

# Генерация мощных когерентных аттосекундных рентгеновских импульсов с помощью релятивистских электронных зеркал\*

В.В.Кулагин, В.Н.Корниенко, В.А.Черепенин, Х.Сак

*Проанализировано обострение фронта фемтосекундных импульсов петаваттной мощности с помощью плазменных слоев. Показано, что для плотности электронов, превышающей критическую в несколько раз, оказывается возможным сформировать асимметричный (по времени) импульс с амплитудой первой полуволны, практически равной максимальной амплитуде импульса. Путем численного моделирования исследовано взаимодействие таких импульсов с пленками нанометровой толщины, в частности генерация релятивистских электронных зеркал и отражение от них встречного пробного импульса. Получающиеся в результате рентгеновские когерентные импульсы имеют длительность  $\sim 120$  ас и мощность  $\sim 600$  ГВт на длине волны  $\sim 13$  нм. Показано, что коэффициент отражения релятивистского электронного зеркала, находящегося в поле ускоряющего импульса, не зависит от амплитуды пробного импульса при ее увеличении вплоть до амплитуды ускоряющего импульса.*

**Ключевые слова:** генерация когерентных аттосекундных рентгеновских импульсов, сверхмощные неадиабатические лазерные импульсы, релятивистские электронные зеркала.

## 1. Введение

В настоящее время существует огромная потребность в создании мощного и компактного источника коротких рентгеновских импульсов. Когерентные аттосекундные импульсы рентгеновского диапазона частот могут найти широчайшее применение при визуализации динамических состояний сложных молекул, в медицинской диагностике и т.д. Одним из способов генерации коротких рентгеновских импульсов является использование томсоновского рассеяния встречных фотонов на релятивистских электронах. Однако обычно в этом случае генерируются некогерентные рентгеновские импульсы. Для генерации когерентных рентгеновских импульсов пространственная длина пучка электронов должна быть достаточно малой. В настоящее время одиночные сгустки электронов, имеющие релятивистскую скорость направленного движения и близкую к твердотельной плотность электронов, могут быть сформированы с помощью современных лазерных установок петаваттной мощности с длительностью импульса в несколько десятков фемтосекунд [1, 2]. При этом необходимыми условиями являются неадиабатическая форма лазерного импульса (т.е. импульс должен иметь

длительность фронта, меньшую периода осцилляций поля) и достаточно большая его амплитуда, превышающая определенный порог. Например, при нормальном падении такого импульса на пленку нанометровой толщины (нанопленку) возможно полное вытеснение из нее электронов в направлении распространения импульса, при этом электроны приобретают релятивистские скорости за время, значительно меньшее периода лазерного поля. Пространственная длина сформированных электронных сгустков может составлять единицы нанометров, что при скорости, близкой к скорости света в вакууме, обеспечивает длительность пучка электронов, примерно равную нескольким десяткам аттосекунд. Диаметр сгустков оказывается порядка нескольких десятков микрон (диаметр пятна сфокусированного лазерного излучения), что значительно больше их толщины; в результате сформированные сгустки могут использоваться в качестве релятивистских электронных зеркал.

В настоящее время основным препятствием для практической реализации идеи формирования релятивистских электронных зеркал из нанопленок является недостаточная крутизна фронта ускоряющих лазерных импульсов. Для импульсов с пологим фронтом время жизни электронных сгустков оказывается небольшим, или они не формируются вовсе. Один из возможных методов увеличения крутизны фронта может быть основан на эффекте обострения лазерного импульса петаваттной мощности при его взаимодействии с твердотельными нанопленками [3–5]. Формирование лазерных импульсов требуемой формы с помощью нанопленок основано на использовании эффектов релятивистской нелинейности и самоиндуцированной прозрачности [6–12]. Обострение фронта падающего лазерного импульса происходит в результате следующего физического механизма. Когда амплитуда волны становится достаточно большой, электроны приобретают релятивистские скорости, что приводит к снижению эффективной плазменной частоты из-за зависимости массы электронов от их энергии. Поэтому для нанопленок с толщине

\* Доложена на конф. «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, июнь 2012 г.

**В.В.Кулагин.** Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Университетский просп., 13; e-mail для корреспонденции: victorvkulagin@yandex.ru  
**В.Н.Корниенко, В.А.Черепенин.** Институт радиотехники и электроники РАН, Россия, 125009 Москва, ул. Моховая, 11  
**Н.Сук.** Department of Physics and Photon Science, Gwangju Institute of Science and Technology, 261 Cheomdan-Gwagiro (Oryong-Dong), Buk-gu, Gwangju 500-712, Republic of Korea; e-mail for correspondence: hysuk@gist.ac.kr

Поступила в редакцию 24 октября 2012 г, после доработки – 14 января 2013 г.

ной, значительно меньшей длины волны, часть лазерного импульса с умеренной интенсивностью отражается, а его высокоинтенсивная часть проходит. Переключение режима отражения на режим пропускания может происходить за время, сравнимое с периодом колебаний поля, и в итоге формируется импульс с длительностью переднего фронта порядка или даже меньше длины волны лазерного излучения.

Возможность управления параметрами сформированного импульса в широком диапазоне их значений представляет концепция формирования, в которой используются плазменные слои с толщиной в несколько длин волн лазерного излучения и плотностью, в 3–20 раз превышающей критическую [13]. Такие слои при правильном выборе их параметров позволяют практически полностью подавить часть фронта импульса с малой амплитудой (которая может быть и релятивистской), а часть импульса с наибольшей амплитудой может пройти через слои практически без потерь. Требуемые плазменные слои в принципе могут быть получены из нанопленок с помощью предшествующих основному импульсу подогревающих лазерных импульсов с заданными параметрами.

Академическая задача отражения электромагнитного поля от идеального зеркала рассматривалась еще Эйнштейном в 1905 году [14]; теоретические аспекты отражения от электронного пучка для микроволнового диапазона исследовались Ландкером [15]. Использование релятивистских электронных зеркал, сформированных из нанопленки мощным лазерным импульсом, для генерации отраженных рентгеновских импульсов впервые было предложено и проанализировано в работах [16–18], где с помощью одномерного численного моделирования и аналитических оценок были продемонстрированы перспективы метода. Различные аспекты отражения от релятивистских электронных зеркал и модификации этой схемы были исследованы в [19–23]. Отражение от релятивистского плазменного зеркала, включающего в себя помимо электронов также и ионы, рассмотрено в [24], а генерация рентгеновского излучения на зеркале, сформированном в кильватерной волне, исследована в [25].

Интенсивно исследуется также процесс генерации одиночных аттосекундных импульсов, основанный на модели осциллирующего зеркала, при отражении мощных лазерных импульсов от полубесконечных мишеней (см., напр., [26, 27]). Привлекательной особенностью такой схемы является ее простота, т. к. требуется всего один мощный лазерный импульс, а мишень может иметь толщину несколько микрон и более. Однако эта схема не позволяет в достаточной степени управлять параметрами отраженного импульса, в частности формой его огибающей, разностью фаз несущей волны и огибающей и др. Кроме того, отраженное излучение содержит все гармоники частоты падающего импульса, что требует применения частотной фильтрации для получения одиночных аттосекундных импульсов с заданной частотой несущей.

Цель настоящей работы – определение параметров плазменных слоев, позволяющих формировать мощные неадиабатические электромагнитные импульсы петаваттной мощности, фронт которых имеет длительность, меньшую периода поля, моделирование генерации релятивистских электронных зеркал с помощью таких импульсов, а также исследование отражения встречного пробного импульса от полученных зеркал. В отличие от работ [22, 23] будет рассмотрен процесс отражения от релятивистского

электронного зеркала, находящегося в поле ускоряющего лазерного импульса, что обеспечивает лучшую стабильность отражения и практически неизменный коэффициент отражения при увеличении амплитуды встречного пробного импульса вплоть до амплитуды ускоряющего импульса.

## 2. Обострение фронта лазерного импульса петаваттной мощности

Для двумерного моделирования применялся численный код, использующий метод «облако в ячейке» (particle-in-cell в англоязычной литературе). Лазерный импульс имел линейную поляризацию и распространялся в положительном направлении оси  $z$ . Длина волны лазерного излучения в вакууме  $\lambda$  составляла 1 мкм, безразмерная амплитуда поля  $a_0 = |e|E_0/(mc\omega)$  ( $c$  – скорость света в вакууме,  $\omega$  и  $E_0$  – частота и амплитуда поля в вакууме,  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона) была равна 20. Зависимость поперечной компоненты электрического поля  $E_x$  падающего импульса от поперечной координаты и времени в области перетяжки имеет вид

$$E_x(x, t) = a_0 \exp\left[-\left(\frac{x-x_0}{w_0}\right)^4\right] \exp\left[-\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^4\right] \sin\left(2\pi\frac{c}{\lambda}t\right), \quad (1)$$

где  $x_0$  – поперечная координата центра пучка;  $w_0 = 20\lambda$  – радиус пучка в перетяжке (диаметр пучка в фокусе по уровню  $e^{-1}$  равен  $40\lambda$ );  $t_0 = 6\lambda/c$  – временная задержка;  $\tau = 3\lambda/c$  – длительность импульса по уровню  $e^{-1}$ . Таким образом, импульс до взаимодействия имел супергауссовы огибающие как по пространству, так и по времени.

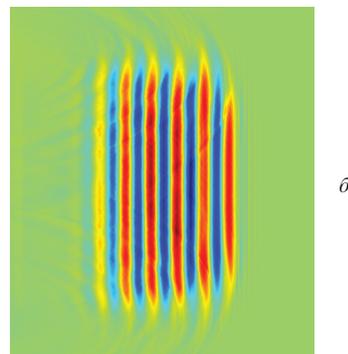
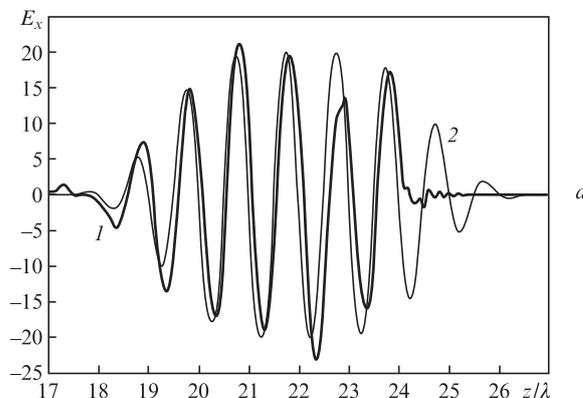


Рис. 1. Зависимости нормированной поперечной компоненты электрического поля лазерного импульса на оси от продольной координаты при наличии плазменного слоя (1) и в его отсутствие (2) (а), а также пространственная структура импульса с обостренным фронтом (б).

Толщина плазменного слоя составляла 1.7 мкм, а концентрация электронов в нем  $\sim 3.55 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$  (что в 3.17 раз больше критической концентрации). Плазменный слой предполагался полностью ионизованным (оценки показывают, что для амплитуд поля, использованных при моделировании, это предположение выполняется), а плазма считалась бесстолкновительной. Масса ионов  $m_i$  при моделировании была взята равной  $1840m$ .

Зависимости полей падающего и прошедшего импульсов от времени представлены на рис.1,а. Амплитуда первой релятивистской полуволны (вблизи  $z/\lambda \approx 24$ ) оказывается порядка максимальной амплитуды импульса. Все полуволны до этого момента имеют нерелятивистские амплитуды и не могут сформировать релятивистское электронное зеркало. Пространственная структура импульса с обостренным фронтом (рис.1,б) соответствует части плоского фронта, что гарантирует формирование релятивистского электронного зеркала высокого качества. Таким образом, с помощью плазменных слоев с плотностью электронов, превышающей критическую в 2–3 раза, оказывается возможным сформировать асимметричный неадиабатический импульс с амплитудой первой полуволны, практически равной максимальной амплитуде импульса.

### 3. Формирование релятивистского электронного зеркала

Для качественного формирования релятивистского электронного зеркала помимо формы и амплитуды лазерного импульса существенное значение имеют также и свойства нанопленки (толщина и плотность) [1,2]. А именно, формирование релятивистского электронного зеркала возможно при  $a_0 \gg \alpha = \pi(\omega_p^2/\omega^2)(l/\lambda)$ , где  $\omega_p = (4\pi n_0 e^2/m)^{1/2}$  – плазменная частота;  $n_0$  – концентрация электронов в нанопленке;  $l$  – толщина нанопленки. Кроме того, от параметра  $\alpha$  зависит также и относительный разброс энергий электронов в зеркале. Для  $\alpha \ll 1$  он может составлять единицы процентов, т.е. формируется квазимонохроматический сгусток электронов [2]. Поэтому для формирования релятивистского электронного зеркала была выбрана на-

ноplenka толщиной  $l = 6 \text{ нм}$ , что соответствует величине  $\alpha \approx 0.52$  при концентрации электронов  $n_0 = 3.1 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ .

На рис.2,а представлено релятивистское электронное зеркало через четыре периода поля после начала взаимодействия, сформированное импульсом с максимальной амплитудой  $a_0 = 10$  и обостренным фронтом. В начальный момент времени нанопленка располагается в точке  $z = 3\lambda$ . Толщина релятивистского электронного зеркала в начале взаимодействия уменьшается, а затем растет и составляет в момент времени, соответствующий условиям рис.2, около 15 нм. Диаметр плоской части зеркала равен  $30\lambda$ , что несколько меньше диаметра пучка ( $40\lambda$ ). Фазовое пространство  $x-p_z$  для электронов зеркала показано на рис.2,б, и из него видно, что зеркало имеет хорошую однородность по продольному импульсу. Среднее значение продольного импульса составляет  $\sim 43$  (импульс нормирован на  $mc$ ) при относительном разбросе его значений менее 1.5%.

### 4. Отражение встречного пробного импульса от сформированного релятивистского электронного зеркала

Отражение встречного пробного импульса от релятивистского электронного зеркала, сформированного ускоряющим импульсом с обостренным фронтом, иллюстрирует рис.3. Пробный импульс гауссовской формы в поперечном и продольном направлениях имеет полную длительность  $2\lambda/c$  (по уровню  $e^{-1}$ ), его амплитуда равна амплитуде ускоряющего импульса ( $a_1 = a_0 = 10$ ), а диаметр пучка составляет 16λ.

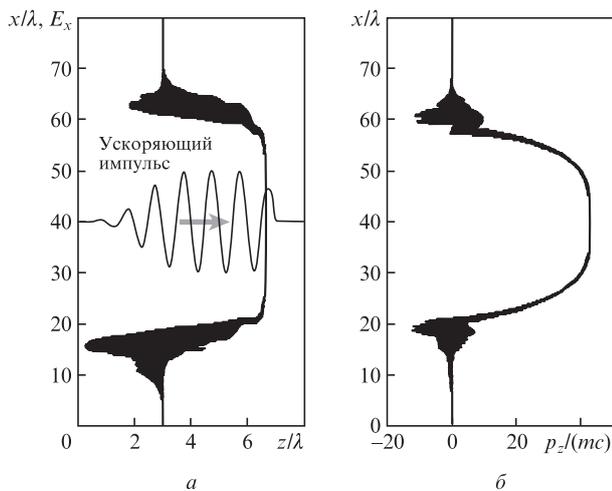


Рис.2. Релятивистское электронное зеркало через четыре периода поля после начала взаимодействия, сформированное импульсом с обостренным фронтом и максимальной амплитудой  $a_0 = 10$  из мишени толщиной 6 нм с концентрацией электронов  $n_0 = 3.1 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  (а) и фазовое пространство  $x-p_z$  для этого зеркала (б). Поле ускоряющего импульса для наглядности смещено по вертикальной оси.

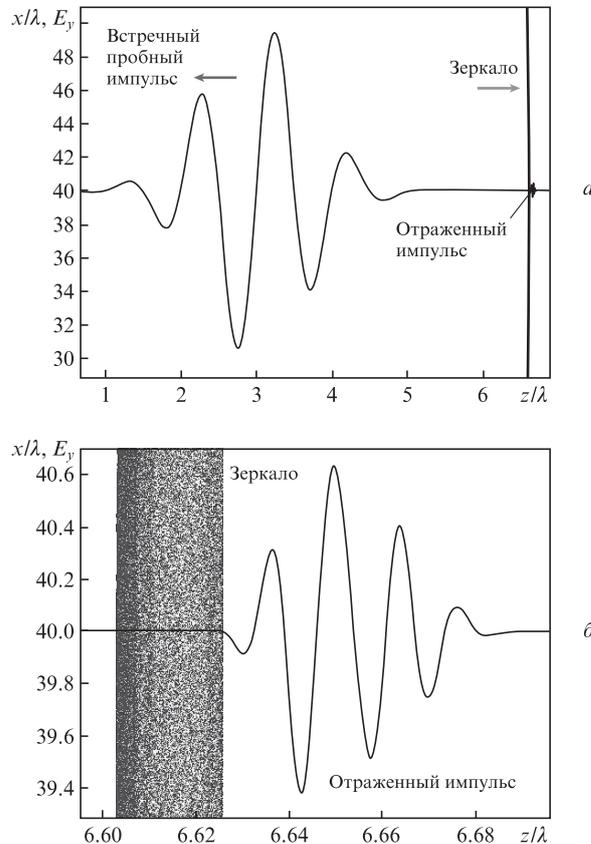


Рис.3. Поле встречного пробного импульса на оси пучка (для наглядности смещено по вертикальной оси) длительностью  $2\lambda/c$  после прохождения через релятивистское электронное зеркало (а) и поле отраженного импульса на оси пучка в увеличенном масштабе (б).

Отраженный импульс по форме напоминает пробный; длина волны отраженного излучения изменяется от 12 до 14 нм, что связано с изменением продольного импульса релятивистского электронного зеркала в процессе его ускорения. Длительность отраженного импульса по уровню  $e^{-1}$  120 ас ( $\sim 3$  периода колебаний) и оказывается несколько больше длительности пробного импульса (2 периода), что связано с относительно большой толщиной ( $\sim 15$  нм) релятивистского электронного зеркала в момент отражения пробного импульса. В момент отражения от зеркала части пробного импульса с максимальной амплитудой увеличение частоты, рассчитанное по полученным компонентам скорости релятивистского электронного зеркала, составляет  $\sim 80$  раз, что хорошо согласуется с длиной волны отраженного излучения.

Пространственная структура поля, соответствующая рис.3, представлена на рис.4, а отраженный импульс в увеличенном масштабе показан на рис.5. Из рис.4 и 5 следует, что диаметр пучка для отраженного импульса имеет тот же порядок, что и диаметр пучка для пробного импульса. Кроме того, из рис.5 видно, что отраженный импульс имеет четкую пространственную структуру, что говорит о хорошей временной и пространственной когерентности.

Результаты моделирования отражения более длинного импульса (длительность  $4\lambda/c$  по уровню  $e^{-1}$ ) от релятивистского электронного зеркала представлены на рис.6. Поскольку прошедший и отраженный импульсы разошлись недостаточно далеко в момент времени, соответствующий условиям рис.6 (что связано с ограниченными вычислительными ресурсами), поле отраженного импульса имеет некоторый наклон. Кроме того, максимальная амплитуда отраженного импульса оказывается

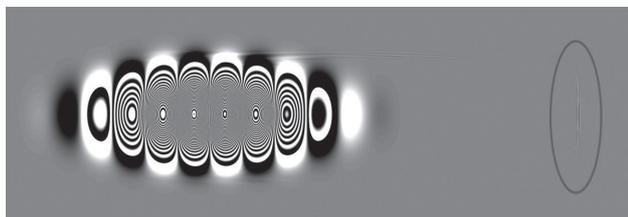


Рис.4. Пространственные структуры полей встречного пробного (слева) и отраженного (справа в эллипсе) импульсов. Параметры моделирования соответствуют рис.3.



Рис.5. Пространственная структура поля отраженного импульса в увеличенном масштабе.

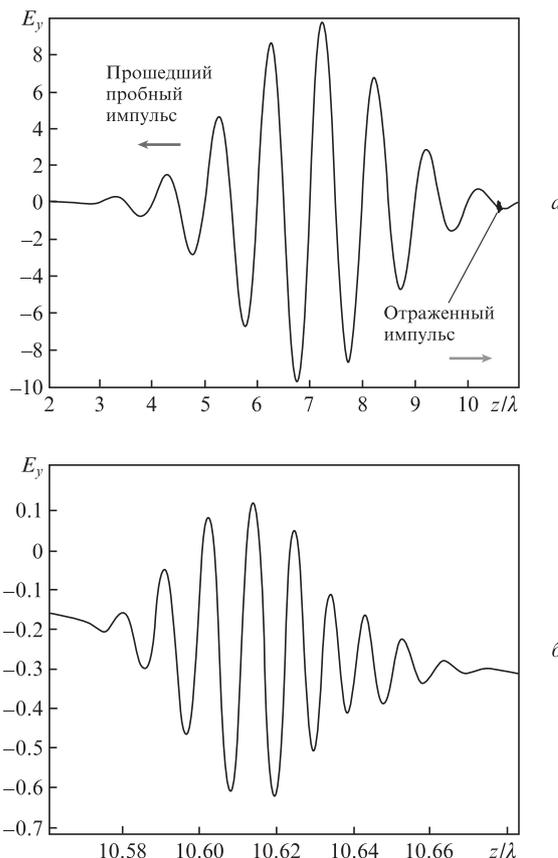


Рис.6. Поле встречного пробного импульса длительностью  $4\lambda/c$  (по уровню  $e^{-1}$ ) на оси пучка после прохождения через релятивистское электронное зеркало (а) и поле отраженного импульса в увеличенном масштабе (б) на оси пучка.

немного меньше, чем при отражении более короткого импульса (0.37 против 0.64). В остальном сохраняются все закономерности, характерные для отражения более короткого пробного импульса (см. рис.3).

Для получения большой мощности коротковолнового отраженного излучения важным является исследование зависимости амплитуды отраженного импульса от амплитуды пробного (нелинейности преобразования). Процесс отражения моделировался для амплитуды пробного импульса  $a_1$ , изменяющейся от 0.1 до 10, т.е. до амплитуды, равной амплитуде ускоряющего импульса. Зависимости амплитуды отраженного импульса и коэффициента отражения релятивистского электронного зеркала от амплитуды пробного импульса приведены на рис.7. Видна хорошая линейность процесса отражения, т.е. коэффициент отражения меняется очень слабо (от 0.062 до 0.064) при увеличении амплитуды  $a_1$  встречного пробного импульса от  $0.01a_0$  вплоть до амплитуды ускоряющего импульса  $a_0$ . Аналитически это было ранее доказано в одномерной модели [16].

Следует отметить, что не только коэффициент отражения, но и форма отраженного импульса мало изменяются при увеличении амплитуды пробного импульса. На рис.8 показано поле отраженного импульса на оси пучка для амплитуд встречного пробного импульса, различающихся в 100 раз. Видно, что формы отраженного импульса практически совпадают, а некоторое их несовпадение на хвосте отраженного импульса связано с замедлением релятивистского электронного зеркала из-за действия поля

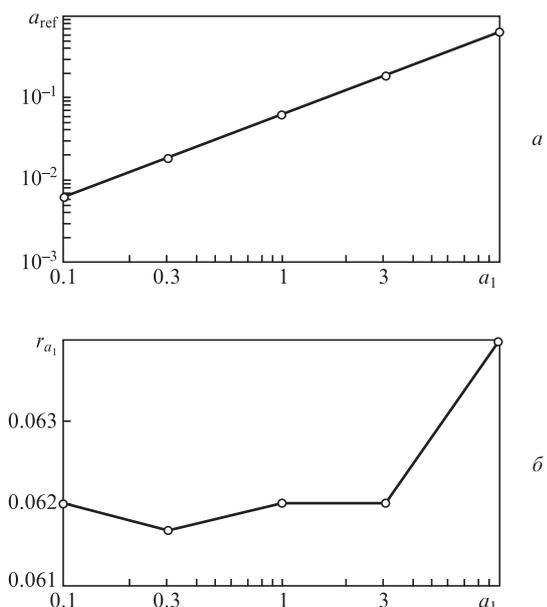


Рис.7. Зависимости амплитуды отраженного импульса  $a_{ref}$  (а) и коэффициента отражения релятивистского электронного зеркала  $r_{a_1} = a_{ref}/a_1$  (б) от амплитуды пробного импульса  $a_1$ .

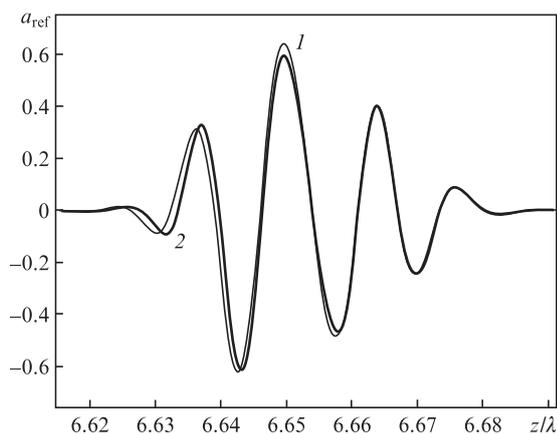


Рис.8. Поле отраженного импульса на оси пучка для амплитуд встречного пробного импульса (полная длительность  $2\lambda/c$  по уровню  $e^{-1}$ )  $a_1 = 10$  (1) и 0.1 (поле отраженного импульса увеличено в 100 раз) (2).

встречного пробного импульса и с соответствующим уменьшением коэффициента преобразования по частоте.

### 5. Обсуждение результатов и выводы

Практическая реализация рассмотренной схемы генерации когерентных рентгеновских импульсов аттосекундной длительности с заданными параметрами возможна при выполнении ряда условий. В первую очередь необходимо иметь мишени нанометровой толщины. Свободно висящие углеродные пленки толщиной 5 нм и более уже относительно давно используются в физических экспериментах [28]. Графеновые нанопленки могут иметь и меньшую толщину, вплоть до толщины монослоя углерода [29–31]. В последнее время активно развиваются различные методы приготовления углеродных нанопленок при осаждении ионов [32]. Технология изготовления «графеновой наносети» [33] позволяет даже изготавливать нанопленки с эффективной плотностью электронов, меньшей

твердотельной. Таким образом, в настоящее время проблему изготовления мишени, обладающей всеми необходимыми качествами (толщина, прочность, устойчивость к возмущениям и т.д.), можно считать решенной. Другим условием является достаточно высокий контраст лазерного импульса – до  $10^{10}$  и выше. Эта задача решается с использованием плазменных зеркал, пропускающих часть импульса с небольшой амплитудой и отражающих из-за образования плазмы на их поверхности центральную часть импульса с максимальными амплитудами полуволн. Оба решения реализованы в первых экспериментах по генерации релятивистских электронных зеркал [34], которые продемонстрировали формирование квазимонохроматических электронных сгустков при взаимодействии мощных лазерных импульсов с мишенями нанометровой толщины, а также в экспериментах по ускорению ионов нанопленки [35]. В то же время проблема обострения фронта лазерного импульса для генерации релятивистских электронных зеркал нужного качества пока не решена экспериментально. Приведенные выше результаты дают возможность планировать будущие эксперименты по данной тематике.

Полученные в работе результаты позволяют оценить характерные параметры рентгеновских импульсов, генерируемых при отражении пробного импульса от релятивистских электронных зеркал. Из данных, приведенных на рис.3 и 4, можно сделать вывод о том, что мощность отраженного рентгеновского импульса составляет  $\sim 580$  ГВт при его длительности 120 ас и длине волны 13 нм. При том же ускоряющем импульсе диаметр пучка для встречного пробного импульса может быть увеличен до  $(30-35)\lambda$ , и тогда мощность отраженного импульса составит уже несколько тераватт. В этом случае мощность ускоряющего импульса оказывается равной  $\sim 1$  ПВт, что достижимо в современных лазерных установках. Повышение частоты отраженного импульса возможно при уменьшении диаметра пучка для ускоряющего импульса и соответствующем увеличении его интенсивности. Так, при уменьшении диаметра пучка для ускоряющего импульса в 2–3 раза частота отраженного импульса увеличивается в 4–9 раз [2, 16], что позволяет получить рентгеновские импульсы с длиной волны 1–2 нм. Численное моделирование таких взаимодействий требует больших вычислительных ресурсов и будет представлено в последующих публикациях.

Таким образом, в настоящей работе была исследована генерация когерентных аттосекундных рентгеновских импульсов заданной формы при встречном отражении лазерных импульсов от релятивистских электронных зеркал. Найдены условия, при которых с помощью плазменных слоев оказывается возможным сформировать асимметричный импульс с амплитудой первой полуволны, практически равной максимальной амплитуде импульса. Путем двумерного численного моделирования исследованы генерация релятивистских электронных зеркал при взаимодействии таких импульсов с нанопленками, а также отражение от них встречного пробного импульса. Полученные в результате рентгеновские когерентные импульсы имеют длительность  $\sim 120$  ас и мощность  $\sim 580$  ГВт на длине волны  $\sim 13$  нм. Показано, что коэффициент отражения релятивистского электронного зеркала, находящегося в поле ускоряющего импульса, не зависит от амплитуды пробного импульса в широком диапазоне ее значений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 11-02-12259-офи-м-2011, 12-02-92702-ИНД\_a и 13-02-01398\_a) и Азиатского лазерного центра (АПРИ

ГИСТ, Южная Корея). Х.Сак благодарен за финансовую поддержку Национальному исследовательскому фонду Кореи (гранты №2012-0000165 и R15-2008-006-01001-0).

1. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 124801 (2007).
2. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Gulyaev Y.V., et al. *Phys. Rev. E*, **80**, 016404 (2009).
3. Bulanov S.V. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **24**, 393 (1996).
4. Vshivkov V.A., Naumova N.M., Pegoraro F., Bulanov S.V. *Phys. Plasmas*, **5**, 2727 (1998).
5. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S., Suk H. *Phys. Plasmas*, **12**, 113102 (2007).
6. Kaw P., Dawson J. *Phys. Fluids*, **13**, 472 (1970).
7. Tushentsov M., Kim A., Cattani F., Anderson D., Lisak M. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 275002 (2001).
8. Lefebvre E., Bonnaud G. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2002 (1995).
9. Shen B., Xu Z. *Phys. Rev. E*, **64**, 056406 (2001).
10. Goloviznin V. et al. *Phys. Plasmas*, **7**, 1564 (2000).
11. Cattani F., Kim A., Anderson D., Lisak M. *Phys. Rev. E*, **62**, 1234 (2000).
12. Eremin V.I., Korzhimanov A.V., Kim A.V. *Phys. Plasmas*, **17**, 043102 (2010).
13. Nam I.H., Kulagin V.V., Hur M.S., Lee I.W., Suk H. *Phys. Rev. E*, **85**, 026405 (2012).
14. Einstein A. *Ann. Phys. (Leipzig)*, **322**, 891 (1905).
15. Landecker K. *Phys. Rev.*, **86**, 852 (1952).
16. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Suk H. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 3322 (2004).
17. Cherepenin V.A., Kulagin V.V. *Phys. Lett. A*, **321**, 103 (2004).
18. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Suk H. *Phys. Plasmas*, **11**, 5239 (2004).
19. Habs D., Hegelich M., Schreiber J., et al. *Appl. Phys. B*, **93**, 349 (2008).
20. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J. *Eur. Phys. J. D*, **55**, 443 (2009).
21. Qiao B., Zepf M., Borghesi M., et al. *New J. Phys.*, **11**, 103042 (2009).
22. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J., Fernandez J., Hegelich B.M. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 234801 (2010).
23. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J., Hegelich B.M., et al. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **14**, 070702 (2011).
24. Esirkepov T.Zh., Bulanov S.V., Kando M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 025002 (2009).
25. Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Tajima T. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 085001 (2003).
26. Thauray C., Quere F. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **43**, 213001 (2010).
27. Heissler P., Horlein R., Mikhailova J.M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 235003 (2012).
28. McComas D.J., Allegrini F., Pollock C.J., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **75**, 4863 (2004).
29. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., et al. *Science*, **306**, 666 (2004).
30. Novoselov K.S., Jiang D., Schedin F., et al. *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A.*, **102**, 10451 (2005).
31. Geim A.K., Novoselov K.S. *Nat. Mater.*, **6**, 183 (2007).
32. Ma W., Liechtenstein V.Kh., Szerypo J., et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **655**, 53 (2011).
33. Bai J., Zhong X., Jiang S., et al. *Nat. Nanotechnol.*, **5**, 190 (2010).
34. Kiefer D., Henig A., Jung D., et al. *Eur. Phys. J. D*, **55**, 427 (2009).
35. Henig A., Steinke S., Schnurer M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 045002 (2009).