

Ультррелятивистские электроны при воздействии суб-петаваттных лазерных импульсов на плазму околоскритической плотности

В. С. Попов^{1,2}, М. Гырдымов³, О. Н. Розмей^{3,4}, Н. Е. Андреев^{1,2} и
В. Е. Фортон¹

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва
125412, Россия

² Московский физико-технический институт (государственный университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный 141701, Россия

³ Goethe University, Max-von-Laue-Str. 1, Frankfurt am Main 60438, Германия

⁴ GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Planckstr. 1, Darmstadt 64291,
Германия

E-mail: SlavaPopov1991@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 17 июля 2020 г.

Аннотация. В работе приведены результаты трехмерного PIC-моделирования эксперимента по генерации сильноточных узконаправленных релятивистских электронов при взаимодействии лазерного импульса петаваттного класса с мишенью из пены с околоскритической плотностью электронов. Ширина углового распределения вылетевших электронов, характерная температура спектра ускоренных электронов и их количество хорошо согласуются с данными, полученными в эксперименте. <https://doi.org/10.33849/2020105>

1. ВВЕДЕНИЕ

Сильноточные релятивистские электронные пучки, создаваемые с помощью интенсивных лазерных импульсов, являются перспективным инструментом для создания сверхкоротких ярких источников гамма-излучения и нейтронов с энергией МэВ-ного диапазона для диагностики вещества в экстремальных состояниях и приложений в лабораторной астрофизике и медицине [1–3]. Новые результаты в области лазерной генерации пучков электронов в диапазоне энергий до нескольких десятков МэВ при интенсивности лазера $\sim 10^{19}$ Вт/см² показывают, что такие электронные пучки могут быть получены с помощью уже существующих лазерных систем суб-петаваттного класса мощности [4, 5].

Создание сильноточных узконаправленных релятивистских электронных пучков стало возможно благодаря применению протяженных полимерных пен низкой плотности, позволяющих генерировать релятивистские электроны при взаимодействии интенсивного лазерного импульса с плазмой при плотности электронов, близкой к критической ($n_e \cong 10^{21}$ см⁻³). Высокое поглощение релятивистского лазерного импульса в плазме околоскритической плотности и эффективное прямое лазерное ускорение электронов в плазменном канале длиной менее 1 мм приводят к эффективному преобразованию энергии лазера в энергию релятивистских электронов.

В настоящей работе приведены результаты трехмерного PIC (“particle-in-cell”) моделирования процесса взаимодействия суб-петаваттного суб-пикосекундного лазерного импульса с многокомпонентной плазмой с околоскритической плотностью электронов. Параметры лазера и мишени соответствуют недавно проведенным экспериментам на установке PHELIX [5]. В результате моделирования определены угловые и энергетические распределения ускоренных электронов, вылетевших из мишени. Полученные спектры были сопоставлены с измерениями спектрометров, использованных в эксперименте, и продемонстрировали хорошее согласие с экспериментальными данными.

2. ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА НА УСТАНОВКЕ PHELIX

Эксперименты проводились на петаваттном лазере PHELIX в GSI Darmstadt Helmholtzzentrum [6] при максимальном наносекундном контрасте лазера $\geq 10^{11}$. Внешний вид мишенной камеры и фокусирующей системы показан на рисунке 1. S-поляризованный лазерный импульс с основной длиной волны 1.053 мкм, излучаемый лазером на Nd стекле, направляли на мишени под углом 5–7 градусов к нормали к мишени. Для фокусировки излучения использовалось неосевое фокусирующее параболическое зеркало, обеспечивающее пиковую интенсивность лазера $(1\text{--}2.5) \times 10^{19}$ Вт/см² ($a_L = 2.7\text{--}4.27$). Здесь a_L — безразмерный векторный потенциал, $a_L^2 = 0.73 I_{L,18} \lambda^2$, где $I_{L,18}$ — интенсивность лазерного излучения, нормированная на 10^{18} Вт/см², λ — длина волны лазера в мкм. Длительность лазерного импульса составляла 750 ± 250 фс.

Угловое распределение пучка ускоренных электронов в широком диапазоне углов измерялось с помощью сборки из трех цилиндрических пластин из нержавеющей стали толщиной 3 мм каждая. Цилиндрические пластины имели радиус кривизны 200 мм и были расположены на расстоянии 230 мм от положения мишени (рисунок 2). Угол наблюдения составлял $0^\circ \pm 50^\circ$ в горизонтальном направлении и $0^\circ \pm 15^\circ$ в вертикальном направлении, где 0° соответствует направлению распространения лазерного импульса. Горизонтальная щель шириной 4 мм, центрированная по высоте лазерного импульса, позволяла электронам распространяться в направлениях магнитных спектрометров, расположенных позади блока цилиндров. Изображающие пластины (IP) большой площади были помещены между первой и второй, а также второй и третьей цилиндрическими пластинами, чтобы отобразить пространственное распределение электронов с $E > 3$ МэВ и $E > 7.5$ МэВ соответственно.

В эксперименте [5] в качестве мишеней использовались полимерные пены ($C_{12}H_{16}O_8$) толщиной 300–500 мкм и средней объемной плотностью 2 мг/см³ [7].

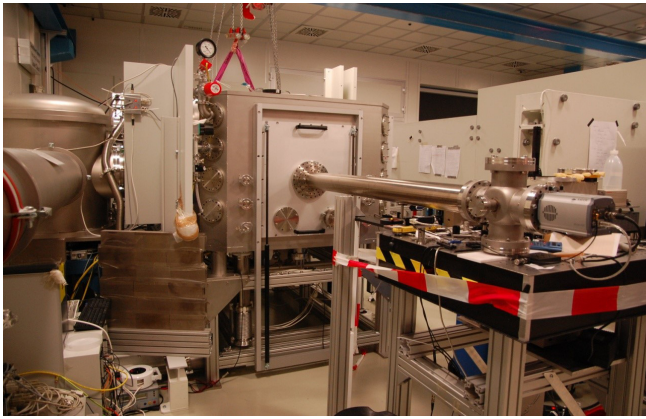


Рисунок 1. Внешний вид мишенной камеры (кубической формы в центре фотографии) и фокусирующей системы (цилиндрической формы слева).



Рисунок 2. Внутри мишенной камеры показано положение мишени, цилиндрической сборки для измерения углового распределения электронов и гамма-излучения, а также магнитные спектрометры, расположенные под разными углами для измерения энергетических спектров ускоренных электронов.

Вид внутри мишенной камеры с положением мишени, цилиндрической сборки для измерения распределения вылетевших электронов и гамма-излучения по углам, а также магнитные спектрометры показаны на рисунке 2. Плазма с околоритической плотностью электронов создавалась из пены по механизму сверхзвуковой ионизации [8], когда на мишень из полимерной пены посылался отдельный наносекундный импульс с фиксированными параметрами, предшествующий релятивистски-интенсивному главному импульсу. Задержка между максимумом наносекундного импульса и основным релятивистским импульсом была 2–3 нс. Требуемая интенсивность нс-импульса ($\approx 5 \times 10^{13}$ Вт/см²) была оценена в соответствии с [8] для достижения скорости волны ультразвуковой ионизации, распространяющейся в полимерной пене длиной 500 мкм, равной 250 мкм/нс. Созданная плазма имела электронную концентрацию $\cong 7 \times 10^{20}$ см⁻³ или $0.7 n_{cr}$ (критическая концентрация электронов $n_{cr} = m_e \omega_0^2 / (4\pi e^2)$, где e — заряд электрона, m — масса поко-

ящегося электрона; c — скорость света; ω_0 — лазерная частота).

Моделирование взаимодействия лазерного излучения с плазмой околоритической плотности электронов проводилось с помощью трехмерного полностью релятивистского PIC-кода VLPL [9] для параметров лазера и геометрии взаимодействия, использованных в эксперименте. В частности, интенсивность лазерного импульса с длиной волны $\lambda = 1$ мкм во времени и пространстве была аппроксимирована гауссовским распределением. Эллиптическая форма распределения интенсивности в фокальном пятне соответствовала измеренной в эксперименте с FWHM осями 11 мкм в вертикальном и 15 мкм в горизонтальном направлениях. Энергия лазерного импульса в FWHM фокального пятна составляла 17.5 Дж и FWHM длительность импульса — 700 фс, что отвечает интенсивности лазера 2.5×10^{19} Вт/см² при $a_L = 4.28$. Однородная плазма состояла из электронов с концентрацией $n_e = 0.65 n_{cr}$ и полностью ионизированных ионов углерода, водорода и кислорода. Моделирование учитывало тип иона и ионную фракцию в соответствии с химическим составом триацетатцеллюлозы C₁₂H₁₆O₈. Область моделирования имела размеры $350 \times 75 \times 75$ мкм³. Первые 10 и последние 15 мкм из общего пространства 350 мкм в направлении OX (направление распространения лазерного импульса) изначально были свободны от плазмы. Размеры вычислительной ячейки составляли 0.05 мкм вдоль оси OX и 0.5 мкм вдоль осей OY и OZ . Количество частиц на ячейку при моделировании составляло 4 для электронов и 1 для ионов каждого типа. Граничные условия были поглощающими для частиц и полей в каждом направлении.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ГЕНЕРАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Для рассматриваемых параметров лазера и мишени мощность лазерного импульса превышает критическую мощность для релятивистской самофокусировки $P_{cr} = 16.2 n_{cr} / n_e$ ГВт приблизительно на три порядка. Поэтому самофокусировка лазерного импульса развивается уже на начальном этапе взаимодействия с плазмой и приводит к росту интенсивности (безразмерная амплитуда лазерного поля растет от $eE_y / (m c \omega_0) = 4.28$ до пикового значения $eE_y / (m c \omega_0) \approx 14$) и почти полному выталкиванию электронов в поперечном по отношению к распространению импульса направлении. В результате образуется “ионный канал” с пониженной концентрацией электронов, который испытывает “изгибную” неустойчивость и филаментацию на поздних этапах распространения лазерного импульса [10]. На рисунке 3 показано распределение плотности электронов плазмы, нормированной на критическую плотность, в плоскостях XOY (плоскость поляризации лазерного импульса) и горизонтальной плоскости XOZ для момента времени $t = 1.2$ пс. Для этого рисунка, как и для всех приведенных ниже результатов моделирования, время отсчитывается от момента времени, когда максимум лазерного импульса находится на передней (левой) границе плазмы при $x = 10$ мкм.

Пондеромоторное выталкивание фоновых электронов плазмы из канала, вызванное релятивистским ла-

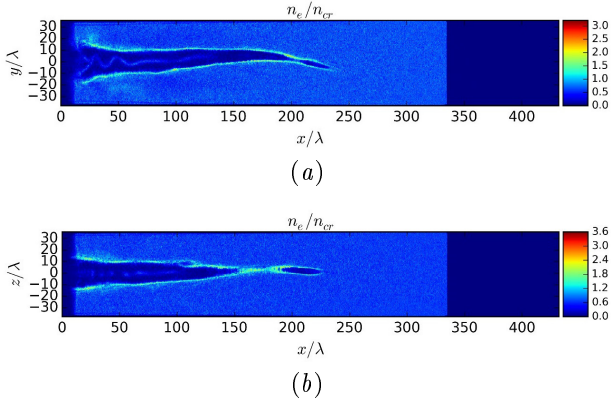


Рисунок 3. Плотность электронов плазмы, нормированная на критическую плотность, в плоскостях XY (a) и XZ (b) для момента времени $t = 1.1$ пс.

зерным импульсом, создает радиальное электростатическое поле, и в то же время ток ускоренных электронов генерирует азимутальное магнитное поле [10, 11]. В этом случае ускорение электронов происходит в присутствии сильных квазистатических электрических и магнитных полей, генерируемых в плазме. Структура квазистатических самогенерирующихся электрических и магнитных полей подробно анализировалась в работах [11–13] и в публикациях, рассматривающих параметры лазера PHELIX [4, 10]. В работе [4] показано, что плотность электронного тока в релятивистском плазменном канале достигает 10^{11} А/см², а квазистатическое азимутальное магнитное поле превышает 100 МГц. Электроны захватываются внутри плазменного канала и испытывают бетатронные колебания в комбинированных квазистатических полях канала. Бетатронные колебания электронов, движущихся вдоль канала, могут попасть в резонанс с Доплер-сдвинутой частотой лазерного импульса, что приводит к эффективной передаче энергии лазерного поля ускоряемому электрону. Такой механизм ускорения называется прямым лазерным ускорением (Direct Laser Acceleration — DLA) в плазменном канале, создаваемом релятивистским лазерным импульсом в плазме подкритической плотности [12].

Важной особенностью такого механизма ускорения является узкая направленность ускоренных электронов вдоль направления распространения лазерного импульса с углом расходимости пучка электронов, определяемым поперечным импульсом бетатронных колебаний электронов в плазменном канале. Полученное в численном моделировании угловое распределение ($dN/d\Omega$) всех электронов с $p_x > 0$ в горизонтальной плоскости XOZ , вылетевших из мишени в элемент телесного угла, с энергией выше 7 МэВ за время $t = 2.4$ пс приведено на рисунке 4(a) (угол 0° соответствует направлению распространения лазерного импульса, падающего на мишень). Смещение направления максимума ускоренных электронов на рисунке 4a коррелирует с небольшим отклонением направления каналирования лазерного импульса в горизонтальной плоскости на рисунке 3(b). Следует отметить, что искривление плазменного канала, возникающего под действием интенсивного лазерного импульса, носит стохастический характер и в реальном эксперименте непредсказуемо меняется в за-

висимости от малых изменений характеристик лазера и мишени.

На рисунке 4(b) показано угловое распределение электронов с энергией выше 7 МэВ, полученное в эксперименте с помощью спектрометров (красные квадраты) и с помощью сборки из цилиндрических стальных пластин (синяя кривая). Для выстрела, изображенного на рисунке 4(b), небольшое смещение направления вылета релятивистских электронов относительно 0° произошло в сторону, противоположную изображенной на рисунке 4(a), что отражает стохастическую динамику каналирования лазерного импульса в мишени. При этом основная часть суперпандеромоторных электронов ускоряется в направлении движения лазерного импульса и летит в узкий угол с полушириной порядка $\approx 10^\circ$. Измеренное угловое распределение согласуется с результатами моделирования (рисунок 4(a)). При этом некоторое уширение углового спектра релятивистских электронов, измеренного в эксперименте на расстояниях порядка 20 см от мишени цилиндрической сборкой и порядка 40 см — магнитными спектрометрами, может быть обусловлено условиями распространения в вакуумной камере пучка электронов, ток которых сравним с критическим током Альфвена.

Использование полностью трехмерного PIC-кода позволяет моделировать реальные условия эксперимента и получать абсолютные значения энергетических спектров, то есть число ускоренных электронов в любом заданном диапазоне энергий. На рисунке 5 приведен полученный в моделировании энергетический спектр всех электронов, вылетевших из мишени за время $t = 2.4$ пс. Характерная температура ультрарелятивистских электронов, определенная с помощью аппроксимации спектра максвелловским распределением (изображенным на рисунке 5 синей пунктирной линией) составляет $\cong 10$ МэВ. Так как и в эксперименте, и в PIC-моделировании большая часть ускоренных электронов летят вперед в узком угловом диапазоне (см. рисунок 5), характерную температуру вылетевших электронов на рисунке 5 можно сопоставить с характерной температурой энергетического распределения, полученной с помощью спектрометра, установленного в эксперименте [5] под углом 0° к оси распространения лазерного импульса. Измеренная в эксперименте под углом 0° эффективная температура (см. рисунок 4 в [5]) составляет 12 МэВ, что хорошо согласуется с указанным на рисунке 5 значением 10 МэВ.

Полное число ускоренных электронов с энергией $E > 7$ МэВ, которые представляют интерес для гамма-стимулирования ядерных реакций, согласно энергетическому спектру на рисунке 5, составляет $N_e = 1.2 \times 10^{12}$, что с учетом угловой ширины распространения ультрарелятивистских электронов (рисунок 5) дает $\cong 3.3 \times 10^{11}$ электронов в телесный угол $\cong 0.16$ ср. Это число хорошо согласуется с экспериментальным значением $(2 \pm 0.6) \times 10^{11}$, которое следует несколько скорректировать в сторону увеличения из-за потерь электронов на входе в коллиматор и особенностей калибровки IP для большого тока ускоренных электронов, полученного в этих экспериментах [5].

Величина тока суперпандеромоторных электронов с энергией $E > 3$ МэВ, распространяющихся в узкий конус с телесным углом $\cong 0.16$ ср, оказывается ≈ 100 кА,

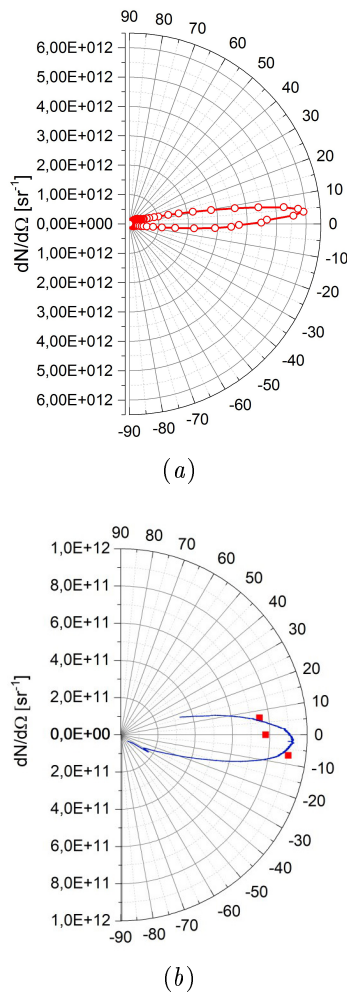


Рисунок 4. Угловое распределение ($dN/d\Omega$) электронов в горизонтальной плоскости XOZ , вылетевших из мишени в элемент телесного угла, с энергией $E > 7$ МэВ, полученное в РИС-моделировании (a) и в эксперименте (b) с помощью спектрометров (красные квадраты) и с помощью сборки из цилиндрических стальных пластин (синяя кривая).

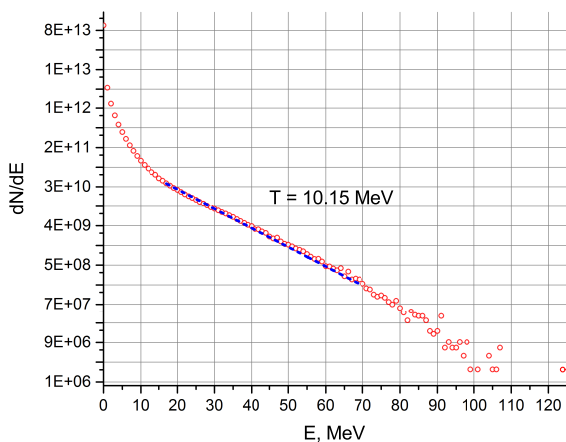


Рисунок 5. Полученный в моделировании спектр всех вылетевших электронов за время $t = 2.4$ пс. Аппроксимация спектра максвелловским распределением показана синей пунктирной линией.

что отвечает заряду ≈ 80 нК ($N_e \approx 5 \times 10^{11}$), вылетевшему из мишени за время взаимодействия ≈ 1 пс. Этот ток не превышает критический ток Альфвена $I_A = 17\gamma$ кА (где γ — релятивистский фактор электронов), что позволяет надежно регистрировать ускоренные электроны с такой и большей энергией в вакуумной камере на расстояниях в десятки сантиметров от мишени.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью полностью трехмерного РИС-кода для реальных параметров эксперимента проведено моделирование взаимодействия лазерного импульса петаваттного класса суб-пикосекундной длительности с плазмой околоскритической плотности, образованной в мишени из полимерной пены. Продемонстрирован процесс образования в мишени плазменного канала, создаваемого лазерным импульсом в результате его самофокусировки и пондеромоторного выталкивания электронов из области распространения лазерного излучения. Генерируемые в плазменном канале квазистатические электрические и магнитные поля обуславливают бетатронные колебания электронов, которые эффективно получают энергию в процессе прямого лазерного ускорения.

Полученные в результате моделирования характеристики сильнооточных узконаправленных пучков ультрарелятивистских электронов (ширина углового распределения, характерная температура спектра ускоренных электронов и их количество) хорошо согласуются с данными эксперимента. Новые экспериментальные результаты в области лазерной генерации пучков электронов в диапазоне энергий до нескольких десятков МэВ [5], подкрепленные полномасштабным моделированием, показывают, что такие электронные пучки могут быть получены с помощью уже существующих лазерных систем суб-петаваттного класса мощности и эффективно использоваться для создания ярких источников гамма-излучения и нейтронов с энергией МэВ-ного диапазона для диагностики вещества в экстремальных состояниях. В следующих работах авторы планируют провести более подробный анализ механизмов и особенностей ускорения электронов при прямом лазерном ускорении, в том числе проанализировать траектории отдельных ускоренных электронов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Проекта РФФИ № 20-21-00150 и Госкорпорации «Росатом».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ravasio A, Koenig M, Pape S, Benuzzi-Mounaix A, Park H S, Cecchetti C, Patel P, Schiavi A, Ozaki N, Mackinnon A, Loupias B, Batani D, Boehly T, Borghesi M, Dezulian R, Henry E, Notley M, Bandyopadhyay S, Clarke R and Vinci T 2008 *Physics of Plasmas* **15** 060701–060701
2. Li K, Borm B, Hug F, Khaghani D, Löher B, Savran D, Tahir N and Neumayer P 2014 *Laser and Particle Beams* **32** 631
3. Habs D and Koester U 2010 *Applied Physics B* **103** 501–519
4. Rosmej O N, Andreev N E, Zaehner S, Zahn N, Christ P, Borm B, Radon T, Sokolov A, Pugachev L P, Khaghani D et al 2019 *New Journal of Physics* **21**
5. Rosmej O N, Gyrdymov M, Günther M M, Andreev N E, Tavana P, Neumayer P, Zähler S, Zahn N, Popov V S,

- Borisenko N G, Kantsyrev A, Skobliakov A, Panyushkin V, Bogdanov A, Consoli F, Shen X F and Pukhov A 2020 High current well-directed beams of super-ponderomotive electrons for laser driven nuclear physics applications arXiv:<https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/2005/2005.14560.pdf>
6. Bagnoud V, Aurand B, Blazevic A, Borneis S, Bruske C, Ecker B, Eisenbarth U, Fils J, Frank, Gaul E, Goette S, Haefner C, Hahn T, Michel K, Heuck H M, Hochhaus D, Hoffmann D, Javorková D, Kluge J and Witte K 2010 *Appl Phys B* **100** 137–150
7. Borisenko N G, Khalenkov A M, Kmetik V, Limpouch J, Merkuliev Y A and Pimenov V G 2007 *Fusion Science and Technology* **51** 655–664 (Preprint <https://doi.org/10.13182/FST07-A1460>)
8. Gus'kov S, Limpouch J and Nicolaï P 2011 *Physics of Plasmas* **18** 103114–103114
9. Pukhov A 1999 *Journal of Plasma Physics* **61** 425 – 433
10. Pugachev L, Andreev N, Levashov P and Rosmej O 2016 *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **829** 88–93
11. Willingale L, Arefiev A, Williams J, Chen H, Dollar F, Hazi A, Maksimchuk A, Manuel M, Marley E, Nazarov W, Zhao Z and Zulick C 2018 *New Journal of Physics* **20** 093024
12. Pukhov A, Sheng Z M and Meyer-ter Vehn J 1999 *Physics of Plasmas* **6** 2847–2854
13. Arefiev A, Khudik V, Robinson A, Shvets G, Willingale L and Schollmeier M 2016 *Physics of Plasmas* **23** 056704