

Влияние профиля плотности плазмы и фокусировки на свойства пучков ускоренных электронов при взаимодействии петаваттных лазерных импульсов с плазмой околокритической плотности

В. С. Попов¹ и Н. Е. Андреев^{1,2}

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

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

E-mail: SlavaPopov1991@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 23 июня 2025 г.

Аннотация. В работе проведено численное моделирование воздействия релятивистски-интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с параметрами, характерными для установки PEARL, на протяженные плазменные мишени околокритической плотности различной конфигурации. Исследовались зависимости энергетических и угловых спектров электронов, ускоренных в режиме прямого лазерного ускорения, от параметров плазменной мишени, и от фокусировки лазерного импульса на мишень.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одна из возможностей создания эффективных источников высокоэнергетических электронов и излучения заключается в использовании релятивистского лазерного взаимодействия с плазмой докритического и околокритического уровней плотности (NCD — Near Critical Density) [1–11]. Взаимодействие лазерного излучения с плазмой называется релятивистским, а соответствующий лазерный импульс — релятивистски-интенсивным, когда кинетическая энергия осцилляций электрона в поле лазерного импульса превышает энергию покоя электрона. Для лазерного излучения с длиной волны $\simeq 1$ мкм, соответствующая пороговая интенсивность $\simeq 10^{18}$ Вт/см². Проведенные к настоящему времени эксперименты и полномасштабное 3D-PIC-моделирование (PIC — Particle In Cell (метод частиц в ячейке)) взаимодействия релятивистски-интенсивных лазерных импульсов пикосекундной и фемтосекундной длительности с протяженной плазмой околокритической плотности [9–11] показали высокую эффективность ускорения электронов в режиме прямого лазерного ускорения (DLA — Direct Laser Acceleration). В настоящее время на фемтосекундной установке петаваттного класса PEARL (фемтосекундный лазерный комплекс, созданный в ИПФ РАН) [12] планируются эксперименты по ускорению электронов в режиме DLA в плазме NCD с целью оптимизации параметров лазерно-ускоренных релятивистских электронов для создания эффективных источников рентгеновского излучения [11].

Ниже приведены результаты полномасштабного 3D-PIC-моделирования взаимодействия релятивистски-интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с параметрами, типичными для экспериментов на установке PEARL [11], для различных параметров протяженной плазменной мишени околокритической плотности. Обсуждаются зависимости энергетических характеристик электронов, ускоренных в режиме DLA, от параметров плазменной мишени, создаваемой специально подобранным пикосекундным лазерным импульсом, и от фокусировки лазерного импульса на мишень.

2. ПАРАМЕТРЫ 3D-PIC-МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПЛАЗМОЙ ОКОЛОКРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ

Моделирование взаимодействия лазерного излучения с плазмой околокритической плотности электронов проводилось с помощью трехмерного полностью релятивистского PIC-кода VLPL (полномасштабный трехмерный PIC-код для моделирования релятивистской плазмы при взаимодействии с лазерными импульсами и пучками заряженных частиц, разработанный А. Пуховым [13]). Параметры фемтосекундного лазерного импульса и геометрия взаимодействия, отвечают диапазону параметров на установке PEARL [11]. В частности, для энергии в импульсе 10.2 Дж, сфокусированная энергия в центральном FWHM-пятне (Full Width at Half Maximum — круглая область с диаметром, равным диаметру фокального пятна по поперечной интенсивности D_{FWHM}) равна $E_{\text{FWHM}} = 3.1$ Дж. В предположении гауссового распределения интенсивности лазерного импульса по времени и радиальной координате, при диаметре $D_{\text{FWHM}} = 4.42$ мкм и длительности импульса $\tau_{\text{FWHM}} = 59$ фс пиковая интенсивность $I_0 = 4.46 \times 10^{20}$ Вт/см² и безразмерная амплитуда лазерного импульса $a_0 = eE_y/(mc\omega_L) = 16.43$, где m и e — масса покоящегося электрона и его заряд, E_y и ω_L — напряженность электрического поля и частота лазерного излучения, c — скорость света. Пиковая интенсивность сфокусированного гауссова лазерного импульса определяется формулой $I_0 = E_{\text{FWHM}}/(0.77\pi R_{\text{FWHM}}^2 \tau_{\text{FWHM}})$, где I_0 измеряется в Вт/см², E_{FWHM} — в джоулях, $R_{\text{FWHM}} = D_{\text{FWHM}}/2$ — в сантиметрах, τ_{FWHM} — в секундах.

Плазменная мишень состояла из полностью ионизированных ионов углерода, водорода и кислорода, а также электронов. Моделирование учитывало тип иона и ионную фракцию в соответствии с химическим составом триацетата целлюлозы C₁₂H₁₆O₈ с плотностью 3 мг/см³. Начальная концентрация электронов плазмы $n_{0e} = 0.95n_{cr}$, критическая концентрация

$n_{cr} = m\omega_L^2 / (4\pi e^2)$. Для установки PEARL с длиной волны лазерного излучения $\lambda = 0.91$ мкм, критическая концентрация электронов составляет 1.3×10^{21} см $^{-3}$.

В зависимости от параметров наносекундного импульса, создающего плазму, его интенсивности, длительности и времени до прихода основного фемтосекундного импульса, начальное пространственное распределение плотности плазмы может существенно меняться в процессе разлета за время в несколько наносекунд до прихода фемтосекундного импульса (см. рисунки 4, 5 и их описание в [14]). Поэтому моделирование проведено для различных начальных пространственных распределений плотности плазмы мишени. Максимальная начальная концентрация электронов плазменной мишени составляла $0.95n_{cr}$. Количество частиц на ячейку при моделировании составляло 4 для электронов и 1 для ионов каждого типа. Размер вычислительной ячейки вдоль оси ОХ (направление распространения лазерного импульса) составлял 0.05–0.1 мкм, а вдоль осей ОУ (направление поляризации лазерного импульса) и ОZ размеры выбирались от 0.05 мкм до 0.2 мкм в зависимости от условий фокусировки излучения. Граничные условия были поглощающими для частиц и полей в каждом направлении. Размеры вычислительной области выбирались в зависимости от параметров лазерного излучения и мишени. Длина области моделирования вдоль оси ОХ варьировалась от 200 до 800 мкм, а поперечные размеры от 35 до 120 мкм.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В РЕЖИМЕ DLA ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ПРОТЯЖЕННЫХ МИШЕНЯХ ОКОЛОКРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ

Ниже приведены результаты моделирования для описанных выше параметров лазерного импульса на установке PEARL ($D_{FWHM} = 4.42$ мкм, $\tau_{FWHM} = 59$ фс, $I_0 = 4.46 \times 10^{20}$ Вт/см 2 , $a_0 = 16.43$), при различных начальных пространственных распределениях плотности плазмы мишени.

3.1. Расчет 1. Фокусировка на переднюю границу однородной плазмы

Лазерный импульс был сфокусирован на переднюю границу слоя однородной плазмы толщиной 325 мкм с концентрацией электронов $n_{0e} = 0.95n_{cr}$. На рисунке 1 показано распределение концентрации электронов n_e (нормированной на критическую плотность n_{cr}) для трех моментов времени, отвечающих $ct = 60$, 160 и 260 мкм (c — скорость света, $t = 0$ соответствует моменту времени, когда максимум лазерного импульса находится на передней границе мишени) в плоскостях (x, y) и (x, z) , ОХ — направление распространения лазерного импульса, ОУ — направление его поляризации. Этот рисунок отчетливо демонстрирует процессы самофокусировки, филаментации и бифуркации интенсивного лазерного импульса по мере его распространения и образования плазменного канала.

На рисунке 2 показано угловое распределение вылетевших из мишени электронов $dN/d\Omega$ в элемент телесного угла $d\Omega = d\varphi \sin\theta d\theta$ с энергией $E > 7.5$ МэВ в на-

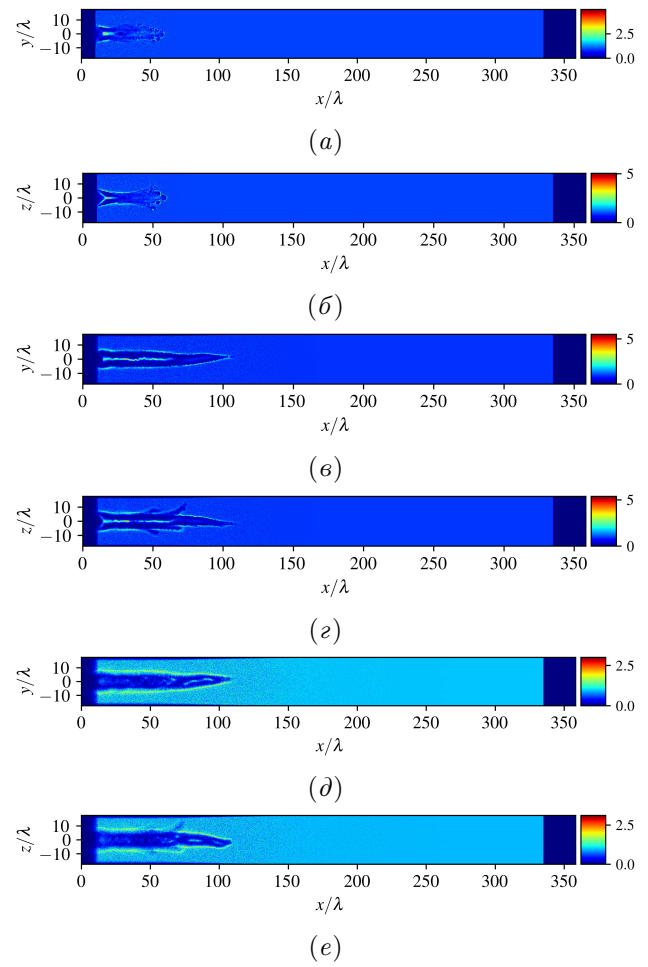


Рисунок 1. Распределение концентрации электронов n_e (нормированной на критическую n_{cr}) в плоскостях XY и XZ в моменты времени $ct = 60$ мкм (а,б), $ct = 160$ мкм (в,г) и $ct = 260$ мкм (д,е).

правлении распространения лазерного импульса (поляризованная ось ОХ, полярный угол θ , азимутальный угол φ отсчитывается от оси ОУ). Характерное распределение вылетевших электронов в плоскости поляризации лазерного импульса ($\varphi = 0, 180$ градусов) указывает на определяющую роль DLA [6, 11].

Спектр ультрарелятивистских электронов, вылетевших из мишени в направлении распространения лазерного импульса, приведен на рисунке 3. Как видно на этом рисунке, полученный в PIC-моделировании спектр ультрарелятивистских электронов в области энергий, превышающих 10 МэВ, может быть с хорошей точностью аппроксимирован двухтемпературным экспоненциальным распределением с эффективными температурами $T_h = 10.4$ МэВ и $T_c = 1.3$ МэВ.

3.2. Расчет 2. Фокусировка внутрь однородной плазмы

В приведенных ниже результатах PIC-расчета лазерный импульс (с теми же, как и раньше, параметрами) был сфокусирован внутрь однородной плазмы ($x = 172.5$ мкм) с концентрацией $n_{0e} = 0.95n_{cr}$. Размеры расчетной области составляли $L_x \times L_y \times L_z = 200 \times 51 \times 51$ мкм, размеры ячеек — $dx \times dy \times dz = 0.1 \times 0.075 \times 0.075$ мкм. Рисунок 4 демонстрирует, что

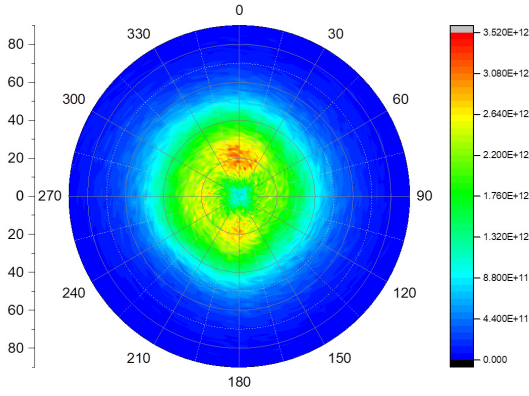


Рисунок 2. Угловое распределение вылетевших из мишени электронов $dN/d\Omega$ в элемент телесного угла $d\Omega = d\varphi \sin \theta d\theta$ с энергией $E > 7.5$ МэВ и $p_x > 0$ для момента времени $ct = 760$ мкм. Вертикальная ось $[0-90]$ градусов — полярный угол θ , азимутальный угол φ $[0-360]$ градусов (вдоль окружности), цветовая шкала — $dN/d\Omega$ рад $^{-1}$.

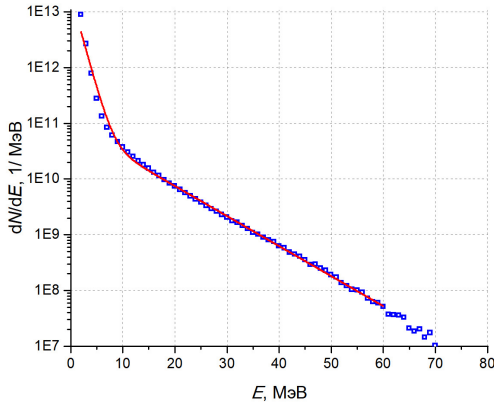


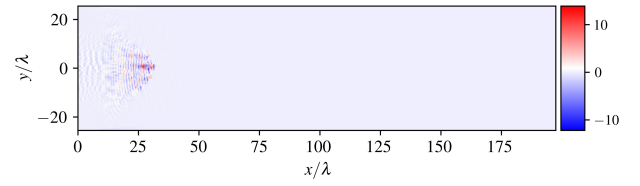
Рисунок 3. Энергетический спектр лазерно-ускоренных электронов. Сплошная (красная) кривая — двухтемпературная аппроксимация с $T_h = 8.1$ МэВ и $T_c = 1.3$ МэВ, точки — полученный в PIC-моделировании спектр электронов, вылетевших из мишени в направлении распространения лазерного импульса с $p_x > 0$ ($ct = 760$ мкм).

за короткое время почти на самой границе плазмы лазерный импульс быстро фокусируется и поглощается.

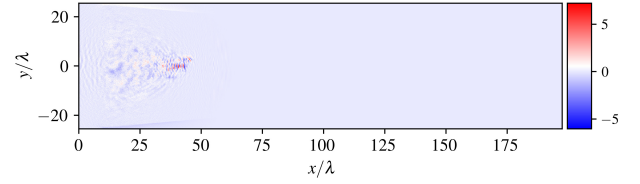
При этом направленного ускорения электронов до высоких энергий не происходит (см. рисунки 5 и 6), а эффективная температура вылетевших электронов не превышает 2 МэВ.

3.3. Расчет 3. Фокусировка внутри разлетевшейся плазмы

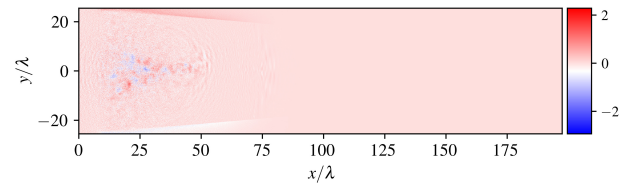
Чтобы учесть разлет плазмы навстречу лазерному импульсу до начала взаимодействия основного фемтосекундного релятивистски-интенсивного лазерного импульса с плазмой, начальная концентрация электронов (вместе с концентрацией нейтрализующих ионов) была неоднородной (отвечающей предварительным расчетам воздействия наносекундного импульса на пену). На рисунке 7 показано пространственное распределение на-



(a)



(б)



(в)

Рисунок 4. Распределение электрического поля E_y (в основном, лазерного) в плоскости XY в моменты времени $ct = 35, 60$ и 85 мкм — (a), (б) и (в) соответственно.

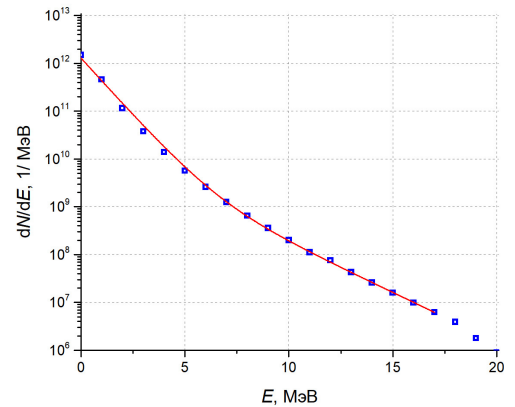


Рисунок 5. Спектр вылетевших электронов в расчете с однородной плазмой и фокусировкой в центр мишени. Сплошная (красная) кривая — двухтемпературная аппроксимация с $T_1 = 2.1$ МэВ и $T_2 = 0.9$ МэВ, точки — полученный в PIC-моделировании спектр электронов, вылетевших из мишени в направлении распространения лазерного импульса с $p_x > 0$ ($ct = 185$ мкм).

чальной концентрации электронов. Положение фокуса (фокальной плоскости) лазерного импульса по оси OX (направление распространения импульса) находится на расстоянии 172.5 мкм от начала мишени (рисунок 7).

Динамика распространения сфокусированного лазерного импульса в неоднородной плазме мишени показана на рисунке 8.

Угловое распределение электронов, вылетевших из мишени с энергией $E > 7.5$ МэВ в направлении распространения лазерного импульса (полярная ось OX ,

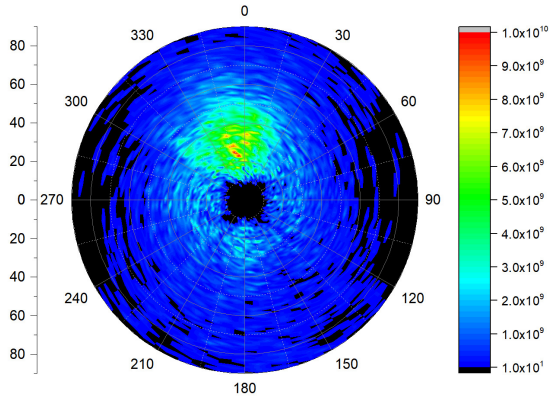


Рисунок 6. Угловое распределение вылетевших из мишени электронов $dN/d\Omega$ в элемент телесного угла $d\Omega = d\varphi \sin \theta d\theta$ с энергией $E > 7.5$ МэВ и $p_x > 0$ для момента времени $ct = 185$ мкм в расчете с однородной плазмой и фокусировкой в центр мишени. Определение и единицы измерения углов — см. рисунок 2.

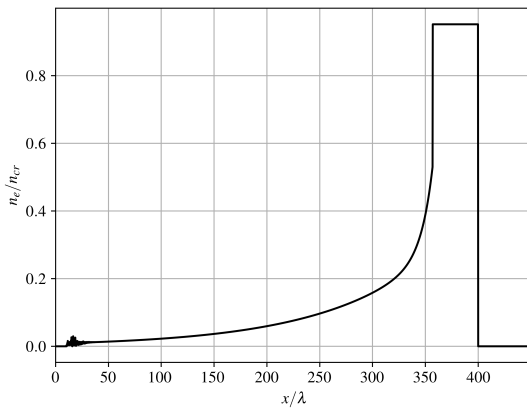


Рисунок 7. Пространственное распределение начальной концентрации электронов по оси ОХ при фокусировке лазерного импульса на расстоянии 172.5 мкм от начала мишени.

азимутальный угол отсчитывается от оси ОУ), показано на рисунке 9.

Два наиболее ярких пятна в угловом распределении в вертикальной плоскости (плоскость поляризации лазерного импульса) указывают на определяющую роль прямого лазерного ускорения (DLA) [6, 11] в генерации ультрарелятивистских электронов. Спектр ультрарелятивистских электронов, вылетевших из мишени в направлении распространения лазерного импульса, приведен на рисунке 10 (расчет 3) вместе с приведенными раньше (рисунки 3 и 5) спектрами для расчетов 1 и 2. Полученный в PIC-моделировании спектр ультрарелятивистских электронов для расчета 3 в области энергий от 20 до 60 МэВ может быть аппроксимирован экспоненциальным распределением с эффективной температурой $T_h = 16.2$ МэВ, а для энергий, превышающих 60 МэВ, $T_h \simeq 12$ МэВ.

Приведенные на рисунке 10 спектры ускоренных электронов указывают на определяющую роль как про-

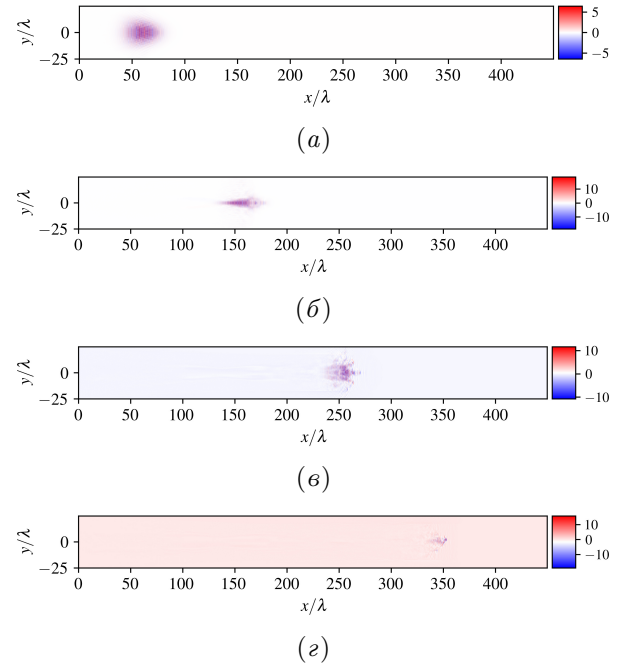


Рисунок 8. Нормированная напряженность лазерного импульса при распространении в неоднородной плазме мишени в моменты времени $ct = 60$ мкм (а), $ct = 160$ мкм (б), $ct = 260$ мкм (в) и $ct = 360$ мкм (г).

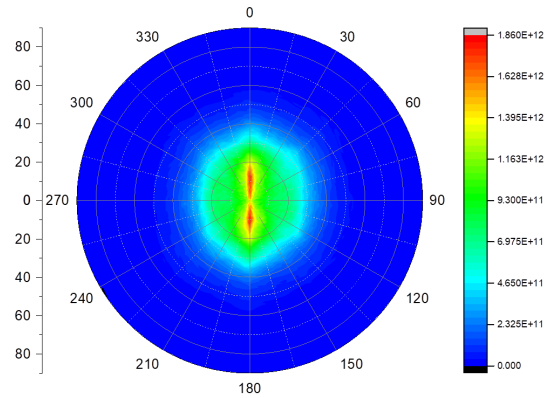


Рисунок 9. Угловое распределение вылетевших электронов с $p_x > 0$ и $E > 7.5$ МэВ для момента времени $ct = 660$ мкм. Определение и единицы измерения углов — см. рисунок 2.

филя плотности плазмы мишени, так и условий фокусировки лазерного импульса на мишень. Наличие области разреженной плазмы в NCD-мишени и фокусировка лазерного импульса в область нарастающей плотности плазмы (рисунк 7) приводит к устойчивому каналированию распространения сфокусированного лазерного импульса (рисунк 8) и эффективному ускорению электронов в режиме DLA (рисунк 9) до энергий, превышающих 100 МэВ (рисунк 10, расчет 3). При этом эффективная температура ускоренных электронов в области энергий от 20 до 60 МэВ в два раза превышает соответствующую температуру $T_h = 8$ МэВ при фокусировке лазерного импульса на резкую границу NCD мишени (рисунк 3). В случае же фокусировки лазерного импульса внутрь однородной мишени с резкой границей

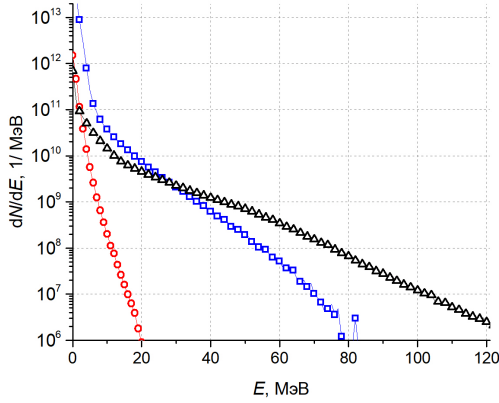


Рисунок 10. Спектры электронов, вылетевших из мишени в направлении распространения лазерного импульса с $p_x > 0$ в расчетах 1 (синие квадраты), 2 (красные круги) и 3 (черные треугольники).

(рисунки 4, 5, 6) не происходит каналированное распространение лазерного импульса и направленное ускорение электронов до высоких энергий (рисунки 5, 6 и 10, расчет 2).

Полученные результаты демонстрируют возможность существенного увеличения энергии ускоренных электронов при фокусировке лазерного импульса внутри плазменной мишени с нарастающим профилем плотности, и целиком согласуются с результатами работ ([15, 16]). Для оптимизации процесса генерации высокоэнергетических электронов с целью создания эффективных источников рентгеновского излучения, необходимо иметь более детальную информацию о плазменной мишени к моменту прихода основного импульса. К сожалению, в настоящее время как экспериментальные данные, так и достаточно детальные расчеты первоначальных параметров плазменной мишени отсутствуют, хотя основные характеристики плазмы, образованной в результате воздействия наносекундного импуль-

са на низкоплотную мишень из пены исследованы [14]. Тем не менее, приведенные результаты численного моделирования для типичных параметров лазерного комплекса PEARL демонстрируют высокую эффективность прямого лазерного ускорения электронов в протяженных мишенях околоскритической плотности, которые являются основой для создания высокоэффективных источников рентгеновского излучения.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00270-26-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pukhov A 2002 *Reports on Progress in Physics* **66** 47
2. Willingale L, Nilson P, Thomas A, Bulanov S, Maksimchuk A, Nazarov W, Sangster T, Stoeckl C and Krushelnick K 2011 *Physics of Plasmas* **18** 056706–056706
3. Willingale L et al 2013 *New Journal of Physics* **15** 025023
4. Toncian T et al 2015 *Matter and Radiation at Extremes* **1** 82–87
5. Willingale L et al 2018 *New Journal of Physics* **20** 093024
6. Pukhov A, Sheng Z M and Meyer-ter Vehn J 1999 *Physics of Plasmas* **6** 2847–2854
7. Arefiev A, Khudik V, Robinson A, Shvets G, Willingale L and Schollmeier M 2016 *Physics of Plasmas* **23** 056704
8. Khudik V, Arefiev A, Zhang X and Shvets G 2016 *Physics of Plasmas* **23** 103108
9. Rosmej O et al 2019 *New Journal of Physics* **21** 043044
10. Rosmej O N et al 2020 *Plasma Physics and Controlled Fusion* **62** 115024
11. Андреев Н Е, Попов В С, Розмей О Н, Кузьмин А А, Шайкин А А, Хазанов Е А, Котов А В, Борисенко Н Г, Стародубцев М В и Соловьев А А 2021 *Квантовая электроника* **51**(11) 1019–25
12. Lozhkarev V et al 2007 *Laser Physics Letters* **4** 421–427
13. Pukhov A 1999 *Journal of Plasma Physics* **61** 425–433
14. Rosmej O et al 2025 *High Power Laser Science and Engineering* **13** e3
15. Сафронов К В и др. 2025 *Письма в ЖЭТФ* **121** 562–571
16. Babjak R, Martinez B, Krus M and Vranic M 2024 *New Journal of Physics* **26** 093002