

Генерация аттосекундного рентгеновского импульса при воздействии сверхкоротким ультрарелятивистским лазерным импульсом на тонкую пленку

Ю. М. Михайлова¹⁾, В. Т. Платоненко, С. Г. Рыкованов

Физический факультет и Международный лазерный центр МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 апреля 2005 г.

С помощью численного моделирования продемонстрирована возможность получения аттосекундного рентгеновского импульса при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса ультрарелятивистской интенсивности с тонким плазменным слоем твердотельной плотности. Изменения параметров плазменного слоя в течение светового импульса приводят к формированию широкого, отчасти сплошного спектра излучения, генерируемого в слое. Выделение ограниченных участков в спектре отраженного или прошедшего света обеспечивает получение изолированных электромагнитных импульсов малой длительности. Их интенсивность достигает 1% интенсивности возбуждающего света.

PACS: 42.65.Ky, 52.38.Ph

Получение аттосекундных ($10^{-18} - 10^{-15}$ с) импульсов (АИ) электромагнитного излучения – одна из актуальных задач лазерной физики и нелинейной оптики начала века [1]. Объект пристального внимания фундаментальной науки, АИ представляют значительный интерес и в прикладном отношении, в частности для реализации различных рентгеновских методик (рентгеновская дифракция, спектроскопия, микроскопия) с субфемтосекундным временным разрешением [2]. К настоящему времени теоретически проанализированы и экспериментально реализованы методы получения АИ, основанные на генерации когерентного коротковолнового излучения при ионизации и последующей рекомбинации атомов в интенсивных лазерных пучках [3]. К сожалению, эффективность генерации коротковолнового излучения атомами очень мала даже при обеспечении условий фазового согласования. В связи с созданием лазерных систем, генерирующих поля с интенсивностью вплоть до 10^{22} Вт/см² [4], особенно актуальным становится иной путь получения широкого когерентного спектра (и, тем самым, короткого импульса), обеспечивающий высокую эффективность нелинейно-оптического преобразования, – нелинейное взаимодействие сверхсильного светового поля с плотной плазмой [5]. Возможность генерации пучка аттосекундных импульсов при отражении света ультрарелятивистской интенсивности от закритической плазмы с резким профилем плотности была продемонстрирована в работе [6] с помощью одномер-

ного численного моделирования методом “частиц в ячейке” (PIC). Авторы [7], выделяя из спектра отраженного излучения, полученного в численном расчете, некоторое число высоких гармоник (выше 300-й), получили пучки зептосекундных импульсов. Вопрос о получении одиночных АИ в [6, 7] не обсуждался. Формирование одиночного всплеска поля (видеоимпульса) с длительностью несколько менее фемтосекунды при отражении жестко сфокусированного светового пучка от резкой границы плазмы с плотностью в полтора раза выше критической наблюдалось в модельных расчетах работы [8].

Предполагаемое в [7, 8] наличие резкого профиля плотности при сравнительно низком ее значении ($N = 30 \cdot N_c$ в [7], $N = 1.5 \cdot N_c$ в [8], N_c – критическая плотность) нереалистично с практической точки зрения. В то же время, при повышении плотности плазмы резко возрастает интенсивность лазерного света, необходимая для генерации аттосекундных импульсов при отражении от массивной твердой мишени. Как показано в настоящей работе, эту трудность можно преодолеть, используя в качестве мишени тонкую свободновисящую пленку. Представленные ниже результаты численного моделирования показывают возможность эффективной генерации одиночного аттосекундного импульса рентгеновского излучения при взаимодействии сверхкороткого лазерного импульса ($\tau_{FWHM} = 7$ фс) ультрарелятивистской интенсивности ($I_\alpha 10^{21}$ Вт/см²) с тонким (40 \div 100 нм) плазменным слоем твердотельной плотности ($N \approx 10^{23} \div 10^{24}$ см⁻³).

¹⁾e-mail: mikhailova@ati.phys.msu.ru

Численное исследование проводится в рамках одномерной бесстолкновительной модели PIC, позволяющей описывать взаимодействие плоского слоя плазмы с интенсивным лазерным пучком большого диаметра. Плазменный слой предполагается изначально ионизованным, кратность ионизации не меняется в процессе численного эксперимента; отношение массы иона к заряду в 3762 раз больше, чем у электрона (для всех ионов одинаково). Плазма имеет резкую границу и начальную плотность $N = (250 \div 300)N_c$ (при $\lambda \approx 0.7$ мкм это приблизительно соответствует плотности электронов в легких металлах с учетом внутренних оболочек). Световой импульс линейно поляризованного излучения имеет гауссову огибающую по времени $I(z, t) = I_0 \cdot \exp(-t^2/\tau_e^2)$, длительность импульса по полувысоте $\tau_{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \tau_e$ равна двум с половиной периодам поля (около 7 фс при $\lambda = 0.8$ мкм).

Достоверность результатов в методе PIC в очень большой степени зависит от удачного задания временных и пространственных шагов, числа частиц в ячейке и начальных условий, что особенно проявляется при сильных деформациях электронной и ионной компонент плазмы. Кроме того, для правильной интерпретации результатов PIC-расчетов необходимо отсечение артефактов, обусловленных сеточными и машинными ошибками. Значение временного шага важно не только для разрешения как можно большего числа высоких частот, но и для достаточно точного описания сверхбыстрых скачков поля при взаимодействии с плазмой, наличие которых и обуславливает возможность выделения АИ. При недостаточно малом шаге скачок поля может оказаться завышенно резким. В наших численных расчетах временной и пространственный шаги составляют, соответственно, $\Delta t = 1.25 \cdot 10^{-5} 1/\omega_0$ (ω_0 – частота лазерного поля), $\Delta z = 2.5 \cdot 10^{-3} \lambda / 2\pi$. (При существенном увеличении шага результаты расчета оказываются зависимыми от размера шага.) В ячейке сетки в начальный момент находится по 30 частиц каждого сорта.

Результаты расчетов, проведенных при заданной плотности и толщине плазменного слоя, качественным образом зависят от значения интенсивности возбуждающего света. Для количественной характеристики интенсивности удобно использовать “критическую” интенсивность I_c , определяемую соотношением

$$I_c = I_{\text{rel}} \cdot \left(\frac{\pi l}{\lambda} \cdot \frac{N}{N_c} \right),$$

где l – толщина слоя, λ – длина волны света, N – плотность плазмы, $I_{\text{rel}} = c/8\pi(m\omega/e)^2 \approx 1.37 \cdot 10^{18} [\lambda(\text{мкм})]^{-2}$ Вт/см² – интенсивность линейно по-

ляризованного света с “релятивистской” амплитудой поля $E_a = mc\omega/e$. При интенсивности $I = I_c$ амплитудное значение светового давления $P_{\text{св}} = (1 + R) \cdot 2I/c$ (R – коэффициент отражения ≈ 1) оказывается равным максимально возможному противодавлению плазменного слоя $R_{\text{слоя}} = 2\pi(enl)^2$ (поверхностной плотности силы, действующей на обкладки плоского конденсатора с плотностью заряда enl). Естественно ожидать, что при интенсивностях, близких к критической или превышающих ее, плазменный слой разрушится уже за полупериод поля; при интенсивностях, намного меньших критической, слой может сохраняться без существенной деформации в течение многих периодов поля. В расчетах наблюдаются следующие закономерности. Вплоть до интенсивностей $I \approx 0.25 I_c$ электронная и ионная компоненты плазмы в течение светового импульса сохраняются в виде относительно компактных образований, хотя и сильно деформируются по сравнению с начальным состоянием. При этом максимальная плотность обеих компонент может значительно (почти на порядок) превышать исходную. На рис.1 показаны распределения плотности числа электронов (сплошная кривая) и ион-

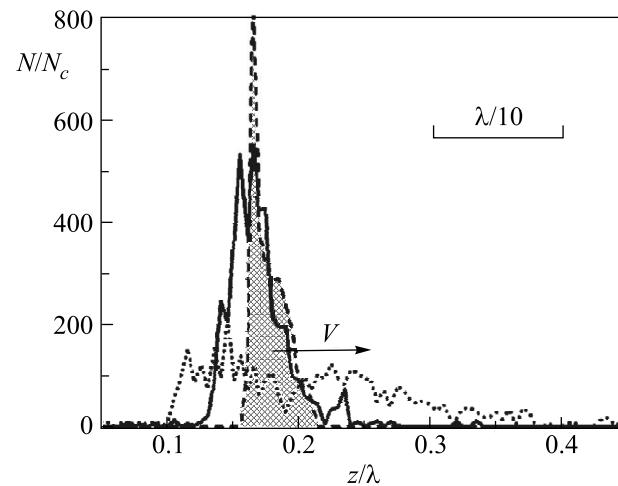


Рис.1. Распределение плотности числа частиц (в единицах критической плотности N_c) по пространству. Сплошная кривая – плотность электронов, штриховая кривая – плотность ионов. Пунктирная кривая – плотность электронов в конце лазерного импульса

нов (серый фон под штриховой кривой) по пространству в один из моментов времени, близких к узлу поля в центре импульса (начальные плотность и толщина слоя равны соответственно $300N_c$ и $\lambda/10$). Из рисунка, в частности, видно, что смещение электронной компоненты относительно ионной отслеживает изменение полей (то есть колебания светового давления) не вполне адабатично. Центр тяжести слоя

(фактически, центр тяжести ионной компоненты) перемещается вдоль направления распространения света со скоростью $V \approx 2 \int Idt/c\rho l$, где ρ – начальная массовая плотность плазмы (коэффициент отражения остается близким к единице). Важно, что эта скорость относительно велика и монотонно возрастает. Разрушение плазменного слоя начинается, как правило, при интенсивности приблизительно вдвое ниже критической. При этом к концу импульса электроны “рассыпаются” вдоль оси распространения света (в основном, в направлении распространения), как показано на рис.1 пунктирной кривой. Сильно деформированной оказывается и ионная компонента; пропускание света резко возрастает. Таким образом, в течение светового импульса параметры плазменного слоя (толщина, плотность, скорость) непрерывно меняются.

Отклик плазмы на поле носит резонансный характер: нелинейное взаимодействие падающего света со средой происходит наиболее эффективно на частотах, близких к частотам собственных колебаний среды. В этом смысле пленка работает как резонатор со спектром собственных частот, изменяющимся по мере действия лазерного импульса. Важно, что эти изменения непериодичны. Соответственно, непериодически меняются и спектральные свойства, а также интенсивность отражаемого и пропускаемого сквозь слой излучения (фактически, излучения, генерируемого в слое). Поэтому оказывается возможным, выделяя ограниченные участки в спектре отраженного или прошедшего света, получать тем самым изолированные электромагнитные импульсы малой длительности.

При удачном подборе толщины пленки и параметров падающего светового импульса можно добиться эффективной перекачки энергии падающего излучения по спектру в область высоких частот. Численное моделирование позволило выявить, по крайней мере, три режима, при которых возможно выделение изолированного субфемтосекундного импульса. В отраженном свете одиночный АИ можно получить в ситуации, когда пленка разрушается в максимуме интенсивности падающего импульса, то есть при $I \geq I_c$. При $l = \lambda/20$, $N = 250 \cdot N_c$ критическая интенсивность составляет $\sim 1500 \cdot I_{\text{rel}}$, выделение одиночного АИ возможно при интенсивностях лазерного импульса в диапазоне $\approx (1.1 \div 1.5)I_c$. Временная зависимость напряженности поля отраженного излучения при $l = \lambda/20$, $N = 250 \cdot N_c$, $I = 1700I_{\text{rel}}$ показана штриховой линией на рис.2а, поле после фильтрации показано сплошной линией. Спектр отраженного света представлен на рис.2б, рамкой выделена область

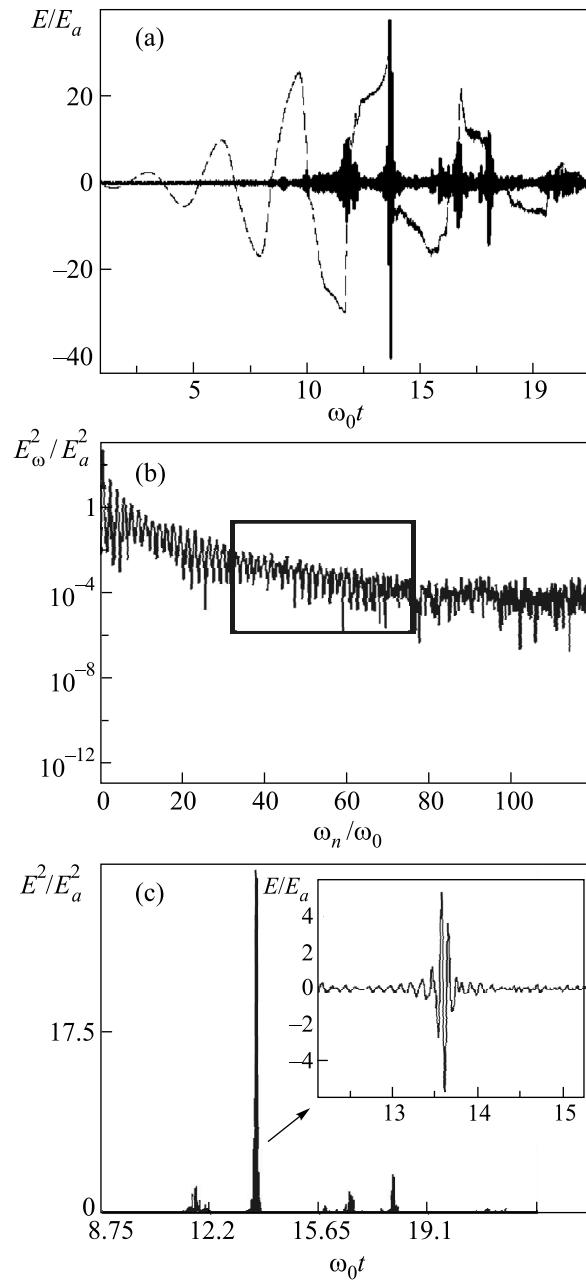


Рис.2. (а) Напряженность отраженного света (в единицах релятивистской амплитуды $E_a = mc\omega/e$) при $l = \lambda/20$, $N = 250 \cdot N_c$, $I = 1700I_{\text{rel}}$ в зависимости от времени (в безразмерных единицах $\omega_0 t$) – штриховая линия, поле после фильтрации (в единицах $E_a/4$) – сплошная линия. (б) Спектр отраженного света, рамкой выделена область фильтрации. (с) Квадрат напряженности поля после фильтрации в зависимости от времени, на вставке показано поле АИ в увеличенном масштабе

фильтрации (от $30\omega_0$ до $78\omega_0$). В спектре разрешаются гармоники с целочисленными номерами (при мерно до 50-й), их частоты сдвинуты относительно

точных положений в отрицательную сторону, в области высоких частот спектр приближается к сплошному (гармоники “ширяются”). На рис.2с изображен квадрат поля после фильтрации в зависимости от времени. Отчетливо виден импульс с длительностью 40 ас, интенсивностью $I = 16.5I_{\text{rel}}$ (1% от интенсивности возбуждающего света), контрастом по интенсивности около 9. На вставке показано поле этого импульса в увеличенном масштабе. Повышенная интенсивность лазерного импульса до $I = 1900I_{\text{rel}}$, можно получить АИ с еще более высоким контрастом и интенсивностью. На рис.3 показан квадрат поля после

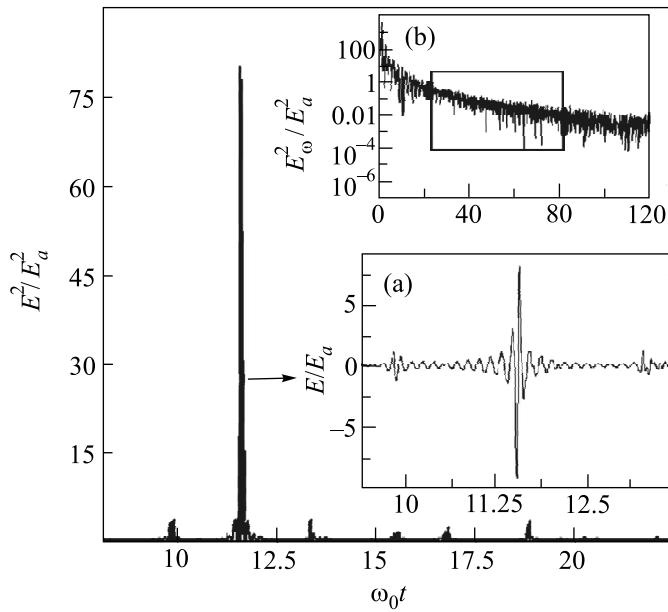


Рис.3. Квадрат напряженности поля после фильтрации в зависимости от времени и поле выделенного АИ (вставка (а)); спектр отраженного света (вставка (б)), рамкой выделена область фильтрации) при интенсивности падающего света $I = 1900I_{\text{rel}}$, плотности слоя $250N_c$ и толщине слоя $\lambda/20$

фильтрации, спектр отраженного света (вставка (б)) и поле выделенного АИ с интенсивностью $I = 39I_{\text{rel}}$ и контрастом по интенсивности около 23 (вставка (а)). Спектр такого импульса сплошной, дискретные целочисленные гармоники не вносят в него значительного вклада (наличие дискретных гармоник в выделяемом участке спектра приводит к снижению контраста импульса).

АИ в прошедшем свете можно получить (хотя и с меньшей эффективностью, чем в отраженном), по крайней мере, в двух случаях: при интенсивностях, далеких от критической, $I < I_c/10$, или же при интенсивностях около порога разрушения, $I \leq I_c$. В последнем случае передний фронт лазерного им-

пульса еще с трудом просачивается сквозь пленку, а максимум импульса проходит уже достаточно сильно. На рис.4 показан квадрат прошедшего поля после фильтрации, спектр прошедшего света (вставка

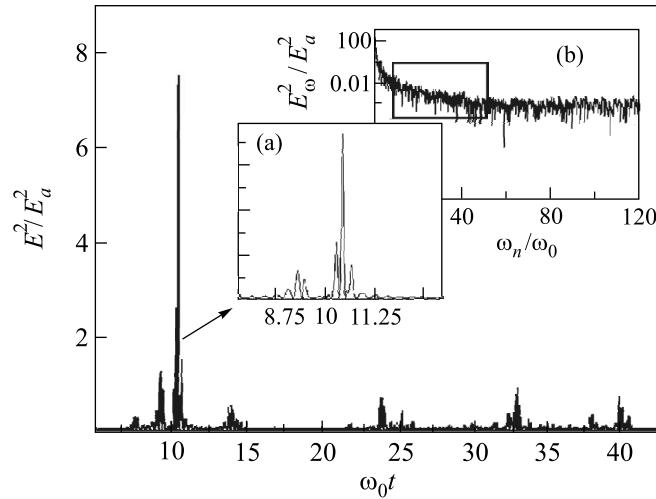


Рис.4. Квадрат прошедшего поля после фильтрации, спектр прошедшего света (вставка (б), рамкой выделена область фильтрации от $20\omega_0$ до $50\omega_0$) и поле выделенного АИ (вставка (а)) при интенсивности падающего света $I = 1500I_{\text{rel}}$, плотности слоя $250N_c$ и $\lambda/20$ толщине слоя

(б), рамкой выделена область фильтрации от $20\omega_0$ до $50\omega_0$) и поле выделенного АИ с контрастом по интенсивности около 6 (вставка (а)) при интенсивности падающего света $I = 1500I_{\text{rel}}$, плотности слоя $250N_c$ и толщине слоя $\lambda/20$. Число хорошо разрешенных гармоник с целочисленными номерами в спектре прошедшего излучения мало, значительная часть энергии прошедшего излучения содержится в сплошном спектре.

При интенсивностях, далеких от порога разрушения пленки, в прошедшем свете можно выделить АИ, содержащий более высокие частоты, чем в предыдущих случаях. Спектр прошедшего излучения при интенсивности падающего света $I = 600I_{\text{rel}}$, плотности слоя $300N_c$ и толщине слоя $\lambda/10$ представлен на рис.5а. Целочисленные гармоники почти не выражены на фоне сплошного спектра. Выделяя область спектра от $100\omega_0$ до $120\omega_0$, получим импульс, показанный на рис.5б (на вставке – поле после фильтрации в уменьшенном масштабе). Длительность этого импульса приблизительно равна 100 ас, контраст по интенсивности – около 6. Выделяя из этого же спектра другие участки, можно получить другие АИ, смешанные по временной оси и отличающиеся длительностью и контрастом. Оказывается возможным вы-

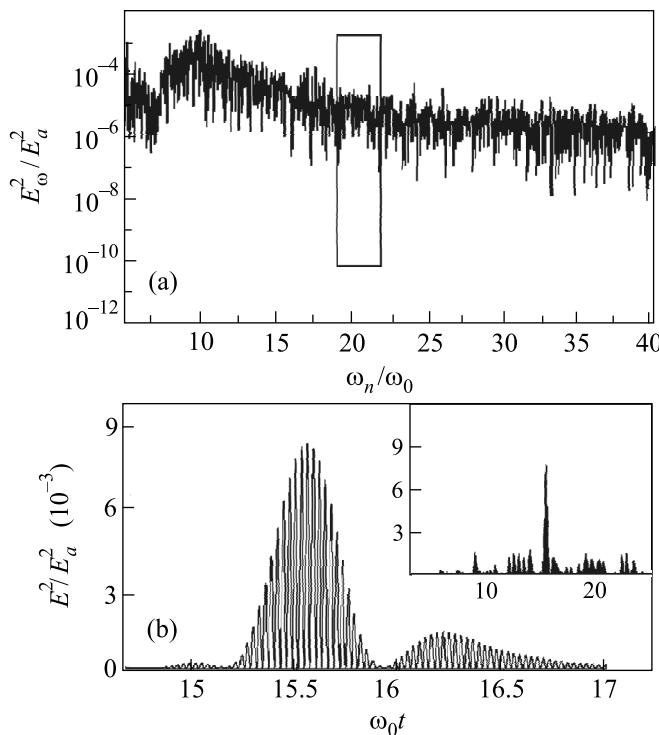


Рис.5. (а) Спектр прошедшего излучения при $I = 600I_{\text{rel}}$, $N = 300N_c$ и $l = \lambda/10$, рамкой выделена область фильтрации от $10\omega_0$ до $120\omega_0$; (б) поле выделенного АИ (на вставке – квадрат поля после фильтрации в зависимости от времени)

делить и одновременно два АИ с разными частотами, смещенных во времени друг относительно друга.

Таким образом, проведенное численное исследование взаимодействия света с плазменным слоем твердотельной плотности демонстрирует возможность получения одиночного аттосекундного рентгеновского импульса при воздействии ультракороткого лазерного импульса на тонкую своя-

бодновисящую пленку. Изменения параметров плазменного слоя в течение светового импульса обусловливают нестационарность спектра колебаний плазмы и формирование широкого спектра излучения, генерируемого в слое. Выделение ограниченных участков в этом спектре с помощью полосового фильтра позволяет получать интенсивные изолированные электромагнитные импульсы субфемтосекундной длительности. Варьируя значения интенсивности лазерного излучения, толщины и плотности пленки, можно реализовать эффективную генерацию одиночных АИ различного спектрального состава, в том числе импульсов с частотами, в сотни раз превышающими лазерную.

Расчеты проводились на вычислительном кластере Международного лазерного центра МГУ. Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований, № 05-02-17627.

1. P. Agostini and L. F. DiMauro, *Rep. Prog. Phys.* **67**, 813 (2004).
2. M. Hentschel, R. Kienberger, Ch. Spielmann et al., *Nature* **414**, 509 (2001).
3. M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger et al., *Nature* **419**, 803 (2002); Y. Mairesse, A. de Bohan, L. J. Frasinski et al., *Science* **302**, 1540 (2003).
4. S.-W. Bahk, P. Rousseau, T. A. Planchon et al., *Opt. Lett.* **29**, 2837 (2004).
5. P. Gibbon, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 50 (1996).
6. L. Plaja, L. Roso, K. Rzazewski, and M. Lewenstein, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 1904 (1998).
7. S. Gordienko, A. Pukhov, O. Shorokhov, and T. Baeva, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 115002 (2004).
8. N. M. Naumova, J. A. Nees, I. V. Sokolov et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 063902 (2004).