

05

## Усиление коротковолновых субаттоимпульсов в лазере на свободных электронах при помощи электронов, ускоренных в лазерной плазме

© А.А. Андреев<sup>1,2</sup>, Л.А. Литвинов<sup>1,2</sup>, К.Ю. Платонов<sup>3,¶</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет,  
199034 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

¶e-mail: konstantin\_platonov@yahoo.com

Поступила в редакцию 24.11.2022 г.

В окончательной редакции 29.12.2022 г.

Принята к публикации 28.01.2023 г.

Рассмотрено усиление в ондуляторе лазера на свободных электронах коротковолнового импульса субаттосекундной длительности, формируемого в лазерной плазме, при его взаимодействии с релятивистским электронным сгустком, полученным от петаваттного лазера. Целью работы является нахождение параметров системы, при которых возможно усиление ультракоротких импульсов длительностью вплоть до сотен зептосекунд.

**Ключевые слова:** ультракороткие импульсы, лазер на свободных электронах.

DOI: 10.21883/OS.2023.02.55002.14-23

### Введение

Как известно [1], сверхкороткие импульсы электромагнитного излучения необходимы для диагностики быстро протекающих процессов. Например, импульсы субфемтосекундной длительности позволяют разрешать во времени динамику внешних электронных оболочек атомов и молекул при химических реакциях и процессах ионизации, а аттосекундной — динамику переходов внутренних электронных оболочек атома [2]. Энергии коллективных ядерных возбуждений составляют десятки keV, а время распада составных ядер при ядерных реакциях начинается от сотен зептосекунд [3,4]. Таким образом, сверхкороткие фотонные импульсы позволяют исследовать как электронные, так и ядерные явления, например, такие как резонансная внутренняя конверсия (аттосекундная шкала времени) и эволюция составных ядер (зептосекундная шкала времени). Отметим, что субаттосекундной длительности периода электромагнитных колебаний соответствуют кванты с энергией в диапазоне единиц и десятков киловольт. Одним из методов получения ультракороткого импульса (УКИ) [3] является отражение релятивистски интенсивного оптического лазерного импульса от твердой мишени. Численное моделирование процесса отражения, в том числе по коду EPOCH [5], показывает, что вместе с УКИ большой амплитуды генерируется меньшая по амплитуде низкочастотная (до сотен eV) составляющая отраженного сигнала (подложка) [6], содержащая основную часть энергии отраженного излучения. Для практических применений УКИ может быть отделен от подложки фильтром, отсекающим кванты с энергией меньше нескольких keV. После

выхода УКИ из области лазерной фокальной перетяжки и фильтрации его интенсивность существенно падает, что приводит к необходимости дальнейшего усиления импульса. В настоящей работе при помощи аналитического и численного моделирования (код PUFFIN [7]) исследуется возможность усиления УКИ с помощью того же лазера, который использовался для генерации УКИ. Часть петаваттного лазерного импульса при этом используется для генерации пучка GeV-электронов [8,9], которые усиливают УКИ при их совместном распространении через ондулятор лазера на свободных электронах (ЛСЭ). В работе [10] рассматривалась аналогичная схема усиления более длинных импульсов и в другом диапазоне энергий квантов. Отметим, что усиление в ЛСЭ импульса с амплитудой, на порядки превышающей уровень шумов, стабильно, а использование одного и того же петаваттного лазерного импульса для генерации и усиления УКИ облегчает временную синхронизацию электронного пучка и усиливаемого импульса.

### Усиление УКИ по схеме ЛСЭ

Покажем, что сформированный УКИ [6] может быть усилен по схеме ЛСЭ [11] с помощью пучка быстрых электронов, генерируемых в прозрачной плазме петаваттным лазерным импульсом, когда эффективное ускорение электронов осуществляется различными нелинейными механизмами, в результате чего энергия электронов достигает единиц GeV [8,9,12]. Как известно [13], длина излучаемой электроном в ондуляторе волны

$$\lambda_x = (1 + K_W^2/2)\lambda_W/2\gamma^2, \quad (1)$$

где  $\lambda_w$  — период ондулятора,  $K_w = eB_w\lambda_w/2\pi m_e c^2$  — параметр ондулятора,  $B_w$  — индукция магнитного поля,  $\gamma$  — релятивистский фактор,  $m_e$  — масса электрона,  $c$  — скорость света. Угол отклонения электрона на полупериоде ондулятора оценивается как  $\theta_e \approx \pi k_w/\gamma$ .

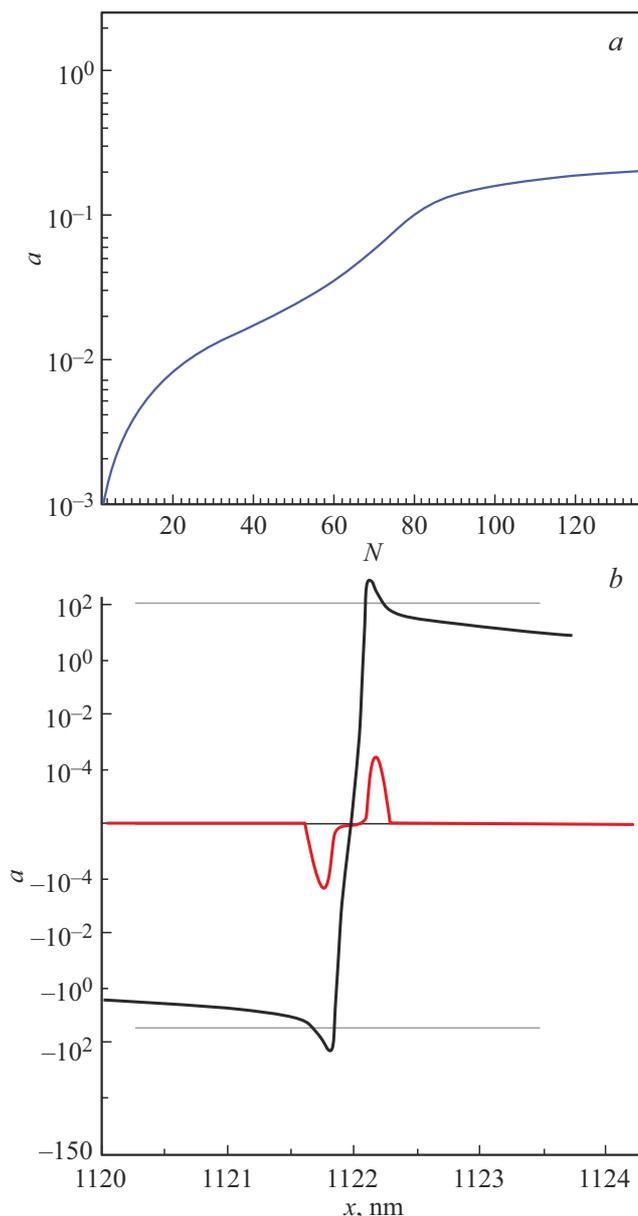
Характерный угол излучения жестких квантов  $\theta_x \sim 1/\gamma$ . Для продольной группировки электронов за счет действия излучаемой (усиливаемой) ими волны наиболее благоприятен случай  $\theta_e \leq \theta_x$ , когда  $K_w \sim 1$  [13]. Соотношение (1) выполнимо в keV-диапазоне, поскольку, например, ондулятор с  $\lambda_w = 1.7$  см и настроен в резонанс с длиной волны  $\lambda_x = 1.2$  нм при энергии электронов 1.5 GeV или  $\gamma \approx 3000$ . Такие электроны могут быть получены в лазерно-плазменном ускорителе с характерными размерами пучка  $\sim 10^{-3}$  см, зарядом  $\sim 10^{-11}$  С, разбросом по энергиям  $\sim 0.1\%$  и угловой расходимостью 0.2–0.3 mrad [12,14]. Малый разброс по углам и энергиям слабо влияет на коэффициент усиления УКИ. За счет взаимодействия с излучаемой волной электроны пучка в ЛСЭ группируются в сгустки масштаба  $L_x \sim \lambda_x$  [11]. Чтобы электроны сгустка когерентно излучали импульс с длительностью  $t_x \approx 0.3$  ас, толщина сгустка должна быть  $L_x \sim t_x c \approx 10^{-8}$  см. Если лазерные электроны имеют энергию  $\epsilon_e = 3$  GeV ( $\gamma \approx 6000$ ), тогда из (1) для получения субаттосекунд (нанометров) при оптимальном  $K_w \sim 1$  нужен период ондулятора  $\lambda_w \sim 1$  см и напряженность магнитного поля  $B_w \sim 10$  кГ. Это возможно, поскольку поле постоянного Nd-магнита составляет единицы кГ, а сверхпроводящего — десятки кГ [2]. В приближении слабого усиления ЛСЭ в [13] определен коэффициент усиления безразмерной амплитуды  $a$  поля волны на длине ( $N$  периодов  $\lambda_w$ ) ондулятора

$$a_N = a_0 \exp(\kappa/2) \approx a_0(1 + \kappa/2),$$

и при  $\kappa < 1$  получено:

$$\kappa \approx 20\pi K_w^2 \left(\frac{\lambda_x}{\Lambda_L}\right)^2 \frac{n_e}{n_{cr}} \gamma N^3. \quad (2)$$

Для петаваттного лазерного импульса длительностью  $\sim 10$  fs, генерирующего электронный пучок с зарядом 10 pC при начальном диаметре 33  $\mu$ m и концентрации  $n_e \sim 10^3 n_{cr}$  [9,12], из (2) получаем, что для начального усиления излучения с  $\lambda_x \approx 10^{-8}$  см (0.3 ас) необходимо условие  $\kappa \sim 1$  или ондулятор с  $N \sim 70$  периодами. При  $N > 70$  для рассматриваемых нами параметров в конечной части ондулятора реализуется режим развитого усиления, описываемый самосогласованным решением уравнений поля и движения электронов [13]. Аналитических решений такой системы в нелинейном режиме взаимодействия нет, однако можно получить оценку предельной энергии усиленного импульса следующим образом. При фильтрации по амплитуде УКИ выглядит как одиночный период колебаний волны с длиной  $\lambda_x$  (рисунок), и он занимает малую часть длины электронного пучка  $L_e$ . Скорость электронов пучка  $v_e \sim c$ ,



(а) Амплитуда УКИ как функция числа периодов  $N$  ондулятора. Начальная амплитуда  $a_0 = 10^{-3}$ . Энергия электрона  $\gamma = 3000$ , ток 180 кА, длина периода ондулятора  $\lambda_w = 17$  см,  $N = 200$ . (б) Пространственное распределение поля  $a(x)$  УКИ: черная линия с подложкой и красная при отсечке подложки частотным или амплитудным фильтром.

и за время движения  $L_w/v_e$  электрона в ондуляторе длиной  $L_w = N\lambda_w$  он отстанет от усиливаемого импульса на расстояние  $\Delta x = v_e(L_w v_e - L_w/c) \approx L_w/2\gamma^2$ . Таким образом, в процессе усиления одиночного импульса длиной  $\lambda$  будут участвовать электроны из пространственной области длиной  $\sim (\lambda_x + L_w/2\gamma^2)$ . Для используемых нами параметров выполняется условие  $\lambda_x \ll L_w/2\gamma^2 < L_e$ . Пусть доля  $\eta$  энергии электронов из области длиной  $L_w/2\gamma^2$  перейдет в УКИ, тогда закон сохранения энергии системы поле–электроны для

интенсивности  $I_a$  усиленного импульса в режиме насыщения примет вид  $I_a S \lambda_x / c = \eta \varepsilon_e n_e S L_W / 2\gamma^2$ , где  $S$  — поперечная площадь взаимодействия поля с электронами,  $\varepsilon_e = (\gamma - 1)m_e c^2 \approx \gamma m_e c^2$  — энергия электрона,  $n_e$  — концентрация электронов в пучке. Таким образом, интенсивность  $I_a$  в режиме насыщения не превысит верхней оценки  $I_a \leq \eta n_e \varepsilon_e L_W c / 2\gamma^2 \lambda_x = \eta n_e \varepsilon_e c N / (1 + K_W^2/2)$ , что позволяет оценить безразмерный векторный потенциал УКИ:

$$a_a \approx (\eta n_e \gamma N / (1 + K_W^2/2) n_{cr})^{1/2}, \quad N < 2\gamma^2 L_e / \lambda_W, \quad (3)$$

где  $n_{cr} = m_e \omega_L^2 / 4\pi e^2$  — критическая концентрация, соответствующая лазерной частоте  $\omega_L$ . В случае лазерно-плазменного ускорителя (заряд электронного сгустка 10 pQ, плотность  $n_e \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , энергия  $\gamma = 3000$ ) и ондулятора с  $N = 150$ ,  $\eta = 0.1$ ,  $K_W = 0.75$  значение насыщения из (3)  $a_a = 0.15$ . Подчеркнем, что в рассматриваемом нами случае усиление электромагнитного импульса происходит от заданного начального значения на входе ондулятора, а в „обычном“ ЛСЭ — от уровня шумов. Уровень шумов оценивается из интенсивности спонтанного излучения в ондуляторе. Как известно [13], интенсивность излучения одного электрона в поле ондулятора  $I = 2e^2 c K_W^2 \gamma^2 / 3\lambda_W^2$ . В пучке имеется  $N_e$  электронов, и излучение направлено вперед по направлению движения пучка. Тогда уровень шумов  $E_s$  оценивается как

$$c E_s^2 S / 4\pi \approx N_e I = 2N_e e^2 c K_W^2 \gamma^2 / 3\lambda_W^2$$

или

$$a_s = \frac{e E_s}{m_e \omega_{LC}} \approx K_W \gamma \sqrt{\frac{2n_e e^2 L_e}{3n_{cr} \lambda_W^2 m_e c^2}}. \quad (4)$$

Оценка по формуле (4) для приведенных выше параметров дает  $a_s \sim 10^{-8}$ . Таким образом, начальное значение  $a_0$  усиливаемого поля должно попадать в интервал  $a_s \ll a_0 < a_a$ . В нашем случае процедура фильтрации УКИ (выделения вершины импульса длительностью  $t_x \sim 0.3 \text{ as}$ ) и транспортировка до места усиления приводит к  $a_0 \sim 10^{-3}$ . Отметим, что для достижения насыщения при усилении от начального значения  $a_0 = 10^{-3} \gg a_s$  требуется более короткий ондулятор, чем для работы ЛСЭ в режиме генерации от спонтанного уровня, и усиленные шумы не будут вносить помехи в усиленный УКИ. Приведенные оценки справедливы с точностью множителя порядка единицы, и мы подтверждаем их с помощью численного расчета процесса усиления. На рисунке *a* приведен 1D-расчет по коду PUFFIN [7] процесса усиления одиночного субаттоимпульса (красная кривая, рисунок *b*) с начальной амплитудой  $a_0 = 10^{-3}$ , рассчитанного по коду EPOCH [5]. Энергия электрона в пучке составляла  $\gamma = 3000$ , ток 180 кА, длина периода ондулятора  $\lambda_W = 1.7 \text{ cm}$ ,  $N = 200$ . Видно, что при числе периодов  $N = 120$  достигается насыщение амплитуды на уровне  $a \approx 0.2$ , а общее усиление достигает двух порядков по амплитуде.

В заключение отметим, что в настоящей работе при помощи аналитического и численного моделирования

исследована возможность получения с помощью импульса петаваттного лазера УКИ фотонов мульти-keV-энергии и его последующего усиления частью того же самого лазерного импульса по схеме ЛСЭ. Настоящую работу следует рассматривать как предварительный этап (оценку целесообразности) исследований процесса усиления сверхкороткого импульса. Более детальное рассмотрение, планируемое в дальнейшем, будет учитывать 3D-эффекты, разброс параметров электронного сгустка, наличие в ЛСЭ фокусирующих электронных линз, неидеальность магнитного поля ондулятора и ряд других эффектов физики ЛСЭ.

## Список литературы

- [1] F. Krausz, M. Ivanov. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 163(2009). DOI: 10.1103/RevModPhys.81.163
- [2] A.K. Siskar, A. Ray, A. Chatterjee. *Phys. Rev. C*, **93**, 041604 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevC.93.041604
- [3] D. Jacquet, M. Morjean. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **63**, 155 (2009). DOI: 10.1016/j.pnpnp.2008.10.001
- [4] A.A. Andreev, K.Yu. Platonov, Yu.V. Rozhdestvenskii, F.F. Karpeshin, M.B. Trzhaskovskaya. *Quantum Electronics*, **40**, 349 (2010). DOI: 10.1070/QE2010v040n04ABEH014064
- [5] T.D. Arber, K. Bennett, C.S. Brady, A. Lawrence-Douglas, M.G. Ramsay, N.J. Sircombe, P. Gillies, R.G. Evans, H. Schmitz, A.R. Bell, C.P. Ridgers. *Plasma Phys. and Control. Fusion*, **57**, 113001 (2015). DOI: 10.1088/0741-3335/57/11/113001
- [6] A.A. Андреев, К.Ю. Платонов. *Опт. и спектр.*, **130**, 943 (2022). DOI: 10.21883/OS.2022.06.52638.2231-21
- [7] L.T. Campbell, B.W.J. McNeil. *Phys. of Plasmas*, **19**, 093119 (2012). DOI: 10.1063/1.4752743
- [8] K. Nakajima. *Nature Physics*, **4**, 92 (2008). DOI: 10.1038/nphys846
- [9] M. Fuchs, R. Weingartner, A. Popp. *Nature Physics*, **5**, 826 (2009). DOI: 10.1038/nphys1404
- [10] M. Galletti, D. Alesini, M.P. Anania. *Phys. Rev. Lett.*, **129**, 234801 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevLett.129.234801
- [11] C.H. Shim, Y.W. Parc, D.E. Kim. *9th International Particle Accelerator Conference IPAC2018* (JACoW Publishing, Vancouver, BC, Canada, 2018). DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2018-THPMK035
- [12] A.J. Gonsalves, K. Nakamura, J. Daniels, C. Benedetti, C. Pieronek, T.C.H. de Raadt, S. Steinke, J.H. Bin, S.S. Bulanov, J. van Tilborg, C.G.R. Geddes, C.B. Schroeder, Cs. Tóth, E. Esarey, K. Swanson, L. Fan-Chiang, G. Bagdasarov, N. Bobrova, V. Gasilov, G. Korn, P. Sasorov, W.P. Leemans. *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 084801 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.084801
- [13] Н.А. Винокуров, О.А. Шевченко. *УФН*, **188**, 2018493 (2018). DOI: 10.3367/UFN.2018.02.038311
- [14] Z. Lecz, A. Andreev, C. Kamperidis, N. Hafz. *New J. Phys.*, **23**, 043016 (2021). DOI: 10.1088/1367-2630/abfb8b