

01;04;12

Оптимизация толщины переходного слоя для генерации сверхкоротких сгустков электронов лазерным импульсом, воздействующим на полуограниченную плазму

© С.В. Кузнецов

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия
E-mail: svk-IVTAN@yandex.ru

Поступило в Редакцию 24 июня 2022 г.

В окончательной редакции 24 июня 2022 г.

Принято к публикации 29 июня 2022 г.

Получена аналитическая оценка диапазона значений толщины приграничного слоя плазмы, обеспечивающего генерацию сверхкоротких электронных сгустков при воздействии лазерного импульса на полуограниченную разреженную плазму.

Ключевые слова: лазерный импульс, сгусток электронов, генерация, инжекция.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.16.53202.19290

Исследование физических механизмов, приводящих к генерации сгустков электронов субфемтосекундной длительности, представляет большой интерес, поскольку на их основе могут быть разработаны инжекторы для моноэнергетического ускорения электронов в лазерно-плазменном ускорителе [1–5]; также такие сгустки могут быть использованы в ряде других приложений [6–8].

Один из таких механизмов был обнаружен при моделировании взаимодействия релятивистского лазерного импульса с разреженной полуограниченной плазмой [1]. Теоретический анализ [9–12] показал, что в основе процесса генерации аттосекундных сгустков электронов лежит явление опрокидывания кильватерной волны лазерного импульса, проходящего через переходный слой у границы раздела плазмы с вакуумом. В дальнейшем [3] путем численного моделирования было установлено, что длина электронного сгустка зависит от толщины переходного слоя и существует оптимальный диапазон ее значений, при котором генерируются сгустки наименьшей длины.

Целью данного исследования является дополнение результатов работы [3] теоретическим анализом, выявляющим оптимальный диапазон значений толщины переходного слоя для генерации сверхкоротких электронных сгустков и его зависимость от параметров плазмы и характеристик движения ее электронной компоненты.

Как и ранее [9–12], рассмотрим задачу, в которой на полуограниченную разреженную плазму, отделенную от вакуума переходным слоем, нормально к ее поверхности вдоль оси OZ падает лазерный импульс с несущей частотой много больше плазменной. Нулевая точка оси OZ располагается в начале плато плотности плазмы $n(z) = n_0$. В переходном слое ($z < 0$) плотность плазмы изменяется согласно зависимости $n(z) = n_0 \exp[-z^2/(\pi D^2)]$, где D — характерная толщина переходного слоя.

Лазерный импульс, проникая в плазму, смещает ее электроны в направлении своего распространения, а затем под действием силы разделения зарядов они движутся в обратном направлении. На этом этапе траектории электронов с плато плотности плазмы являются подобными и различаются лишь сдвигом по времени. Однако в дальнейшем те электроны, которые изначально находились вблизи начала плато плотности, попадают в переходный слой. Для таких электронов подобие траекторий нарушается. В работах [9,10] показано, что при движении электронов снова в направлении лазерного импульса нарушение подобия траекторий при определенных условиях приводит к их пересечению, опрокидыванию кильватерной волны и генерации сгустка электронов.

В случае короткого лазерного импульса, длина которого не превосходит амплитуды электронных осцилляций, электроны плазмы, изначально находящиеся на плато, выходят из-под воздействия лазерного импульса раньше, чем попадают в область переходного слоя. Это обстоятельство позволяет при исследовании процесса генерации электронного сгустка ограничиться изучением только свободного от воздействия лазерного импульса движения электронов, полагая известными их полную энергию осцилляций E_{os} , полученную от лазерного импульса, и сдвиг по времени между траекториями, задаваемый групповой скоростью лазерного импульса V_{gr} . В результате для электронов с плато плотности плазмы на некотором интервале времени, предшествующем моменту опрокидывания кильватерной волны, можно записать общее соотношение, описывающее траектории электронов плазмы $z(t)$ [12]:

$$ct = \frac{cz_0}{V_{gr}} + I(z, z_0, z_0) + cT_{ift}(z_0), \quad (1)$$

где z_0 — координата точки начального положения электрона на плато,

$$I(z_1, z_2, z_0) = \int_{z_1}^{z_2} dz' / \sqrt{1 - 1/F(z', z_0, E_{os})^2},$$

$$F(z', z_0, E_{os}) = \left(E_{os} - 4\pi e^2 \int_{z_0}^{z'} dz'' \int_{z_0}^{z''} n(z''') dz''' \right) / (mc^2),$$

$T_{lft}(z_0) = c^{-1} 2I(z_{bn}(z_0), z_0, z_0)$ — длительность интервала времени, необходимого электрону, чтобы совершить движение из своего центра осцилляции z_0 влево до крайнего левого положения $z_{bn}(z_0)$ и вернуться обратно. Величина $z_{bn}(z_0)$ является точкой поворота траектории электрона, и ее значение должно быть определено из уравнения

$$\sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2} + 4\pi e^2 \int_{z_0}^z dz' \int_{z_0}^{z'} n(z'') dz'' = E_{os}. \quad (2)$$

При интегрировании уравнения (1) константа интегрирования определяется из условия, что электрон, изначально находившийся на ребре плотности плазмы $z_0 = 0$ в момент времени $t = 0$, движется влево со скоростью $u = c \sqrt{1 - m^2 c^4 / E_{os}^2}$, зависящей от величины полной энергии плазменных осцилляторов E_{os} . Уравнение (1) является точным до начала процесса пересечения траекторий электронов и служит хорошим приближением, описывающим движение электронов в начале процесса генерации сгустка, пока его заряд мал и вызывает малое возмущение поля кильватерной волны.

Опрокидывание кильватерной волны и пересечение траекторий электронов определяется условием $dz/dz_0 = 0$, из которого следует

$$\frac{c}{u(z_{cr}, z_0)} = \frac{1}{\beta} + c \frac{\partial T_{lft}(z_0, E_{os})}{\partial z_0}, \quad (3)$$

где $u(z_{cr}, z_0)$ — скорость электрона, который имеет центр осцилляции в точке z_0 и в момент пересечения t_{cr} его траектории с траекторией соседнего электрона находится в точке z_{cr} , $\beta = V_{gr}/c$. Из соотношения (2) при условии $z_{cr} \geq 0$ для электронов с плато плотности плазмы определяется зависимость $z_{cr}(z_0)$:

$$z_{cr} = z_0 - k_p^{-1} \sqrt{2 \left[\frac{E_{os}}{mc^2} - 1 / \sqrt{1 - 1 / \left[\frac{1}{\beta} + c \frac{\partial T_{lft}(z_0, E_{os})}{\partial z_0} \right]^2} \right]^2}, \quad (4)$$

где $k_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / (mc^2)}$. На рис. 1 по расчетам работы [3] показан типичный пример зависимости $z_{cr}(z_0)$ для полуограниченной плазмы с переходным слоем.

Соотношение (1) с учетом (4) для каждого электрона, имеющего центр осцилляции в точке z_0 , определяет

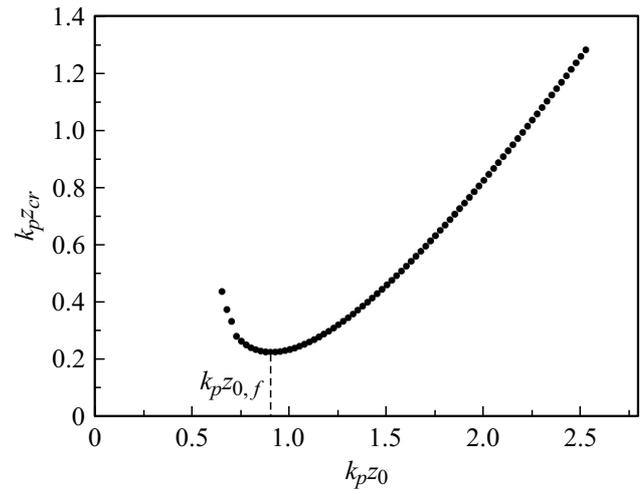


Рис. 1. Координата z_{cr} точки пересечения траектории электрона с траекторией соседнего с ним в зависимости от координаты центра осцилляции z_0 при значении полной энергии электронных колебаний $E_{os} = 7.8617mc^2$, возбужденных лазерным импульсом с групповой скоростью, соответствующей гамма-фактору $\gamma_{ph} = 1/\sqrt{1 - \beta^2} = 7$, толщина переходного слоя у границы плазмы $D = 30 \mu\text{m}$.

момент времени $t_{cr}(z_0)$, когда его траектория пересекается с траекторией соседнего электрона. Формирование электронного сгустка начинается с того электрона, для которого момент пересечения траекторий наступит раньше всех, т.е. центр осцилляции этого электрона определяется условием $dt_{cr}/dz_0 = 0$. Вычисляя, можно показать, что $dt_{cr}/dz_0 = [u(z_{cr}, z_0)]^{-1} dz_{cr}/dz_0$, т.е. координата центра осцилляции электрона $z_{0,f}$, с которого начинается опрокидывание кильватерной волны, определяется минимумом функции $z_{cr}(z_0)$, или уравнением $dz_{cr}/dz_0 = 0$. Из рис. 1 видно, что присутствие переходного слоя сдвигает координату $z_{0,f}$ ближе к границе плазмы в сравнении со случаем резкой границы [9,10], когда опрокидывание кильватерной волны начинается с электрона с $z_{0,f} = A_m$, где $A_m = \sqrt{(E_{os} - mc^2) / (2\pi e^2 n_0)}$ — амплитуда продольных осцилляций электрона на плато, равная $A_m = 3.7045k_p^{-1}$ при $E_{os} = 7.8617mc^2$. Для очень пологих профилей переходного слоя опрокидывание кильватерной волны, согласно работе [3], может произойти в переходном слое. В этом случае величина полной энергии осцилляции электронов E_{os} незначительно отличается от значения на плато, но для дальнейших оценок этим отличием будем пренебрегать.

Из результатов моделирования [3] известно, что вслед за самоинжекцией в кильватерное поле электрона с центром осцилляции $z_{0,f}$ происходит самоинжекция электронов из прилегающей к нему окрестности, которая постепенно расширяется по мере развития процесса генерации сгустка. Тогда из рис. 1 очевидно, что чем более пологой является зависимость $z_{cr}(z_0)$ в точке $z_{0,f}$, т.е. чем меньше будет величина $\alpha = k_p^{-1} d^2 z_{cr} / dz_{0,f}^2$, тем

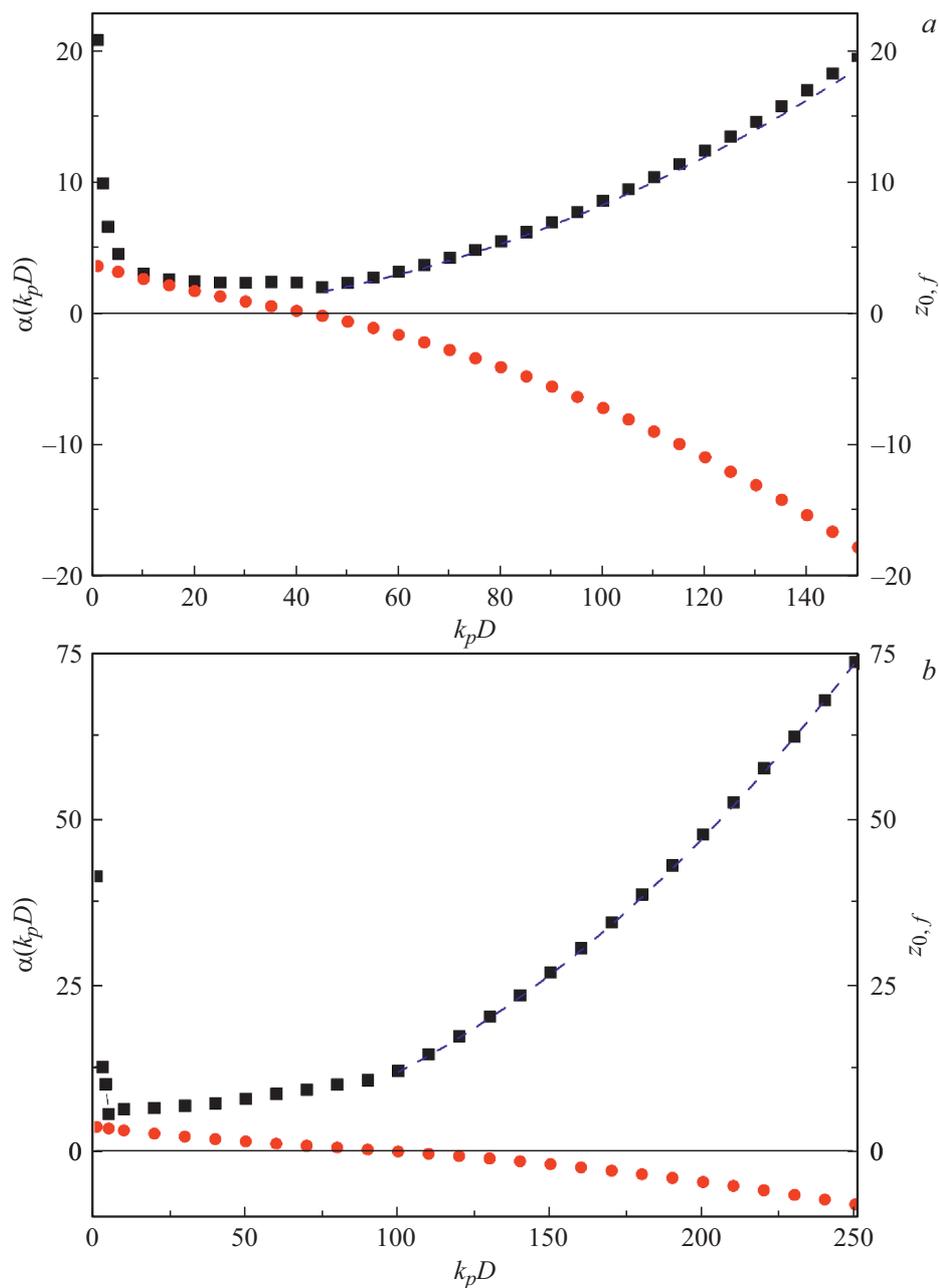


Рис. 2. Параметр α (квадраты) и координата центра осцилляции электрона, с которого начинается процесс генерации сгустка (кружки), в зависимости от толщины D переходного слоя для двух значений полной энергии осцилляции электронов ($\gamma_{ph} = 7$). $E_{os} = 7.8617mc^2$ (a) и $7.125mc^2$ (b). Штриховой линией показана аналитическая зависимость $\alpha(D)$ в случае, когда сгусток формируется из электронов переходного слоя ($z_{0,f} < 0$).

в меньшем интервале значений z_{cr} (т.е. более плотно по длине сгустка) будут располагаться формирующие его электроны, а сгусток будет более коротким. Будем в дальнейшем рассматривать параметр α в качестве индикатора длительности генерируемого электронного сгустка.

На рис. 2 по результатам исследования соотношения (4) показаны зависимости параметра α и значения координаты $z_{0,f}$ от толщины переходного слоя. Характер этих зависимостей позволяет оценочно вы-

делить диапазон значений толщины переходного слоя, наиболее благоприятных для формирования компактных электронных сгустков, и обосновать физический смысл его границ. Нижняя граница диапазона соответствует условию $D > A_m$, т.е. переходный слой не должен быть резким относительно масштаба продольных осцилляций электронов A_m . Верхняя граница диапазона, согласно данным рис. 2, a, b, соответствует такой толщине переходного слоя, при которой опрокидывание кильватерной волны начинается с электрона, изначаль-

но располагавшегося вблизи начала плато плотности плазмы: $z_{0,f} \approx 0$. Если опрокидывание кильватерной волны происходит в переходном слое ($z_{0,f} < 0$), то из формулы (4) следует представление зависимости $\alpha(D)$ в виде $\alpha(D) = [\pi k_p m^3 c^5 / E_{os}^3 T_{lft}(k_p A_m)] D^2$ (показана на рис. 2, *a*, *b* штриховой линией).

Используя этот результат, находим оценку для верхней границы диапазона значений толщины переходного слоя, в котором будут генерироваться сгустки наименьшей длины:

$$A_m < D < \sqrt{\frac{c A_m T_{lft}(k_p A_m)}{\pi \left[\beta^{-1} - \left(\sqrt{1 - m^2 c^4 / E_{os}^2} \right)^{-1} \right]}}. \quad (5)$$

В сравнении с тенденцией к увеличению длины сгустка за пределами диапазона (5) изменение длины генерируемых лазерным импульсом сгустков в пределах этого диапазона можно считать незначительным. Для оптимальной генерации электронных сгустков наименьшей длины следует подбирать параметры лазерного импульса и толщину переходного слоя таким образом, чтобы граница плазмы не была резкой относительно амплитуды продольных осцилляций и электронные сгустки формировались из электронов, изначально находившихся на плато плотности плазмы. Данный вывод согласуется с результатами численного моделирования работы [3].

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Госкорпорации „Росатом“ в рамках научного проекта № 20-21-00150.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] F.Y. Li, Z.M. Sheng, Y. Liu, J. Meyer-ter-Vehn, W.B. Mori, W. Lu, J. Zhang, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 135002 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.135002
- [2] M. Weikum, F. Li, R. Assmann, Z. Sheng, D. Jaroszynski, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **829**, 33 (2016). DOI: 10.1016/j.nima.2016.01.003
- [3] С.В. Кузнецов, *Квантовая электроника*, **50** (10), 929 (2020). [S.V. Kuznetsov, *Quantum Electron.*, **50** (10), 929 (2020). DOI: 10.1070/QEL17313].
- [4] J. Ferri, V. Horný, T. Fülöp, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **63** (4), 045019 (2021). DOI: 10.1088/1361-6587/abe
- [5] X.-L. Zhu, W.-Y. Liu, M. Chen, S.-M. Weng, F. He, R. Assmann, Z.-M. Sheng, J. Zhang, *Phys. Rev. Appl.*, **15** (4), 044039 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.044039
- [6] F. Krausz, M. Ivanov, *Rev. Mod. Phys.*, **81** (1), 163 (2009). DOI: 10.1103/RevModPhys.81.163
- [7] H.C. Wu, J. Meyer-ter-Vehn, *Nature Photon.*, **6**, 304 (2012). DOI: 10.1038/nphoton.2012.76

- [8] X.-L. Zhu, M. Chen, S.-M. Weng, T.-P. Yu, W.-M. Wang, F. He, Z.-M. Sheng, P. McKenna, D.A. Jaroszynski, J. Zhang, *Sci. Adv.*, **6** (22), eaaz7240 (2020). DOI: 10.1126/sciadv.aaz7240
- [9] С.В. Кузнецов, *ЖЭТФ*, **150** (2), 195 (2016). DOI: 10.7868/S0044451016080010 [S.V. Kuznetsov, *JETP*, **123** (2), 169 (2016). DOI: 10.1134/S1063776116070190].
- [10] С.В. Кузнецов, *Письма в ЖТФ*, **42** (14), 52 (2016). [S.V. Kuznetsov, *Tech. Phys. Lett.*, **42** (7), 740 (2016). DOI: 10.1134/S1063785016070221].
- [11] С.В. Кузнецов, *Квантовая электроника*, **48** (10), 945 (2018). [S.V. Kuznetsov, *Quantum Electron.*, **48** (10), 945 (2018). DOI: 10.1070/QEL16743].
- [12] С.В. Кузнецов, *Письма в ЖТФ*, **45** (13), 48 (2019). DOI: 10.21883/PJTF.2019.13.47959.17758 [S.V. Kuznetsov, *Tech. Phys. Lett.*, **45** (7), 683 (2019). DOI: 10.1134/S1063785019070071].