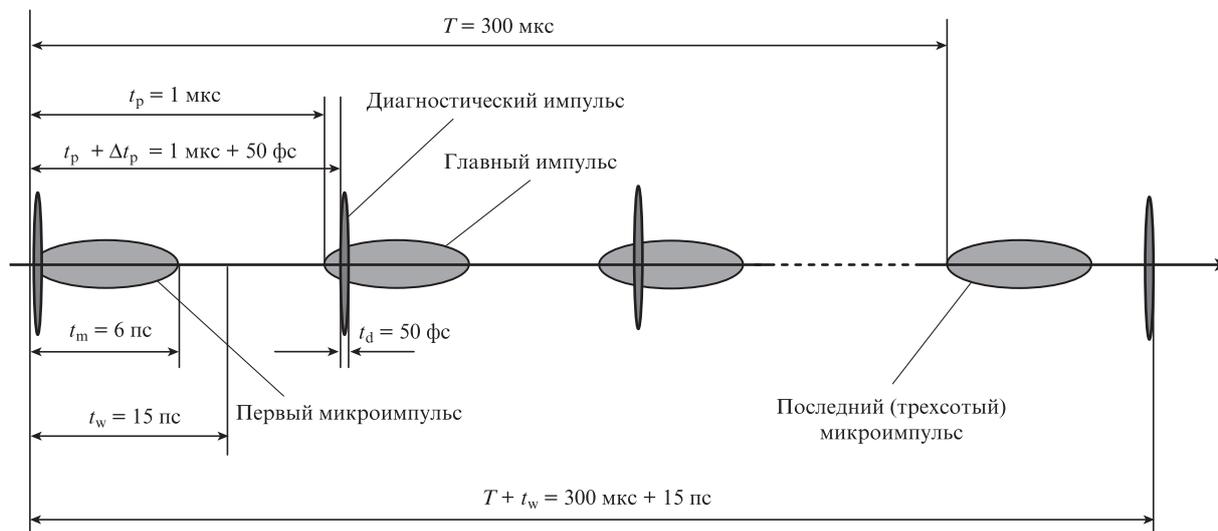


Рис.1. Временная диаграмма 3D импульсной диагностики.

гностического канала в описываемом кросс-корреляторе в шесть раз больше указанной на рис.1 и составляет 300 фс (см. ниже), соответственно временное разрешение будет в пять раз меньше, но скорость сканирования должна оставаться по-прежнему не менее 1500 см/с.

3. Физическая модель генерации второй гармоники в кросс-корреляторе

В основе работы коррелятора лежит нелинейно-оптический процесс – генерация суммарной частоты. В нашем приборе генерируется вторая гармоника, поскольку частоты рабочего и диагностического импульсов одинаковы. В схеме коррелятора (рис.2) реализовано неколлинеарное взаимодействие главного (1) и диагностического (2) импульсов, при котором происходит генерация импульсов на суммарной частоте (3). Зависимость энергии сигнала на суммарной частоте W_3 от временной задержки τ диагностического импульса относительно главного при определенных условиях является кросс-корреляционной функцией (ККФ) профилей интенсивности взаимодействующих импульсов.

Основные составляющие кросс-коррелятора – нелинейный кристалл, в котором происходит суммирование частот импульсов главного и диагностического каналов, и линия задержки будут сформулированы ниже, а здесь определим оптимальные условия генерации суммарной частоты, а также представим результаты 3D численного моделирования применительно к параметрам, реализованным в эксперименте. Это необходимо для того, чтобы ККФ адекватно отображала реальные параметры излучения рабочего канала.

Нелинейный неколлинеарный процесс генерации суммарной частоты (синхронизм оо-е-типа), описывается системой укороченных квазиоптических уравнений:

$$\begin{aligned} \hat{L}_1 A_1 &= -i \left[\frac{2\pi\chi^{(2)}\omega_1^2}{k_1 c^2 \cos(\alpha/2)} \right] A_2 A_3^* \exp\{-i[k_3 - 2k_1 \cos(\alpha/2)]z\}, \\ \hat{L}_2 A_2 &= -i \left[\frac{2\pi\chi^{(2)}\omega_2^2}{k_2 c^2 \cos(\alpha/2)} \right] A_1 A_3^* \exp\{-i[k_3 - 2k_1 \cos(\alpha/2)]z\}, \\ \hat{L}_3 A_3 &= -i \left[\frac{2\pi\chi^{(2)}\omega_3^2}{k_3 c^2} \right] A_1 A_2^* \exp\{i[k_3 - 2k_1 \cos(\alpha/2)]z\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь A_n – комплексные амплитуды напряженностей ($n = 1, 2, 3$); α – угол внутри нелинейного кристалла между диагностическим и главным импульсами;

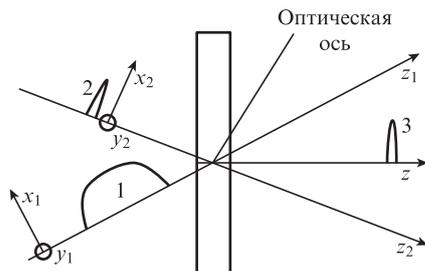


Рис.2. Взаимодействие импульсов в нелинейном кристалле.

$$\hat{L}_n = \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u_n} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k_n} \Delta_{\perp} - \frac{ik_{2n}}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \rho_n \frac{\partial}{\partial x}$$

– линейный дифференциальный оператор; ω_n и k_n – центральные частоты и волновые числа; u_n – проекции групповых скоростей на ось z ; $\rho_1 = \alpha/2$ и $\rho_2 = -\alpha/2$ – углы, под которыми распространяются импульсы 1 и 2; $\rho_3 = \rho_{\text{walk-off}}$ – угол сноса необыкновенной волны; k_{2n} – параметры, характеризующие дисперсию групповой скорости взаимодействующих импульсов; $\chi^{(2)}$ – квадратичная восприимчивость среды.

Нелинейный процесс должен быть реализован в ненасыщенном режиме, т.е. энергия излучения суммарной частоты W_3 на выходе нелинейного кристалла должна удовлетворять условию $W_3 \ll W_1, W_2$, где W_1 и W_2 – энергии главного и диагностического импульсов соответственно. При этом важно уменьшить влияние дисперсионных эффектов: группового разбегания и дисперсии групповых скоростей импульсов, а также диафрагменно-апертурного эффекта, обусловленного угловым сносом необыкновенной волны.

Другим важным аспектом является точность юстировки угла фазового синхронизма θ_s . Оптимальная юстировка достигается при выполнении условия

$$\Delta k L / 2 = [k_3 - 2k_1 \cos(\alpha/2)] L / 2 \ll 1. \quad (2)$$

Здесь L – толщина нелинейного кристалла. При выполнении указанных требований измеряемая зависимость энергии излучения суммарной частоты от временной задержки пропорциональна ККФ интенсивностей I_1 и I_2 главного и диагностического импульсов соответственно:

$$W_3(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t - \tau) I_2(t) dt. \quad (3)$$

Если диагностический импульс является δ -функцией во времени, то измеряемая зависимость энергии излучения суммарной частоты пропорциональна интенсивности главного импульса. В связи с этим в рассматриваемом корреляторе реализован случай, когда длительность диагностического импульса значительно меньше длительности главного импульса, т.е. $t_d \ll t_m$.

В общем случае при нарушении условий фазового синхронизма и неправильном выборе толщины нелинейного кристалла измеряемая зависимость $W_3(\tau)$ не является ККФ, что значительно затрудняет определение временной структуры главного импульса.

В качестве начальных условий для главного и диагностического импульсов 3D эллипсоидальной формы будем использовать модельные импульсы следующего вида:

$$\begin{aligned} A_1 &= A_{10} \cos^2\left(\frac{\pi}{2} P_1^4\right) \exp(iat_1^2/2), \\ P_1 &= \left(\frac{2x_1}{D_1}\right)^2 + \left(\frac{2y_1}{D_1}\right)^2 + \left(\frac{2t_1}{T_1}\right)^2, \quad A_1(P_1 > 1) = 0, \\ A_2 &= A_{20} \exp\left[-2 \ln 2 \left(\frac{x_2^2}{D_2^2} + \frac{y_2^2}{D_2^2} + \frac{t_2^2}{T_2^2}\right)\right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь T_1 и T_2 – длительности импульсов 1 и 2, а D_1 и D_2 – диаметры соответствующих пучков излучения. Заметим, что в выражении для поля A_1 учитывается квадратичная зависимость фазы от времени, т.е. линейный чирп частоты

ты. Как будет показано далее, такое рассмотрение необходимо для адекватного описания работы кросс-коррелятора лазерного драйвера.

Для решения уравнений (1) с начальными условиями (4) нами был разработан численный код, позволяющий моделировать работу кросс-коррелятора. Использовались типичные значения параметров микроимпульсов катодного лазера: энергии $W_1 = 0.1$ мкДж и $W_2 = 0.2$ мкДж, диаметры пучков $D_1 = D_2 = 0.5$ мм и длительности $T_1 = 7$ пс и $T_2 = 0.2$ пс. Центральные длины волн главного и диагностического сигналов одинаковы и составляют 1.03 мкм. В соответствии с этими параметрами и с учетом результатов численного расчета в качестве нелинейного кристалла для кросс-коррелятора был выбран кристалл ВВО толщиной 1 мм. Он был вырезан в направлении синхронизма первого типа (oo-e) под углами к оптической оси $\vartheta = 23.4^\circ$ и $\varphi = 30^\circ$. Зависимость эффективности преобразования от отстройки от угла синхронизма близка к аналогичной зависимости для плоских волн. Полная ширина синхронизма в критической плоскости для такого кристалла составила 12 мрад при внутреннем угле схождения диагностического и рабочего пучков 3° .

При небольшой отстройке от угла синхронизма (в пределах точности эксперимента) коррелятор должен адекватно воспроизводить как временную ККФ, так и поперечное распределение интенсивности импульса в различные моменты времени (3D структуру импульса). На рис.3 представлены результаты моделирования временного профиля тестируемого излучения и ККФ при точном фазовом синхронизме и отстройках от угла синхронизма 2.5 и 5 мрад. Видно, что форма ККФ и распределение интенсивности излучения второй гармоники слабо изменяются при отклонении нелинейного кристалла от направления точного синхронизма в пределах ± 2.5 мрад. При указанной отстройке коэффициент корреляции между ККФ и временным распределением интенсивности превышает 0.97.

При неточной настройке угла синхронизма искажается также и профиль поперечного распределения интенсивности 3D импульса. На рис.4 приведены картины распределений интенсивности в плоскости центрального (т.е. при $\tau = 0$) поперечного сечения 3D импульса на основной частоте и на частоте второй гармоники при различных отстройках от угла синхронизма. Коэффициенты корреляции между пространственным распределением интенсивности на основной частоте (рис.4,а) и распределениями интенсивности на частоте второй гармоники при точном фазовом синхронизме и отстройках от угла синхронизма

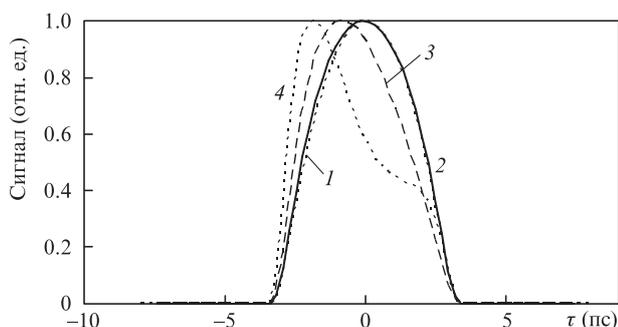


Рис.3. Временные профили интенсивности тестируемого сигнала (1) и сигнала кросс-коррелятора при точном фазовом синхронизме (2) и отстройках от угла синхронизма 2.5 (3) и 5 мрад (4).

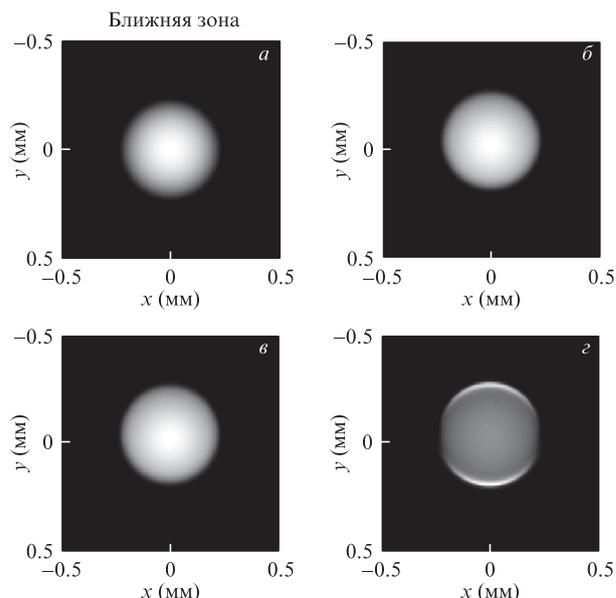


Рис.4. Распределения интенсивности 3D импульса в центральном поперечном сечении для основной гармоники (а) и второй гармоники при ориентации кристалла точно под углом синхронизма (б) и при отстройках от угла синхронизма 2.5 (в) и 5 мрад (г).

2.5 и 5 мрад равны соответственно 0.947, 0.945 и 0.844. Отсюда можно сделать вывод, что при отклонении нелинейного кристалла от направления точного синхронизма в пределах ± 2.5 мрад форма импульса кросс-коррелятора повторяет форму импульса рабочего канала. Такая точность установки кристалла легко реализуется в эксперименте.

4. Конструкция сканирующей линии задержки

Как было показано в разд.2, для нашего лазерного драйвера требуется линия задержки, сдвигающая диагностический импульс относительно рабочего импульса с постоянной скоростью 1500 см/с на протяжении 4.5 мм. Стандартные решения такой задачи в виде «тромбона» с двумя зеркалами, расположенными под углом 45° к оптической оси и закрепленными на сердечнике соленоида, не позволяют достигать требуемых значений параметров. Кроме того, при сканировании волновой вектор излучения не должен отклоняться, чтобы условия генерации второй гармоники в кросс-корреляторе не менялись. В работе [6] сообщается о создании кросс-коррелятора со сканирующей линией задержки, в которой сканирующее зеркало передвигается равномерно со скоростью 30 см/с. Поскольку это зеркало расположено в регенеративном усилителе с 23 проходами, эффективная скорость составляет 690 см/с, что близко к требуемому значению, но все же недостаточно велико.

В качестве сканера кросс-коррелятора мы использовали линию задержки, изготовленную из одномодового, сохраняющего поляризацию оптического волокна. Такое волокно длиной 80 м спирально наматывалось на тонкую шайбу, изготовленную из пьезокерамики [7]. При подаче на электроды шайбы линейно возрастающего пилообразного напряжения 0–400 В длина волокна линейно увеличивается, что позволяет осуществлять сканирование в пределах окна сканирования за 300 мкс с предельной постоянной скоростью более 1500 см/с.

Скоростная видекамера, с помощью которой предполагается проводить съемку поперечного распределения интенсивности 3D импульса, должна успевать захватывать все кадры за 300 мкс, для чего необходима скорость не менее 3300 кадр./с [8]. В описанных ниже экспериментах использовался фотодиод и стандартная ПЗС-камера.

5. Описание эксперимента

В соответствии с теорией [9], для того чтобы интенсивность второй гармоники была пропорциональна интенсивности излучения рабочего канала, эффективность удвоения частоты η должна быть много меньше единицы. В реализованных нами экспериментальных условиях $\eta < 0.1\%$.

Как упоминалось выше, лазерный драйвер имеет два канала: главный, предназначенный для освещения катода фотоинжектора электронов, и диагностический для кросс-коррелятора. Оба канала создаются одним источником излучения – импульсным волоконным лазером. После волоконных усилителей средняя мощность в каждом канале составляет 0.5–1 Вт. Длительность импульсов (FWHM) равна 100 пс. Спектр излучения с центральной длиной волны $\lambda_0 \approx 1.03$ мкм в обоих каналах имеет ширину $\Delta\lambda = 11$ нм (FWHM) (рис.5). Компрессоры на основе дифракционных решеток установлены на выходе каждого канала. На рис.5 представлены автокорреляционная функция (АКФ) импульса рабочего канала, а также спектры излучения диагностического и рабочего каналов при настройке оптического компрессора на минимальную длительность. Согласно результатам измерений длительность импульса не превышает 235 фс для диагностического канала и 192 фс для главного канала.

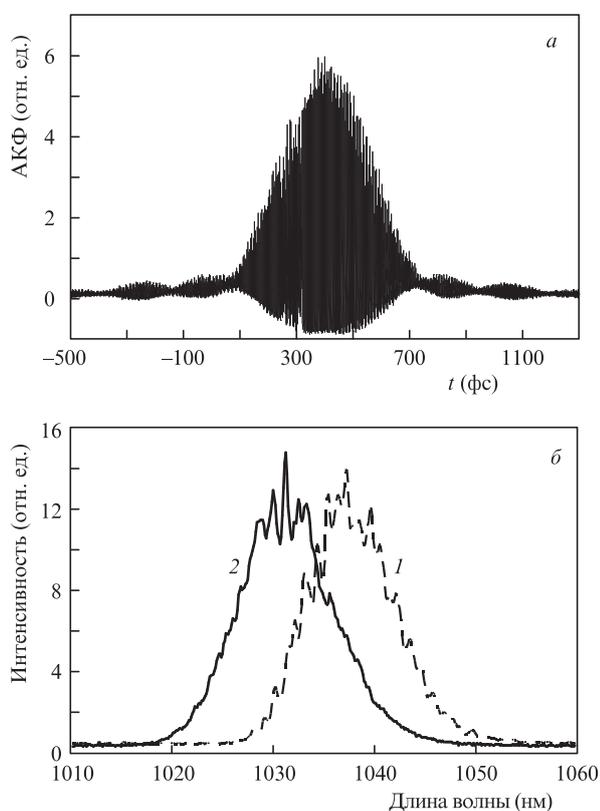


Рис.5. АКФ импульса рабочего канала (а) и спектры выходного излучения диагностического (1) и рабочего (2) каналов волоконной части катодного лазера (б).

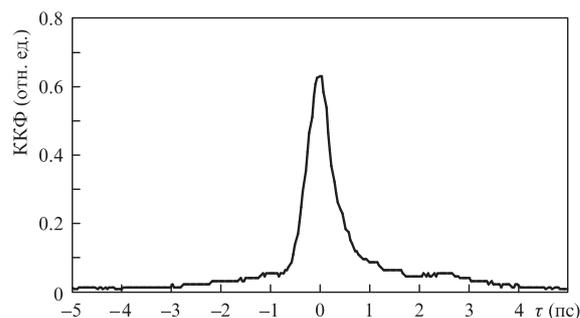


Рис.6. ККФ предельно коротких импульсов излучения рабочего и диагностического каналов.

На рис.6 приведена ККФ, полученная с помощью нашего кросс-коррелятора. Для временного профиля интенсивности $I(t) = \cosh^{-2}(1.76t/\Delta t)$ длительность импульса Δt можно оценить как 335 фс. Отличие ее от длительности, полученной из АКФ (235 фс), можно объяснить достаточно большими длинами путей, по которым диагностический и рабочий пучки распространяются в воздухе (больше 5 м) и в оптических волокнах (больше 80 м). Флуктуации разности этих длин вполне могут дать величину 0.1 мм, что и будет приводить к увеличению минимальной длительности импульса, которую может измерить кросс-коррелятор, до 335 фс.

Как упоминалось выше, высокая скорость сканирования необходима при работе лазера в режиме хотя и достаточно длинных (300 мкс), но редко повторяющихся (1–10 Гц) цугов. Работоспособность кросс-коррелятора проверялась при скоростях сканирования от 4 до 1600 см/с. Для этого была проведена калибровка устройства с помощью внешней микрометрической воздушной линии задержки. Калибровка осуществлялась путем измерения смещения профиля коррелограммы при внесении известной дополнительной задержки в диагностический канал. Таким образом можно получить калибровочный коэффициент пропорциональности K между величиной запаздывания импульса диагностического канала и напряжением на пьезокерамической шайбе. Для увеличения точности калибровки импульс рабочего канала на время калибровки сжимался до фурье-предела. На рис.7 приведена зависимость, калибровочного коэффициента K от скорости сканирования V . Как и следовало ожидать, при высоких скоростях сканирования достигаемая амплитуда растяжения волокна несколько меньше, и поэтому калибровочный коэффициент незначительно уменьшается. Это легко учесть при работе кросс-коррелятора.

Другими важными характеристиками кросс-коррелятора являются линейность скорости сканирования воло-

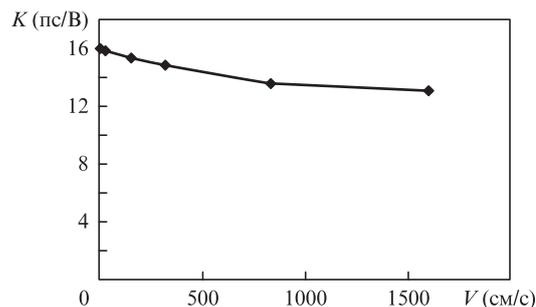


Рис.7. Зависимость калибровочного коэффициента K от скорости сканирования V .

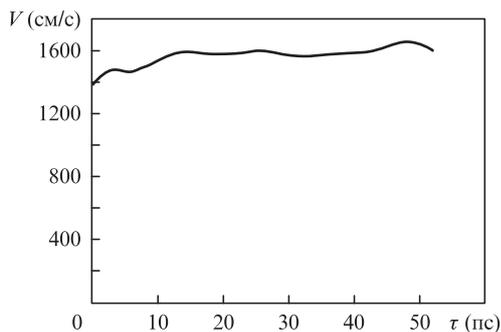


Рис.8. Зависимость скорости сканирования от временной задержки импульса диагностического канала.

конного сканера и временной интервал сканирования – окно сканирования. Несмотря на то что временной профиль линейно возрастающего напряжения, подводимого к электродам пьезокерамической шайбы сканера, не содержит резких скачков, ненулевой ширины спектра управляющего напряжения все же достаточно для возбуждения механических резонансов в шайбе, приводящих к изменению скорости пространственной задержки. Эти изменения мы также измеряли с помощью внешней воздушной моторизованной линии задержки. На рис.8 приведена зависимость скорости сканирования V от временной задержки импульса диагностического канала при максимально доступной в нашем устройстве скорости нарастания напряжения на пьезокерамической шайбе 400 В/мс. Видно, что для ширины окна сканирования $t_w = 52$ пс относительное изменение скорости $\Delta V/V$ не превышает $\pm 8\%$, для $t_w = 30$ пс оно равно $\pm 1.5\%$, а для $t_w = 15$ пс составляет $\pm 0.5\%$.

Достигнутая предельная скорость V , превышающая 1600 см/с, позволяет в течение макроимпульса длительностью 300 мкс просканировать импульсы излучения рабочего канала длительностью до 15 пс. Предельное количество «сканов», которое можно сделать с помощью диагностического импульса длительностью 200 фс, может достигать 50. Этого вполне достаточно для измерения параметров 3D эллипсоидального импульса длительностью 6 пс.

Из рис.1 видно, что если длительность импульсов диагностического канала много меньше длительности импульсов рабочего канала, $t_d \ll t_m$, а поперечные размеры пучков d_d и d_m удовлетворяют соотношению $d_d \gg d_m$, то, измеряя поперечные распределения интенсивности пучка излучения второй гармоники при различных задержках импульсов диагностического канала, можно восстановить пространственно-временную структуру 3D импульсов рабочего канала. В экспериментах, описанных в настоящей работе, мы использовали гауссовы пучки с колоколообразным временным профилем. Различные поперечные распределения интенсивности пучка главного канала, полученные с помощью ПЗС-камеры, близки по форме к гауссову распределению, но имеют разную амплитуду. Форма зависимостей проинтегрированных по пространственным координатам распределений интенсивности от временной задержки между рабочими и диагностическими импульсами повторяет профиль ККФ. Из рис.9 видно, что форма ККФ, полученной с помощью фотодиода, с высокой точностью повторяет форму ККФ, полученной при интегрировании распределения интенсивности по поперечному сечению.

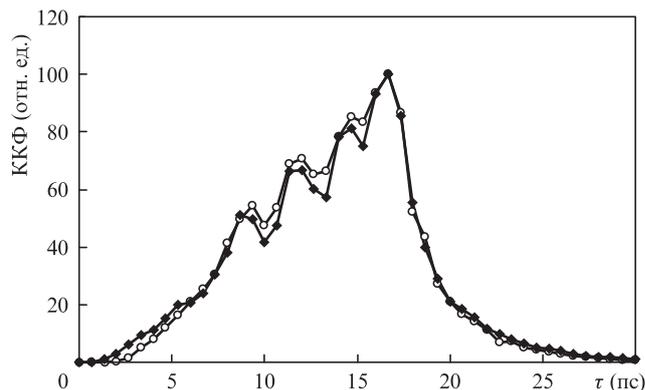


Рис.9. ККФ, полученные с помощью фотодиода (о) и при интегрировании распределения интенсивности по поперечному сечению импульсов второй гармоники ПЗС-камерой (●).

6. Заключение

В работе рассмотрен сканирующий кросс-коррелятор, предназначенный для тестирования пространственной и временной структуры 3D эллипсоидальных импульсов катодного лазера фотоинжектора линейного ускорителя электронов.

Физическая модель кросс-коррелятора, описанная в статье, и созданный на ее основе численный код позволили оценить искажения пространственно-временной структуры 3D импульсов при экспериментально достижимой точности настройки нелинейного кристалла коррелятора.

Режим работы катодного лазера предъявляет жесткие требования к скорости изменения пространственной задержки импульса диагностического канала кросс-коррелятора. Так, для сканирования в течение 300 мкс импульса рабочего канала длительностью 7 пс минимальная скорость изменения задержки импульса диагностического канала должна превышать 700 см/с. Используемая в описываемом кросс-корреляторе конструкция линии задержки на основе одномодового, сохраняющего поляризацию световода, намотанного спирально на пьезокерамическую шайбу, позволяет достичь скорости, превышающей 1600 см/с, что дает возможность сканировать импульсы рабочего канала длительностью до 16 пс за время 300 мкс.

Калибровка коррелятора, выполненная при различных скоростях растяжения оптического волокна линии задержки диагностического канала, показала, что калибровочный коэффициент при высоких скоростях незначительно уменьшается, а это всегда можно учесть при измерениях коррелятором.

Ширина окна сканирования в нашей конструкции линии задержки превышает 50 пс за время сканирования 1 мс, а соответствующая амплитуда пространственной задержки импульса диагностического канала больше 15 мм. При этом относительное изменение скорости сканирования не превышает 16%. Для ширины окна сканирования, соответствующей длительности импульса рабочего канала 6–7 пс, оно составляет не более 1%.

Предварительные эксперименты с использованием кросс-коррелятора показали, что его временное разрешение равно 200–300 фс. ПЗС-камера, позволяющая делать не более 60 кадров в секунду, давала возможность фиксировать изображения поперечных распределений интенсивности импульса кросс-коррелятора при различных временных задержках τ в пределах окна сканирования. Данные,

полученные с использованием камеры, хорошо согласуются с ККФ, полученными с помощью фотодиодов.

В дальнейшем описанный в работе кросс-коррелятор предполагается использовать в УФ диапазоне (четвертая гармоника Уб-лазера с $\lambda = 250\text{--}260$ нм). Для этого нелинейный кристалл кросс-коррелятора будет заменен на кристалл ВВО, вырезанный так, чтобы в нем осуществлялся нелинейный процесс с вычитанием частоты основной гармоники из частоты четвертой гармоники. Такая схема хорошо вписывается в концепцию коррелятора, работающего на частоте основной гармоники излучения лазера, предложенную в настоящей работе. Мощность получаемого в этом процессе излучения третьей гармоники ($\lambda = 340$ нм) легко измеряется фотодиодами, а пространственное распределение интенсивности излучения нетрудно визуализировать с использованием скоростной ПЗС-камеры. Если учесть, что эффективная нелинейность кристаллов ВВО в процессе удвоения частоты близка к таковой при генерации третьей гармоники, то все выводы работы легко переносятся на случай кросс-коррелятора, работающего в УФ диапазоне.

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-02-91323 сиг_а), а также Минобрнауки РФ (госконтракт № 14.518.11.7071).

1. *Interim Report of the Scientific and Technical Issues (XFEL-STI) Working Group on a European XFEL Facility in Hamburg* (Hamburg, 2005).
2. Krasilnikov M., Stephan F., Asova G., Grabosch H.-J., Groß M., Hakobyan L., Isaev I., Ivanisenko Y., Jachmann L., Khojayan M., Klemz G., Köhler W., Mahgoub M., Maljutin D., Nozdrin M., Oppelt A., Otevrel M., Petrosyan B., Rimjaem S., Shapovalov A., Vashchenko G., Weidinger S., Wenndorff R., Flöttmann K., Hoffmann M., Lederer S., Schlarb H., Schreiber S., Templin I., Will I., Paramonov V., Richter D. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **15**, 100701 (2012).
3. Tsuchiya K., Higashi Y., Hisamatsu H., Masuzawa M., Matsumoto H., Mitsuda C., Noguchi S., Ohuchi N., Okamura T., Saito K., Terashima A., Toge N., Hayano H. *Proc. EPAC'2006* (Edinburgh, Scotland, 2006, pp 505–507).
4. Csatari D.M. et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **659**, 1 (2011).
5. Kapchinskij I.M., Vladimirskij V.V. *Proc. 2-nd Conf. on High Energy Accelerators and Instrumentation (CERN)* (Geneva, 1959, pp 274–288).
6. Will I., Klemz G. *Opt. Express*, **16** (18), 14922 (2008).
7. Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Ksenofontov S.Yu., Terpelov D.A., Shilyagin P.A. *Instr. Exp. Tech.*, **53** (3), 443 (2010).
8. www.photron.com.
9. Ippen E.P., Shank C.V., in *Ultrashort Light Pulses, Picosecond Techniques and Applications* (Berlin–Hidelberg–New York: Springer-Verlag, 1977, pp 90–92).