

УДК 537.533.9:537.87:539.17:539.1.03

## ИНТЕНСИВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ И НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ СИЛЬНОТОЧНЫХ ПУЧКОВ СУПЕРПОНДЕРОМОТОРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2023 г. Н. Е. Андреев<sup>a, b, \*</sup>, И. Р. Умаров<sup>a, b</sup>, В. С. Попов<sup>a, b</sup>

<sup>a</sup>Объединенный институт высоких температур РАН,  
Москва, 125412 Россия

<sup>b</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет),  
Долгопрудный, Московская область, 141701 Россия

\*e-mail: andreev@ras.ru

Поступила в редакцию 24.11.2022 г.

После доработки 10.01.2023 г.

Принята к публикации 10.01.2023 г.

Интенсивные пучки фотонов и нейтронов в МэВ-ном диапазоне энергии являются эффективными инструментами во многих областях исследований, таких как диагностика вещества в экстремальных состояниях, ядерная физика и материаловедение, а также в медицинских и биофизических приложениях. Представлена концепция создания эффективных источников  $\gamma$ -излучения и нейтронов, основанная на генерации релятивистских электронов в режиме прямого лазерного ускорения при взаимодействиях лазерного импульса с интенсивностью  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> с протяженной плазмой с плотностью, близкой к критической.

**Ключевые слова:** лазерно-плазменное взаимодействие, плазма с околоскритической концентрацией электронов, прямое лазерное ускорение электронов, эффективные источники  $\gamma$ -излучения и нейтронов.

**DOI:** 10.31857/S1028096023070026, **EDN:** TDUUTJ

### ВВЕДЕНИЕ

Лазерные источники релятивистских электронов являются эффективным инструментом для генерации  $\gamma$ -излучения МэВ-ного диапазона [1–4] и нейтронов [5, 6]. В случае хорошо направленных сильноточных пучков релятивистских электронов можно достичь экстремально высокой интенсивности таких источников [7] и использовать их в радиографии [8, 9], ядерной физике [10], для производства радиоизотопов [11, 12] и других приложений.

Достигнутый в последние десятилетия существенный прогресс в изучении механизмов и реализации ускорения электронов до релятивистских энергий с помощью интенсивных импульсов лазерного излучения открывает возможность создания интенсивных источников рентгеновского излучения. Важными для создания таких источников характеристиками пучков ускоренных электронов является их энергетическое распределение, направленность и суммарный заряд. Одна из возможностей увеличения заряда электронного пучка (выше нескольких десятков нанокулон) при сохранении энергии электронов на уровне от десятков до сотен МэВ заключается

в использовании преимущества релятивистского лазерного взаимодействия с плазмой околоскритической плотности [13–23]: критическая концентрация электронов  $n_{cr} = m\omega_0^2 / (4\pi e^2)$ , где  $m$ ,  $e$  и  $\omega_0$  – масса, заряд электронов и частота лазерного излучения. Квазиоднородную протяженную плазму субмиллиметровой длины с околоскритической концентрацией электронов можно создавать, воздействуя на полимерный аэрогель низкой плотности отдельным наносекундным лазерным импульсом с энергией порядка 1 Дж и интенсивностью около  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> [21, 22]. Кроме того, гидродинамически стабильная плазма с околоскритической концентрацией электронов может быть получена при облучении слоя аэрогеля толщиной около 1 мм мягким рентгеновским излучением [24].

Проведенные к настоящему времени эксперименты и полномасштабное 3D PIC-моделирование (метод частиц в ячейках – Particle-in-Cell, PiC) взаимодействия релятивистски интенсивных лазерных импульсов пикосекундной и фемтосекундной длительности с протяженной плазмой околоскритической плотности [17–23] показали высокую эффективность прямого лазерного

ускорения электронов (Direct Laser Acceleration – DLA) [16]. В отличие от процесса кильватерного ускорения в плазменной волне (Laser Wake Field Acceleration – LWFA) [25], в котором генерируются квазимоноэнергетические сгустки электронов с относительно небольшим зарядом (десять–сотни пикокулон) и энергией сотни и тысячи МэВ [26], в режиме DLA электроны ускоряются не до сверхвысоких энергий, характеризуются больцмановским распределением и несут мегаамперные токи. Эффективная температура этих электронов может более чем на порядок превышать пондеромоторный потенциал, а максимальная энергия достигать 100–200 МэВ при заряде в несколько сотен нанокулон в случае энергии, превышающей 7 МэВ [21–23].

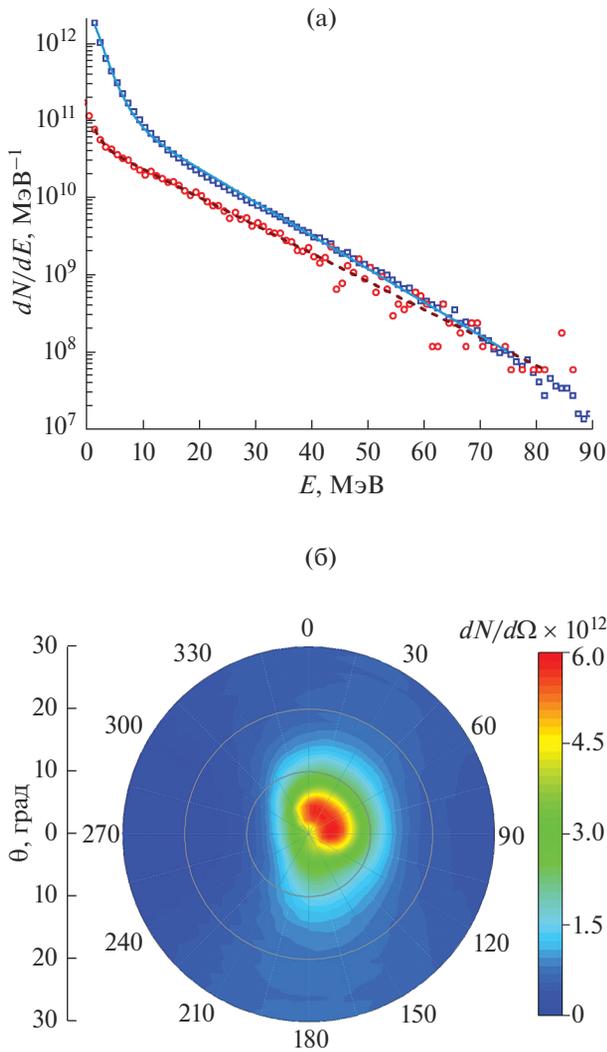
Для параметров лазерного импульса и плазмы, используемых в режиме DLA, мощность лазерного импульса превышает критическую мощность релятивистской самофокусировки  $P_{cr} = 16.2n_{cr}/n_e$  ГВт на два–три порядка. Поэтому самофокусировка лазерного импульса развивается уже на начальном этапе взаимодействия с плазмой и приводит к росту интенсивности и выталкиванию электронов в поперечном по отношению к распространению импульса направлении. В результате образуется “ионный канал” с пониженной концентрацией электронов, в котором лазерный импульс испытывает “изгибную” неустойчивость и филаментацию на поздних этапах распространения [20]. Пондеромоторное выталкивание фоновых электронов плазмы из канала, вызванное релятивистским лазерным импульсом, создает радиальное электростатическое поле, и в то же время ток ускоренных электронов генерирует азимутальное магнитное поле [16–21]. В этом случае ускорение электронов происходит в присутствии сильных квазистатических электрических и магнитных полей, генерируемых в плазме. Электроны захватываются внутри плазменного канала и испытывают бетатронные колебания в комбинированных квазистатических полях канала. Бетатронные колебания электронов, движущихся вдоль канала, могут попасть в резонанс со сдвинутой вследствие эффекта Доплера частотой лазерного импульса, что приводит к эффективной передаче энергии лазерного поля ускоряемым электронам [16–23]. Ниже приведены результаты моделирования генерации тормозного рентгеновского излучения в золотом конвертере электронами, ускоренными в режиме DLA в протяженных мишенях околокритической плотности, и обсуждаются источники нейтронов на основе фотоядерных реакций в области гигантского дипольного резонанса (при энергии  $\gamma$ -квантов, превышающих 7.5 МэВ для золота).

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ, УСКОРЕННЫХ В РЕЖИМЕ DLA В ПРОТЯЖЕННЫХ МИШЕНЯХ ОКОЛОКРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ

Моделирование взаимодействия лазерного излучения с плазмой с околокритической концентрацией электронов проводили с помощью трехмерного, полностью релятивистского PIC-кода VLPL [27] для параметров лазера и геометрии взаимодействия, отвечающих экспериментам [22]. Трехмерная геометрия используемого PIC-кода позволяет проводить моделирование, близкое к реальным экспериментальным условиям, и корректно описывать процесс самофокусировки лазерного излучения, энергетические и угловые распределения DLA-электронов, а также их количество. Интенсивность падающего на мишень лазерного импульса во времени и пространстве аппроксимировали гауссовым распределением. Эллиптическая форма фокусного пятна с осями 11 и 15 мкм (на полувысоте распределения интенсивности) соответствовала значениям в эксперименте. Энергия лазерного импульса в фокальном пятне на полувысоте 17.5 Дж и длительность импульса на полувысоте 700 фс обеспечили интенсивность лазерного излучения  $2.5 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> при безразмерной амплитуде поля лазерного импульса  $a_L = eE_y/(mc\omega_0) = 4.28$ .

Однородная плазма состояла из электронов и полностью ионизированных атомов углерода, водорода и кислорода. Моделирование учитывало тип иона и ионную фракцию в соответствии с химическим составом триацетат целлюлозы (например, [28]). Размер области моделирования  $350 \times 75 \times 75$  мкм. Первые 10 и последние 15 мкм из общих 350 мкм пространства вдоль оси  $Ox$  (направление распространения лазерного импульса) изначально были свободны от плазмы. Размеры ячейки составляли 0.1 мкм по оси  $Ox$  и 0.5 мкм по осям  $Oy$  и  $Oz$ . При моделировании в ячейке было четыре электрона и по одному иону каждого типа. Граничные условия были поглощающими для частиц и полей в каждом направлении.

На рис. 1а показано энергетическое распределение вылетевших из мишени электронов в направлении распространения лазерного импульса за время  $t = 2.5$  пс, полученное в результате 3D PIC-моделирования ( $t = 0$  соответствует моменту времени, когда максимум лазерного импульса – на входе в мишень). Показан спектр всех вылетевших электронов (квадраты), а также вылетевших в телесный угол 0.1 ср (кружки). Этот телесный угол соответствует достаточно узкому конусу расходимости с половинным углом  $\sim 10^\circ$ , в котором распространяется большая часть суперпондеромоторных электронов, ускоренных до энер-



**Рис. 1.** Энергетические спектры электронов  $dN/dE$ , вылетевших из мишени за время  $t = 2.5$  пс в направлении распространения лазерного импульса в телесный угол  $0.1$  ср (кружки), а также всех вылетевших электронов (квадраты) (а), линиями обозначены двухтемпературные максвелловские аппроксимации. Угловое распределение электронов  $dN/d\Omega$ , вылетевших из мишени с энергией  $E > 7.5$  МэВ (б).

гии, превышающей 7.5 МэВ (рис. 10 в [22] и рис. 1б).

Как видно из рис. 1а, полученные спектры в широком диапазоне значений энергии ( $E > 2$  МэВ) могут быть хорошо аппроксимированы двухтемпературными максвелловскими распределениями с температурами 1.9 и 10 МэВ для всех вылетевших электронов (сплошная кривая) и 1.3 и 12 МэВ для электронов в телесном угле  $0.1$  ср (штриховая кривая). Полное число электронов, вылетевших из мишени в направлении распространения лазерного импульса с энергией  $E > 2$  МэВ, достигает  $5 \times 10^{12}$ , что соответствует заряду  $\approx 1$  мкКл и эффективности преобразования энергии ла-

зера в энергию релятивистских электронов 27%. С учетом того, что длительность пучка ускоренных релятивистских электронов  $\sim 1$  пс, их ток достигает мегаамперного уровня. Согласно расчетам, только  $\approx 30\%$  электронов с  $E \approx 10\text{--}20$  МэВ распространяется в узком телесном угле  $\approx 0.1$  ср, с ростом энергии эта фракция увеличивается и достигает  $\approx 100\%$  для  $E > 60$  МэВ (рис. 1а).

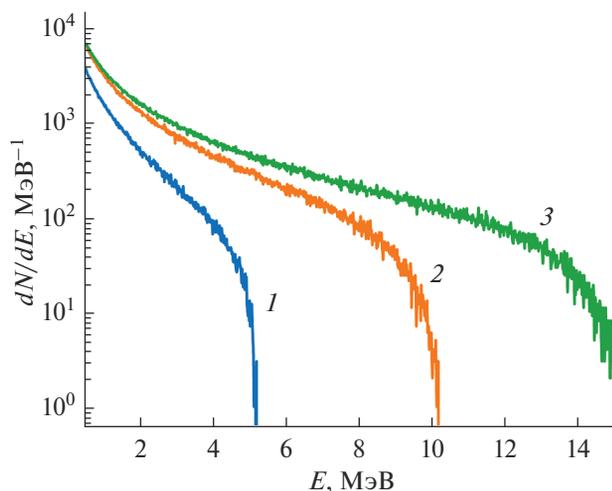
Полученные значения эффективных температур суперпандеромоторных электронов и их количества хорошо согласуются с измеренными в эксперименте [22], что демонстрирует надежное описание перспективного способа создания узконаправленных пучков релятивистских электронов, основанного на DLA-процессе в крупномасштабной плазме околоскритической плотности.

### СОЗДАНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СИЛЬНОТОЧНЫХ DLA-ЭЛЕКТРОНОВ С КОНВЕРТЕРОМ

Для анализа характеристик рентгеновского излучения, получаемого при взаимодействии пучков релятивистских электронов с конвертером из металла с большим зарядом ядра, проведено моделирование с помощью пакета GEANT4 [29] с использованием физического списка Shielding с замененным списком электромагнитной физики на EM Opt4. Данные получены суммированием результатов 12 подобных моделирований. Полученные при моделировании спектры  $\gamma$ -излучения показывают распределения  $\gamma$ -квантов, непосредственно вылетевших из конвертера указанной толщины, т.е. на его границе без использования какой-либо модели детектора для регистрации излучения.

В качестве теста было проведено моделирование генерации рентгеновского излучения моноэнергетическими пучками электронов с энергией 5.75, 10.75 и 15.75 МэВ, взаимодействующих с конвертером из золота толщиной 1 мм (рис. 2). Как и ожидалось, максимальная энергия  $\gamma$ -квантов соответствует кинетической энергии электронов. Также видно, что основной вклад в мягкую часть тормозного спектра вносят электроны с высокой кинетической энергией.

Ниже приведены результаты моделирования генерации тормозного рентгеновского излучения в золотом конвертере пучком электронов, ускоренных в режиме DLA в протяженной мишени околоскритической плотности. Конвертер состоял из золотых пластин толщиной 1–4 мм. Источник электронов располагался на расстоянии 3 мм от поверхности пластины. Геометрия моделирования показана на рис. 3 для пучка электронов с энергией  $E > 7.5$  МэВ, распространяющегося слева направо вдоль оси  $OZ$  (рис. 3а). Пример про-

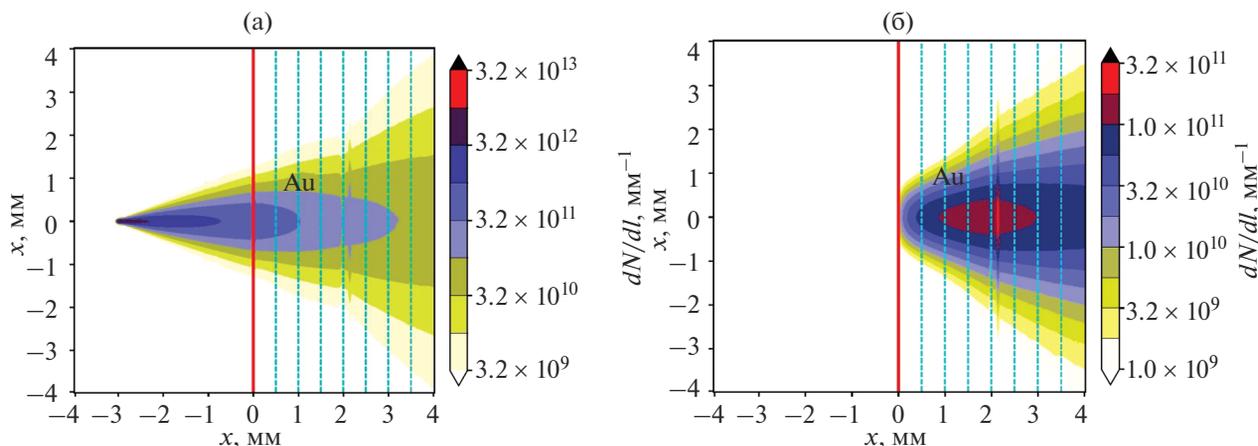


**Рис. 2.** Спектры тормозного излучения в диапазоне значений энергии до 15 МэВ, рассчитанные для моноэнергетических пучков электронов, взаимодействующих с золотой пластиной толщиной 1 мм, энергия электронов: 5.75 (1); 10.75 (2); 15.75 МэВ (3).

странственного распределения фотонов, генерируемых в золотом конвертере толщиной 4 мм, показан на рис. 3б для фотонов с энергией  $E > 7.5$  МэВ в проекции на плоскость  $XOZ$ .

Параметры пучка электронов соответствовали параметрам, измеренным в эксперименте [22]. Электроны имели начальное распределение по радиусу  $\sigma_r = 20$  мкм, по углу  $\alpha_{\text{FWHM}} = 26^\circ$  (FWHM – full width at half maximum – полная ширина на половине высоты), и двухтемпературный энергетический спектр задавали распределением:

$$\begin{aligned} dN/dE &\propto 1.9 \exp(-E/T_1) + 0.54 \exp(-E/T_2), \\ T_1 &= 7.92 \text{ МэВ}, \quad T_2 = 28.4 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (1)$$

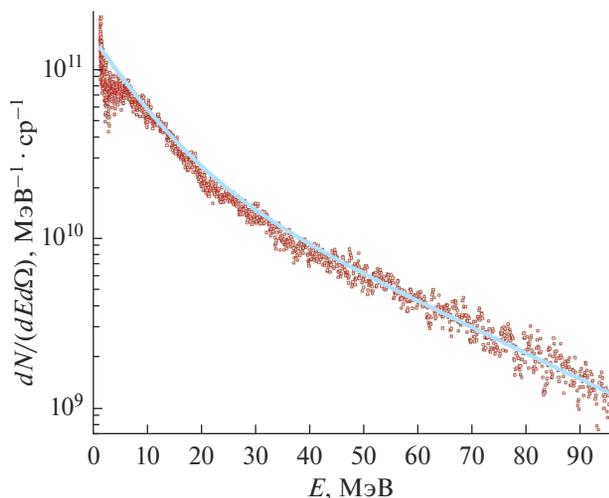


**Рис. 3.** Проекция на плоскость  $XOZ$  распределения: а – электронов; б – фотонов. Энергия частиц  $E > 7.5$  МэВ.

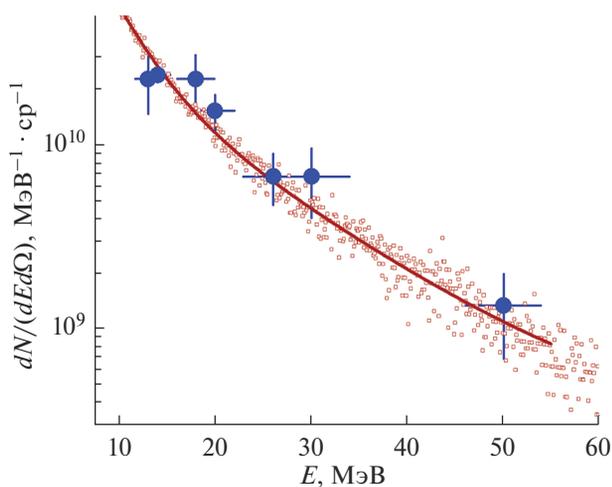
Оно хорошо аппроксимирует измеренный спектр электронов (рис. 4), вылетевших в направлении распространения лазерного импульса из мишени, состоящей из слоя предварительно ионизированной пены низкой плотности толщиной 325 мкм, соединенной с тонкой золотой фольгой толщиной 10 мкм (рис. 5 в [22]). Этот спектр электронов использован в качестве входного для моделирования спектра тормозного излучения, измеренного в [6] с помощью ядерной диагностики, поскольку конвертер миллиметровой толщины в этом эксперименте был непосредственно состыкован с мишенью низкой плотности.

На рис. 5 приведен спектр  $\gamma$ -квантов, генерируемых в золотом конвертере толщиной 1 мм пучком укоренных электронов с энергетическим распределением (1). Измеренное с помощью ядерной диагностики (измерения изотопов, образовавшихся в результате фотоядерных реакций) распределение  $\gamma$ -квантов по энергии в единицу телесного угла  $dN/(dEd\Omega)$  [ $\text{MэВ}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ] показано кружками с погрешностями (рис. 3 в [6]). Соответствующее распределение, полученное при моделировании с помощью пакета GEANT4 с энергетическим распределением электронов (1), показано квадратами, а его аппроксимация двухтемпературным распределением – сплошной линией.

При моделировании количество фотонов в единицу телесного угла определяли с учетом геометрии измерений в эксперименте [6], т.е. в направлении распространения лазерного импульса и пучка ускоренных электронов. А количество электронов, взаимодействующих с миллиметровым золотым конвертером, непосредственно состыкованным с мишенью низкой плотности, было скорректировано с учетом рис. 1а. Полученный спектр хорошо описывает измеренное распределение  $\gamma$ -квантов во всем диапазоне значений энергии  $E = 10\text{--}50$  МэВ и может быть хоро-



**Рис. 4.** Энергетический спектр электронов, вылетевших в направлении распространения лазерного импульса из мишени, состоящей из слоя предварительно ионизированной пены низкой плотности толщиной 325 мкм, соединенной с тонкой золотой фольгой толщиной 10 мкм: символы – измерение [22]; сплошная кривая – двухтемпературная аппроксимация (1).



**Рис. 5.** Распределение  $\gamma$ -квантов по энергии в единице телесного угла: кружки – измерение (рис. 3 в [6]); квадраты – моделирование с помощью GEANT4; сплошная линия – аппроксимация двухтемпературным распределением.

шо аппроксимирован распределением с характерными температурами 3.5 и 12.2 МэВ, которые приблизительно в два раза меньше характерных температур энергетического распределения электронов, генерирующих  $\gamma$ -кванты.

Коэффициент преобразования энергии электронов ( $E > 7.5$  МэВ) в энергию  $\gamma$ -квантов  $E_{ph} > 7.5$  МэВ равен 12% для золотого конвертера толщиной  $L = 1$  мм и увеличивается с ростом толщи-

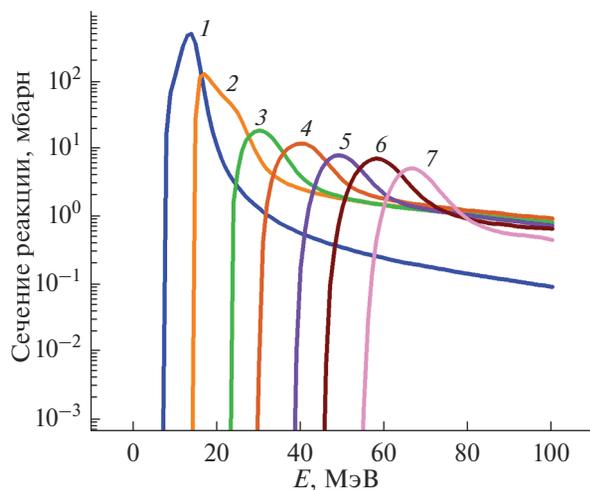
ны  $L$  вплоть до 2 мм, достигая величины 21%. Количество генерируемых фотонов на один электрон  $N_{ph}/N_e = 0.18$  при толщине  $L = 1$  мм и  $N_{ph}/N_e = 0.31$  для  $L = 2$  мм. Коэффициент преобразования энергии лазерного импульса (17.5 Дж) в энергию  $\gamma$ -квантов ( $E_{ph} > 7.5$  МэВ), равный 1.4% для  $L = 1$  мм, хорошо согласуется с определенным в эксперименте [6] и достигает 2.4% при толщине конвертера  $L = 2$  мм. Эти значения на порядок превышают коэффициенты конверсии энергии лазера в  $\gamma$ -излучение в области гигантского дипольного резонанса, полученные в режиме прямого облучения золотого конвертера лазером на установке VULCAN (0.2%) при интенсивности  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> [2] и NOVA (0.18%) при  $3 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> [30].

При создании рентгеновских источников для радиологии быстропротекающих процессов и интенсивных источников нейтронов, основанных на ядерном фотоэффекте, важной характеристикой является длительность  $\gamma$ -излучения. В рассмотренном случае генерации  $\gamma$ -квантов DLA-электронами в миллиметровом конвертере, длительность ультракороткого импульса  $\gamma$ -излучения составляет  $\sim 4$  пс и складывается из длительности электронного пучка (определяемой длительностью лазерного импульса  $\sim 1$  пс) и времени прохождения релятивистскими электронами конвертера ( $\sim 3$  пс для конвертера толщиной 1 мм).

### ИНТЕНСИВНЫЕ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В ОБЛАСТИ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

Среди различных процессов взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом наиболее важными для генерации нейтронов являются фотоядерные реакции в области гигантского дипольного резонанса [31]. В этой области энергии  $\gamma$ -квантов (более 7.5 МэВ для золота) сечения реакций с образованием возбужденного составного ядра и испусканием нейтронов относительно высоки и имеют явно выраженные максимумы (рис. 6) [32, 33].

Для любого спадающего с энергией спектра  $\gamma$ -излучения реализуется наибольшее число фотоядерных реакций с высвобождением одного нейтрона, т.е.  $\chi_1 = 1$ . Как было показано выше (рис. 5), энергетический диапазон спектра тормозного излучения, создаваемого DLA-электронами, превышает пороги фотоиндуцированных ядерных реакций в области гигантского дипольного резонанса вплоть до образования изотопа  $^{192}\text{Au}$  с испусканием пяти нейтронов ( $\chi_1 = 5$  при энергии  $\gamma$ -квантов  $\approx 50$  МэВ) [6, 22]. Спектр нейтронов может быть описан максвелловской функцией распределения со средней кинетической энергией до нескольких МэВ и изотропным угловым распределением. Вблизи конвертера дли-



**Рис. 6.** Зависимости от энергии фотонов сечений фотоядерных реакций ( $\gamma, xn$ ), индуцированных  $\gamma$ -излучением в золоте  $^{197}\text{Au}$  при различном числе вылетевших нейтронов  $xn = 1, 2, \dots, 7$  (кривые 1–7 соответственно).

тельность нейтронного импульса очень мала и близка к длительности  $\gamma$ -источника, которая в рассматриваемом эксперименте с генерацией  $\gamma$ -квантов DLA-электронами [6] составляет  $\sim 4$  пс. Это дает большое преимущество для увеличения интенсивности потока нейтронов.

В [6] было экспериментально продемонстрировано, что при взаимодействии субпикосекундного лазерного импульса умеренной релятивистской интенсивности с полимерными пенами субмиллиметровой длины генерируется сильно-точный пучок суперпандеромоторных DLA-электронов с параметрами, представленными на рис. 4, который при прохождении через Au-конвертер толщиной 1 мм приводит к эффективной генерации тормозного излучения в МэВ-ном диапазоне энергии квантов (рис. 5). Этот источник ин-

тенсивного  $\gamma$ -излучения в сочетании с конвертером с высоким зарядом ядра вещества (Au) приводит в процессе фотоядерного распада в области гигантского дипольного резонанса к рекордному количеству нейтронов, генерируемых на 1 Дж лазерной энергии.

Измеренное количество нейтронов  $1.4 \times 10^{10}$  со средней энергией 2 МэВ и изотропным распределением соответствует эффективности 0.02% преобразования энергии лазера в генерацию нейтронов в фотоядерном канале [6]. Для сравнения в [5] пучки лазерно-ускоренных суперпандеромоторных электронов использовались для образования нейтронов в медном конвертере. Релятивистские электроны генерировались при интенсивности лазера  $5 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> и энергии лазера на мишени 90 Дж при взаимодействии с СН-плазмой низкой плотности. Количество зарегистрированных нейтронов составило  $1.2 \times 10^9$ . Даже при допущении 30% лазерной энергии в фокальном пятне соответствующая эффективность преобразования оказывается более чем в 10 раз ниже, чем в случае DLA-электронов, генерируемых в предварительно ионизированной полимерной аэрогельной пене низкой плотности, состыкованной с Au-конвертером [6] (табл. 1).

Проведенное PIC-моделирование ускорения электронов в предварительно ионизированной полимерной пене низкой плотности показывает, что увеличение энергии лазера от 20 до 200 Дж при одновременном увеличении интенсивности от  $2 \times 10^{19}$  до  $8 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> приводит к росту более чем на порядок числа релятивистских электронов с энергией выше 7.5 МэВ. Это в свою очередь приведет к увеличению более чем на порядок флуенса и потока  $\gamma$ -излучения и нейтронов. Более подробно результаты моделирования генерации  $\gamma$ -стимулированных высокоинтенсивных потоков нейтронов будут описаны в следующей публикации.

**Таблица 1.** Эффективность передачи энергии лазерного импульса электронам,  $\gamma$ -излучению и нейтронам

Параметры	[6]	[5]
Интенсивность лазера	$\sim 10^{19}$	$\sim 10^{20}$
Энергия лазера в фокальном пятне, Дж	20	20–30
Тип мишени	СНО-пена	СН-пленка
Количество ускоренных электронов (более 10 МэВ)	$3 \times 10^{11}$	–
Конверсия лазера в поток электронов, %	10	–
Конверсия лазера в $\gamma$ -излучение (более 10 МэВ), %	1.4	–
Количество нейтронов	$1.4 \times 10^{10}$	$1.2 \times 10^9$
Средняя энергия нейтронов, МэВ	2	$\sim 1$
Конверсия лазера в поток нейтронов, %	0.02	0.0011
Количество нейтронов на 1 Дж лазерной энергии	$7 \times 10^8$	$6 \times 10^7$

## ВЫВОДЫ

В настоящей работе представлен перспективный способ получения хорошо направленных высокоинтенсивных пучков  $\gamma$ -излучения с энергией порядка МэВ и источников нейтронов со сверхвысоким флуенсом и потоком частиц при умеренно релятивистской интенсивности лазерного излучения  $\sim 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. Этот подход основан на DLA-процессе в протяженной плазме околосверхкритической плотности, в котором генерируются суперпандеромоторные электроны с энергией до 100 МэВ. В реализованных в экспериментах условиях заряд, переносимый электронами с энергией более 7 МэВ, распространяющимися в телесном угле 0.16 ср, достигает 50–100 нКл, что соответствует 10%-ной эффективности преобразования лазерной энергии. Результаты моделирования взаимодействия с плазмой околосверхкритической плотности фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью  $\sim 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> для типичных параметров лазерного комплекса PEARL [23] указывают на более чем двукратный рост максимальной энергии DLA-электронов и эффективности преобразования лазерной энергии в энергию хорошо направленного пучка ультрарелятивистских электронов с энергией более 7 МэВ.

Сильноточный, хорошо направленный электронный пучок является основой для генерации  $\gamma$ -излучения, с помощью которого можно стимулировать фотоядерный распад в области гигантского дипольного резонанса и создать интенсивный источник нейтронов с рекордной эффективностью преобразования лазерной энергии (1.4% в  $\gamma$ -излучение и 0.02% в излучение нейтронов в реализованной геометрии эксперимента).

Данные экспериментов и хорошо согласующиеся с ними результаты моделирования показывают, что сильноточные пучки ультрарелятивистских электронов могут быть получены с помощью уже существующих как пикосекундных, так и фемтосекундных лазерных систем петаваттного класса мощности и эффективно использованы для создания интенсивных источников  $\gamma$ -излучения и нейтронов с энергией МэВ-ного диапазона для диагностики вещества в экстремальных состояниях.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-1361) и РФФИ и Госкорпорации “Росатом” (научный проект № 20-21-00150).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang T., Ribeyre X., Gong Z., Jansen O., d’Humières E., Stutman D., Toncian T., Arefiev A. // Phys. Rev. Appl. 2020. V. 13. № 5. P. 054024. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.054024>
2. Norreys P.A., Santala M., Clark E. et al. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 2150. <https://doi.org/10.1063/1.873466>
3. Hatchett S.P., Brown C.G., Cowan T.E. et al. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. № 5. P. 2076. <https://doi.org/10.1063/1.874030>
4. Gu Y.-J., Jirka M., Klimo O., Weber S. // Matt. Radiat. Extremes. 2019. V. 4. P. 064403. <https://doi.org/10.1063/1.5098978>
5. Pomerantz I., McCary E., Meadows A.R., Arefiev A., Bernstein A.C., Chester C., Cortez J., Donovan M.E., Dyer G., Gaul E.W., Hamilton D., Kuk D., Lestrade A.C., Wang C., Ditmire T., Hegelich B.M. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. № 18. P. 184801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.184801>
6. Günther M.M., Rosmej O.N., Tavana P., Gyrdymov M., Skobliakov A., Kantsyrev A., Zähler S., Borisenko N.G., Pukhov A., Andreev N.E. // Nature Commun. 2022. V. 13. № 1. P. 170. <https://doi.org/10.1038/s41467-021-27694-7>
7. Недорезов В.Г., Рыкованов С.Г., Савельев А.Б. // Успехи физических наук. 2021. Т. 191. № 12. С. 1281. <https://doi.org/10.3367/UFN.2021.03.038960>
8. Ravasio A., Koenig M., Le Pape S. et al. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. № 6. P. 060701. <https://doi.org/10.1063/1.2928156>
9. Li K., Borm B., Hug F., Khaghani D., Löher B., Savran D., Tahir N.A., Neumayer P. // Laser and Particle Beams. 2014. V. 32. № 4. P. 631. <https://doi.org/10.1017/S0263034614000652>
10. Negoita F., Roth M., Thirolf P.G. et al. // Roman. Rep. Phys. 2016. V. 68. P. S37.
11. Habs D., Köster U. // Appl. Phys. B. 2010. V. 103. № 2. P. 501. <https://doi.org/10.1007/s00340-010-4278-1>
12. Ma Z., Lan H., Liu W., Wu S., Xu Y., Zhu Z., Luo W. // Matt. Radiat. Extremes. 2019. V. 4. № 6. P. 064401. <https://doi.org/10.1063/1.5100925>
13. Willingale L., Nilson P.M., Thomas A.G.R., Bulanov S.S., Maksimchuk A., Nazarov W., Sangster T.C., Stoeckl C., Krushelnick K. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. № 5. P. 056706. <https://doi.org/10.1063/1.3563438>
14. Willingale L., Thomas A.G.R., Nilson P.M., Chen H., Cobble J., Craxton R.S., Maksimchuk A., Norreys P.A., Sangster T.C., Scott R.H.H., Stoeckl C., Züllick C., Krushelnick K. // New J. Phys. 2013. V. 15. № 2. P. 025023. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/15/2/025023>
15. Toncian T., Wang C., McCary E. et al. // Matt. Radiat. Extremes. 2016. V. 1. № 1. P. 82. <https://doi.org/10.1016/j.mre.2015.11.001>
16. Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. № 7. P. 2847. <https://doi.org/10.1063/1.873242>
17. Willingale L., Arefiev A.V., Williams G.J., Chen H., Dolar F., Hazi A. U., Maksimchuk A., Manuel M. J.-E.,

- Marley E., Nazarov W., Zhao T. Z., Zulick C. // *New J. Phys.* 2018. V. 20. № 9. P. 093024.  
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/aae034>
18. Arefiev A.V., Khudik V.N., Robinson A.P.L., Shvets G., Willingale L., Schollmeier M. // *Phys. Plasmas.* 2016. V. 23. № 5. P. 056704.  
<https://doi.org/10.1063/1.4946024>
19. Khudik V., Arefiev A., Zhang X., Shvets G. // *Phys. Plasmas.* 2016. V. 23. P. 103108.  
<https://doi.org/10.1063/1.4964901>
20. Pugachev L., Andreev N., Levashov P., Rosmej O. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2016. V. 829. P. 88.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.02.053>
21. Rosmej O.N., Andreev N.E., Zaehter S., Zahn N., Christ P., Borm B., Radon T., Sokolov A., Pugachev L.P., Khaghani D., Horst F., Borisenko N.G., Sklizkov G., Pimenov V.G. // *New J. Phys.* 2019. V. 21. № 4. P. 043044.  
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/ab1047>
22. 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., Pukhov A. // *Plasma Phys. Controlled Fusion.* 2020. V. 62. № 11. P. 115024.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/abb24e>
23. Andreev N., Popov V., Rosmej O., Kuzmin A., Shaykin A., Khazanov E., Kotov A., Borisenko N., Starodubtsev M., Soloviev A. // *Quantum Electronics.* 2021. V. 51. № 11. P. 1019.  
<https://doi.org/10.1070/qel17648>
24. Rosmej O.N., Suslov N., Martsovenko D. et al. // *Plasma Phys. Controlled Fusion.* 2015. V. 57. № 9. P. 094001.
25. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. // *Rev. Mod. Phys.* 2009. V. 81. № 3. P. 1229.  
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.1229>
26. Gonsalves A.J., Nakamura K., Daniels J. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 122. № 8. P. 084801.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.084801>
27. Pukhov A. // *J. Plasma Phys.* 1999. V. 61. № 3. P. 425.  
<https://doi.org/10.1017/S0022377899007515>
28. Borisenko N.G., Akimova I.V., Gromov A.I., Khalenkov A.M., Merkuliev Y.A., Kondrashov V.N., Limpouch J., Kuba J., Krousky E., Masek K., Nazarov W., Pimenov V.G. // *Fusion Sci. Technol.* 2006. V. 49. № 4. P. 676.  
<https://doi.org/10.13182/FST06-A1185>
29. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2003. V. 506. № 3. P. 250.  
[https://doi.org/10.1016/S01689002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S01689002(03)01368-8)
30. Stoyer M.A., Sangster T.C., Henry E.A., Cable M.D., Cowan T.E., Hatchett S.P., Key M., Moran M.J., Pennington D.M., Perry M.D., Phillips T.W., Singh M.S., Snavely R.A., Tabak M., Wilks S.C. // *Rev. Sci. Instrum.* 2001. V. 72. № 1. P. 767.  
<https://doi.org/10.1063/1.1319355>
31. Spicer B.M. // *Advances in Nuclear Physics.* V. 2. N.Y.: Springer, 1969. P. 1.  
[https://doi.org/10.1007/978-1-4684-8343-7\\_1](https://doi.org/10.1007/978-1-4684-8343-7_1)
32. Zerkin V., Pritychenko B. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2018. V. 888. P. 31.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.01.045>
33. Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C. // *AIP Conf. Proc.* 2005. V. 769. P. 1154.

## Intense Laser Sources of Gamma Radiation and Neutrons Based on High-Current Beams of Super-Ponderomotive Electrons

N. E. Andreev<sup>1, 2, \*</sup>, I. R. Umarov<sup>1, 2</sup>, V. S. Popov<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow, 125412 Russia

<sup>2</sup>Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Dolgoprudny, 141701 Russia

\*e-mail: andreev@ras.ru

Intense beams of photons and neutrons in the MeV energy range are effective tools in many areas of research, such as diagnostics of matter in extreme states, nuclear physics and materials science, as well as in medical and biophysical applications. A concept is presented for creating efficient sources of  $\gamma$ -radiation and neutrons, based on the generation of relativistic electrons in the direct laser acceleration mode during the interaction between a laser pulse with an intensity of  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> and extended plasma with a density close to critical.

**Keywords:** laser–plasma interaction, near-critical density plasma, direct laser acceleration of electrons, effective sources of  $\gamma$ -radiation and neutrons.