

# Генерация электрон-позитронных пар при скользящем падении импульсного лазерного излучения на фольгу

А.С.Самсонов, И.Ю.Костюков, М.Филипович, А.Пухов

*Исследовано образование электрон-позитронных пар в результате взаимодействия лазерного излучения с плоской плазменной мишенью за критической плотности (фольгой). С помощью полноразмерного трёхмерного численного моделирования методом частиц в ячейках с учётом квантово-электродинимических эффектов определены такие параметры образованных пар, как их число, концентрация, спектр и угловое распределение. Исследованы две конфигурации взаимодействия, использующие различные схемы фокусировки шести лазерных пучков с параметрами, ожидаемыми на установке XCELS, на плоскую твердотельную мишень. Рассмотренные конфигурации являются неоптимальными с точки зрения максимально достижимых параметров на данной лазерной установке, но надёжными и достаточно простыми с точки зрения практической реализации. Показано, что даже в таких конфигурациях возможна генерация электрон-позитронных пар с энергиями вплоть до единиц ГэВ, полным числом частиц более  $10^{11}$  и средней концентрацией  $2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Генерация электрон-позитронной плазмы с такими параметрами открывает возможности для лабораторного исследования ряда астрофизических процессов.*

**Ключевые слова:** образование электрон-позитронных пар, процесс Брейта – Уилера, моделирование методом частиц в ячейках.

## 1. Введение

В настоящее время исследование нелинейных квантово-электродинимических (КЭД) процессов является весьма актуальной задачей, поскольку, несмотря на то что аналитические расчёты этих процессов были осуществлены ещё в прошлом веке, их экспериментально наблюдение стало возможным только сейчас на лазерных установках нового поколения с мощностями импульсов уровня 100 ПВт, таких как XCELS. Одним из таких процессов является образование электрон-позитронной пары из жёсткого фотона в сильном внешнем поле (нелинейный процесс Брейта – Уилера). В приближении локально-постоянного поля (LCFA [1]) вероятность КЭД процессов зависит от одного лоренц-инварианта – квантового параметра нелинейности

$$\chi = \frac{\sqrt{-(F_{\mu\nu}p^\nu)^2}}{mcE_S}, \quad (1)$$

где  $F_{\mu\nu}$  – тензор электромагнитного поля;  $p^\nu$  – 4-импульс частицы;  $E_S = m^2c^3/(e\hbar)$  – критическое поле КЭД (поле Заутера–Швингера [1]);  $m$  и  $e$  – масса и модуль заряда электрона соответственно. Из-за порогового характера зависимости от параметра  $\chi$  вероятности некоторых нелинейных КЭД процессов, в частности процесса Брейта–Уилера, одной из важных задач является поиск конфигураций взаимодействия лазерного излучения с веществом,

оптимальных с точки зрения величины параметра  $\chi$ . Его увеличения можно достичь, например, увеличивая интенсивность лазерного излучения (за счёт увеличения мощности или оптимизации геометрии взаимодействия при использовании нескольких импульсов), либо за счёт взаимодействия с предварительно ускоренными частицами. Известно, что при фиксированной энергии максимальной напряжённости поля имеет сходящаяся дипольная волна [2]. В связи с этим генерация полевой структуры, схожей с дипольной волной, путём фокусировки большого числа импульсных лазерных пучков рассматривается как одна из наиболее оптимальных конфигураций для наблюдения КЭД процессов [3]. Тем не менее рассмотрение других конфигураций имеет смысл, т. к., во-первых, экспериментальная реализация дипольной волны является весьма сложной технической задачей, а во-вторых, предлагаемая для реализации на установке XCELS конфигурация с использованием внеосевых параболических зеркал для фокусировки лазерных пучков из 12 каналов существенно ограничивает выбор мишеней, с которыми возможно организовать взаимодействие дипольной волны.

Одной из крайне важных задач экспериментальной физики в «квантовой» области ( $\chi \sim 1$ ) является стабильная генерация пучков позитронов и электрон-позитронной плазмы, поскольку она напрямую связана с новыми возможностями исследований в области ядерной физики, физики элементарных частиц, а также различного рода астрофизических процессов, таких как генерация джетов, динамика магнитосфер пульсаров и квазаров, излучение чёрных дыр и т. д. Теоретическое описание этих явлений до сих пор опирается на ряд предположений и моделей, подтверждение или обоснование которых затруднительно ввиду очевидных сложностей, связанных с исследованием далёких астрофизических объектов. Поэтому воспроизведение подобных процессов в меньших масштабах в лаборатории может стать фундаментальным шагом к более глубокому пониманию таких экзотических сред. На данный момент одним из наиболее оптимальных и

А.С.Самсонов, И.Ю.Костюков. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603022 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; e-mail: asams@ipfran.ru

М.Филипович, А.Пухов. Institut für Theoretische Physik I, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 40225 Düsseldorf, Germany

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

компактных способов создания электрон-позитронной плазмы является использование различных конфигураций взаимодействия экстремально интенсивного излучения с веществом. В частности, в работах [4, 5] исследуется конфигурация, в которой мощный лазерный импульс ускоряет электроны из газовой струи, которые затем взаимодействуют с мишенью, состоящей из атомов с высоким зарядовым числом. При прохождении электронов через мишень в результате КЭД процессов образуются электрон-позитронные пары.

Настоящая работа посвящена исследованию альтернативной одностадийной схемы лазерной генерации электрон-позитронных пар с уникальными характеристиками, экспериментальная реализация которой возможна благодаря беспрецедентным возможностям установки XCELS.

## 2. Постановка эксперимента

В работе рассматриваются две различные конфигурации взаимодействия лазерного излучения с плоской закритической мишенью. В первой конфигурации (А) шесть лазерных пучков фокусируются в одну точку на поверхности мишени зеркалами, расположенными в вершинах правильного шестиугольника (рис. 1, а). Во второй конфигурации (Б) лазерные пучки попарно фокусируются в точки на поверхности мишени зеркалами, расположенными симметрично, относительно линии фокусировки. При этом точки фокусировки для каждой пары отстоят друг от друга на одинаковом расстоянии, равном 1.5 диаметра пучка, и находятся на одной прямой (рис. 1, б). Поляризация лазерных излучений выбирается так, чтобы вектор напряженности электрического поля находился в плоскости, образованной нормалью к мишени и направлением распространения пучка (ТМ или р-поляризация). В обеих схемах нормаль к мишени и направление распространения каждого лазерного пучка составляют угол  $\theta = 75^\circ$ . Скользящее падение выбрано по нескольким причинам. Во-первых, в такой конфигурации эффективно ускоряться до высоких энергий может большее число электронов, чем при нормальном падении [6], что, соответственно, может обеспечить высокий выход вторичных частиц. Во-вторых, ожидается, что основная часть образованных электрон-позитронных пар будет распространяться по нормали к мишени, что позволит в эксперименте установить детектор вне области сильного поля.

Предлагаемая нами конфигурация имеет ряд преимуществ по сравнению с конфигурациями, исследованными в работах [4, 5], где рассматривается предварительное лазерное ускорение электронов из газовой струи и дальнейшее взаимодействие пучка электронов с мишенью, состоящей из атомов с высоким зарядовым числом, в ре-

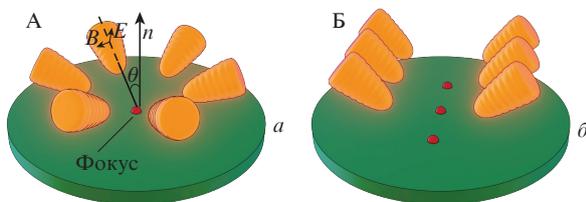


Рис.1. Схематическое изображение конфигураций взаимодействия пучков лазерного излучения (показаны оранжевым цветом) с плоской закритической мишенью. Красным цветом обозначены точки фокусировки пучков.

зультате которого образуются электрон-позитронные пары. Основным преимуществом нашей схемы является одностадийность, что упрощает ее экспериментальную реализацию. В предлагаемой конфигурации электроны мишени предварительно ускоряются, излучают жесткие фотоны, которые распадаются на электрон-позитронные пары в сильном поле лазерных импульсов. Вторым важным преимуществом является возможность контролировать характеристики вторичных частиц за счёт изменения остроты фокусировки лазерных пучков и угла их падения. В настоящей работе исследуются характеристики образованных электрон-позитронных пар, такие как полное их число, концентрация, спектр и угловое распределение. Исследование проводится с помощью численного моделирования методом частиц в ячейках (particle-in-cell, PIC) [7] с учётом КЭД процессов с помощью метода Монте-Карло.

## 3. Моделирование эксперимента

Для исследования генерации электрон-позитронных пар при взаимодействии лазерного излучения с плоской мишенью было проведено трёхмерное численное моделирование с помощью программного комплекса QUILL [8]. Параметры каждого импульса соответствовали возможностям мультитераваттной лазерной установки XCELS. Импульсное линейно поляризованное лазерное излучение ( $\lambda_{\text{las}} = 910$  нм) представляло собой гауссов пучок, сфокусированный в пятно диаметром  $6\lambda_{\text{las}}$ , с временной огибающей импульса в виде  $\sin^2(\pi t/\tau)$ , где  $\tau = 25$  фс – полная длительность импульса. В начальный момент времени центр лазерного импульса находился на расстоянии  $30\lambda_{\text{las}}$  от точки фокусировки на поверхности мишени. Полная энергия каждого лазерного импульса составляла 350 Дж. В моделировании однородная плоская мишень с концентрацией электронов  $n_e = 100n_{\text{cr}} = 1.35 \times 10^{23}$  см<sup>-3</sup> и нормалью к поверхности, направленной противоположно оси  $x$ , задавалась полностью ионизованной, с отношением массы иона к его заряду, вдвое большим такового для протона. В каждой ячейке инициализировались 32 электрона и 32 иона. Размер области моделирования составлял  $25\lambda_{\text{las}} \times 80\lambda_{\text{las}} \times 80\lambda_{\text{las}}$  с пространственным шагом  $0.06\lambda_{\text{las}}$  во всех направлениях. Временной шаг составил  $0.03\lambda_{\text{las}}/c$ . В моделировании использовалась стандартная схема FDTD и пушер Вэя [9]. Излучение жестких фотонов электронами и позитронами в результате нелинейного комптоновского рассеяния и образование электрон-позитронных пар в процессе Брейта–Уилера моделировалось с помощью метода Монте-Карло [10]. Важно отметить, что в недавней работе [11] предлагаемая конфигурация была подробно исследована с помощью аналогичного двумерного моделирования. В связи с высокой ресурсоёмкостью трёхмерных моделирований в настоящей работе не проводится поиска оптимальных параметров, таких как угол  $\theta$ , концентрация мишени и степень фокусировки лазерных пучков, и их выбор обусловлен результатами работы [11].

## 4. Результаты моделирования

Результаты трёхмерного моделирования взаимодействия лазерного излучения с мишенью в конфигурации А, когда фазы всех лазерных импульсов точно совпадают, представлены на рис.2–4. На начальной стадии поле на

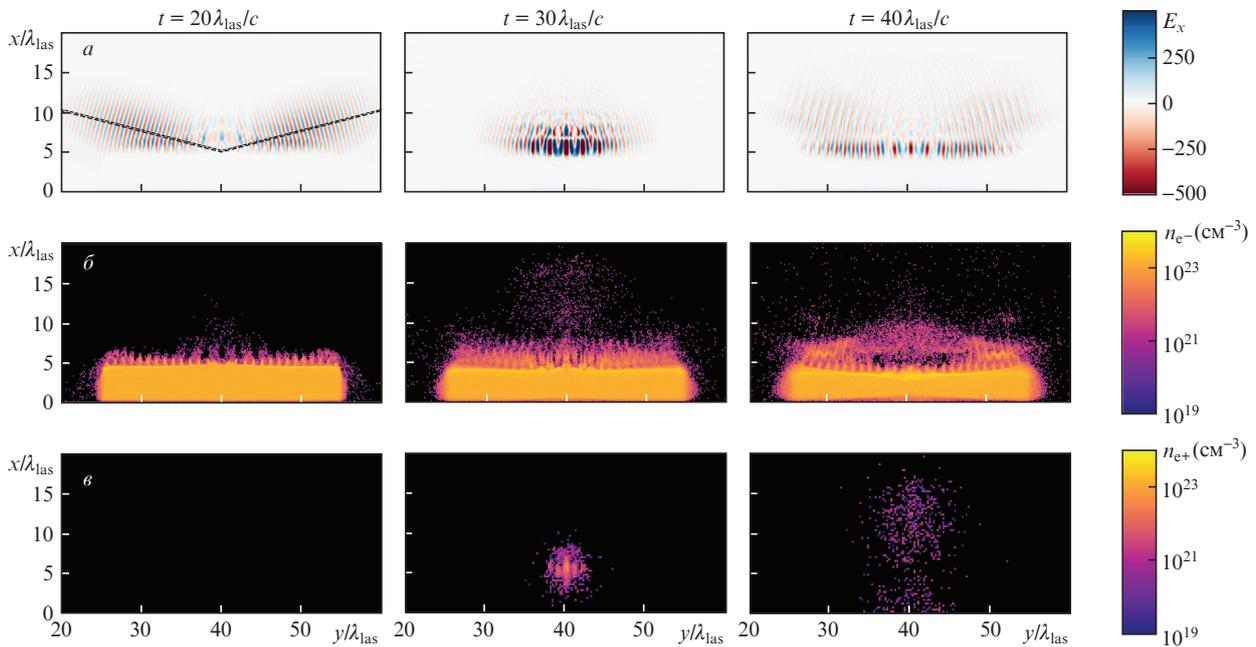


Рис.2. Результаты трёхмерного численного моделирования взаимодействия лазерного излучения с мишенью в конфигурации А. Эволюции нормальной к мишени компоненты электрического поля  $E_x$  (пунктирными линиями обозначены направления распространения лазерных импульсов), нормированной на величину  $m\omega_{las}/e$  (а), концентрации электронов (б) и концентрации позитронов (в) (показаны в плоскости, проходящей через оси двух противоположных лазерных пучков).

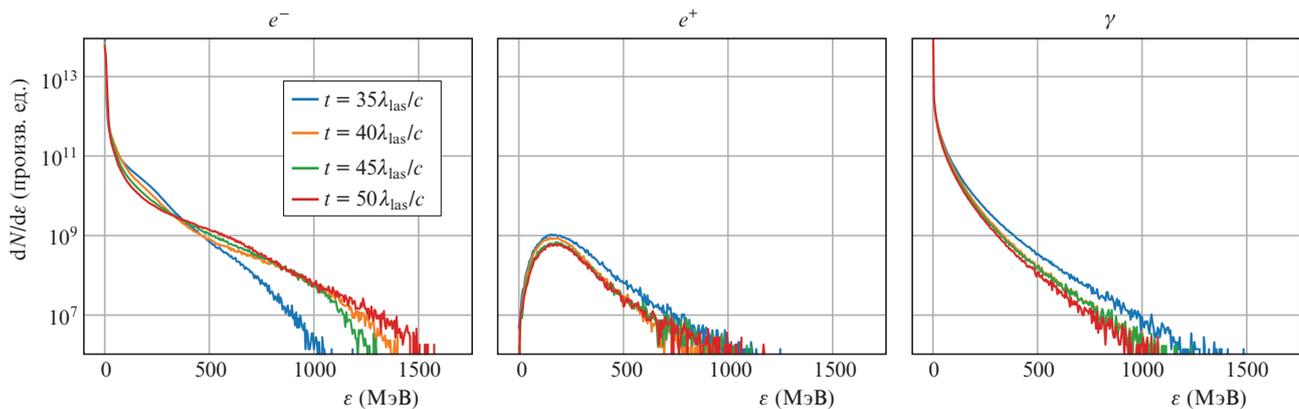


Рис.3. Спектры электронов, позитронов и фотонов в различные моменты времени в конфигурации А.

фронте лазерного импульса, обладающее уже достаточной интенсивностью, начинает ускорять электроны до релятивистских энергий преимущественно по направлению вдоль поверхности мишени. В результате этого большее число электронов «сгребается» лазерным импульсом в область фокуса. (Подробности механизма ускорения электронов при скользящем падении лазерного пучка можно найти в работе [6].) Затем лазерные импульсы достигают области фокусировки, где в результате конструктивной интерференции образуется сильное электрическое поле, направленное по нормали к мишени. В таком поле электроны дополнительно ускоряются в направлении нормали и начинают обильно излучать жёсткие фотоны. Пока лазерные пучки пересекаются в пространстве и напряжённости электромагнитных (ЭМ) полей остаются высокими излученные электронами фотоны распадаются на электрон-позитронные пары, которые дальше ускоряются в направлении нормали к мишени. Результаты моделирования показывают, что при интенсивности излучения, ожидаемой на установке XCELS, образуется

всего несколько поколений вторичных частиц, т. е. развитие КЭД каскада не наблюдается. На рис.3 представлены спектры частиц (электронов, позитронов и фотонов), которые имеют экспоненциальную форму и энергию отсечки несколько больше 1 ГэВ. На рис.4 приведено угловое распределение позитронов в различные моменты времени, из которого можно сделать вывод, что большая часть вторичных частиц распространяется по нормали к мишени со среднеквадратичным отклонением около  $25^\circ$ . При этом полное число позитронов (распространяющихся под углом не более  $90^\circ$  относительно нормали к мишени) составляет около  $1.2 \times 10^{11}$ .

Из-за использования метода Монте-Карло для моделирования процессов образования электрон-позитронных пар распределение их концентрации является весьма стохастическим (см. рис.2,в) с масштабом флуктуаций относительно среднего значения вплоть до 200%–300%. При этом само среднее значение концентрации составляет  $2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , что на несколько порядков выше, чем при использовании как оптических конфигураций, исследо-

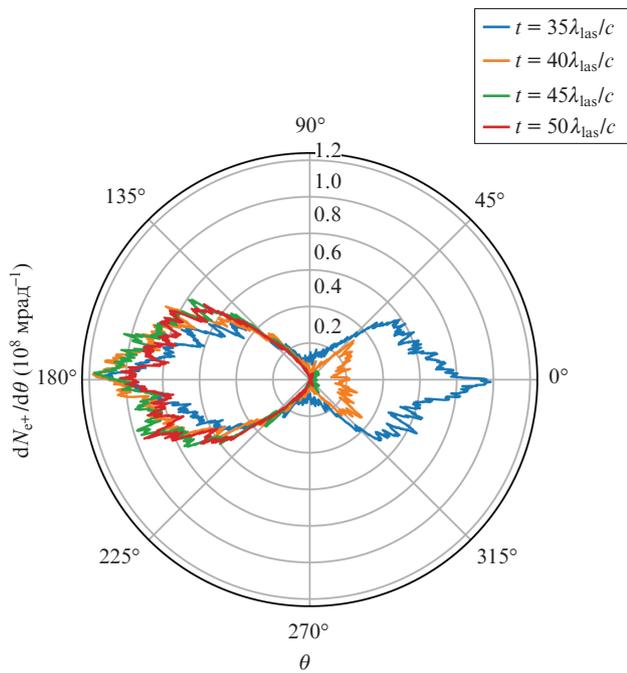


Рис.4. Угловое распределение позитронов в различные моменты времени в конфигурации А (угол отсчитывается от оси  $x$ , направленной противоположно нормали к поверхности мишени).

ванных в работах [4, 5], так и классических ускорителей [12]. Средняя концентрация рассчитывалась по объёму параллелепипеда с центром, соответствующим среднему положению частиц, и размерами, соответствующими среднеквадратичному отклонению положения частиц вдоль каждой оси координат. Порядок величины средней концентрации сохраняется на протяжении около 30 фс ( $\sim 40 \lambda_{las}/c$ ), начиная с момента образования значительного числа частиц. Одним из главных недостатков предлагаемой схемы является достаточно большой угловой разброс электрон-позитронных пар, составляющий десятки градусов, по сравнению с миллирадианами при использовании схем [4, 5, 12]. Однако данный недостаток частично компенсируется большим числом пар. Так, результаты моделирования показывают, что в конус, направленный по нормали к мишени с углом раствора 1 мрад, распространяется  $\sim 2 \times 10^8$  частиц (рис.4), что совпадает по порядку величины с числом частиц, полученных в конфигурации [4].

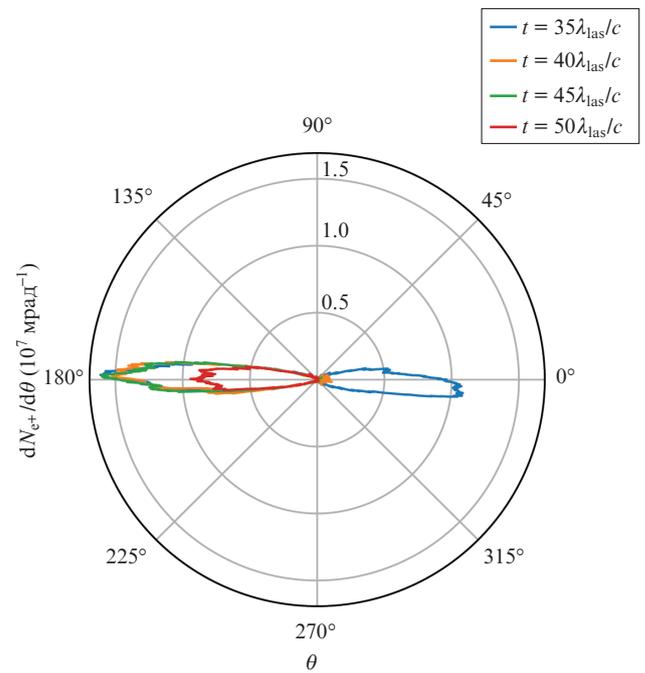


Рис.5. Угловое распределение позитронов в различные моменты времени в конфигурации Б (угол отсчитывается от оси  $x$ , направленной противоположно нормали к поверхности мишени).

Моделирование взаимодействия в конфигурации Б показало, что такая схема также может быть использована для генерации электрон-позитронных пар. Из результатов моделирования, представленных на рис.5, 6, следует, что при такой же энергетике лазерного излучения, как в конфигурации А, образуется существенно меньшее число частиц ( $\sim 4 \times 10^9$ ), что связано с нелинейной зависимостью КЭД процессов от интенсивности излучения. При этом угол разлёта позитронов оказывается меньше и составляет  $8.5^\circ$ , а в конус, направленный по нормали к мишени с углом раствора 1 мрад, распространяется  $4 \times 10^7$  частиц (рис.5). Спектры в конфигурации Б имеют ту же форму, что и в конфигурации А, примерно вдвое меньшую энергию отсечки для позитронов и фотонов и практически такую же энергию отсечки для электронов (рис.6). Последнее связано с тем, что ускорение электронов происходит преимущественно на начальной стадии, когда лазерные импульсы не пересекаются, поэтому эта стадия идентична в конфигурациях А и Б.

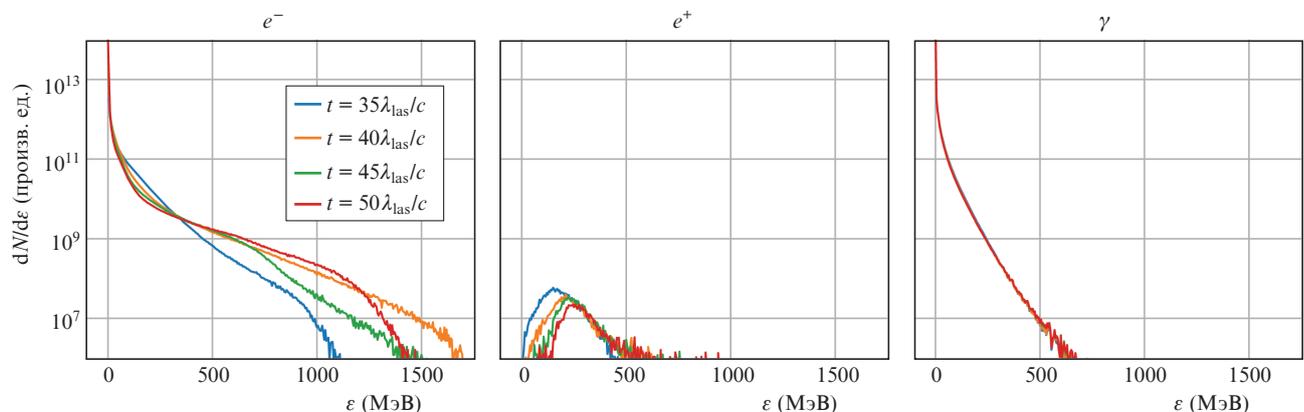


Рис.6. Спектры электронов, позитронов и фотонов в различные моменты времени в конфигурации Б.

## 5. Требования к эксперименту

В настоящей работе рассматривается возможность генерации электрон-позитронных пар при взаимодействии шести лазерных пучков в различных конфигурациях фокусировки с плоской закритической мишенью. Основное требование для наблюдения такого процесса – достаточно сильная фокусировка всех пучков для достижения максимальной напряжённости ЭМ поля в области перекрытия лазерных импульсов. С этой точки зрения конфигурация А является оптимальной, т.к. при точной фазировке возможно увеличение напряжённости поля в шесть раз. Для определения важности синфазности лазерных импульсов нами было проведено численное моделирование с идентичными параметрами, в котором фазы лазерных импульсов задавались случайным образом в диапазоне  $0-2\pi$ . Результаты двух моделирований с различным выбором фаз показывают, что в этом случае характеристики образованных электрон-позитронных пар существенно не изменяются: полное число позитронов составило  $6 \times 10^{10}$ , средняя концентрация –  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ , а число частиц, распространяющихся в конус с углом раствора 1 мрад, также составило  $2 \times 10^8$ . Спектры частиц идентичны таковым при точной синфазности лазерных импульсов, что объясняется аналогично тому, как объясняется идентичность спектров в конфигурациях А и Б: поскольку ускорение электронов происходит на начальной стадии взаимодействия, когда лазерные импульсы не пересекаются, особенности фазировки и фокусировки на данной стадии являются несущественными.

В конфигурации Б, для которой достаточно попарной синфазности лазерных импульсов, уменьшение поля из-за сложения всего двух импульсов уменьшает выход вторичных частиц по сравнению с их выходом в конфигурации А. Это частично компенсируется эффективным увеличением области взаимодействия за счёт использования трёх пар таких лазерных импульсов. Однако результаты моделирования показывают, что даже при точной сфазированности лазерных импульсов интенсивность излучения в области фокусировки является уже недостаточной для генерации электрон-позитронной плазмы. В таком моделировании наблюдаются только единичные электрон-позитронные пары, не образующие непрерывной среды, поэтому к такой среде в целом неприменимо понятие электрон-позитронной плазмы. Тем не менее при отделении электронов от позитронов последние могут быть использованы для исследований в области ядерной физики и физики элементарных частиц. Однако стоит отметить, что параметры получаемого позитронного пучка, вероятно, не являются оптимальными, достижимыми на уста-

новке XCELS. Таким образом, эффективная генерация электрон-позитронных пар с параметрами, удовлетворяющими требованиям приложений в лабораторной астрофизике, ядерной физике и физике элементарных частиц, возможна на установке XCELS при использовании конфигурации А независимо от точности фазировки лазерных импульсов из шести каналов.

## 6. Заключение

Продемонстрировано, что на установке XCELS возможна эффективная генерация электрон-позитронной плазмы с уникальными характеристиками, что открывает перспективы лабораторного исследования различных астрофизических процессов, процессов ядерной физики и физики элементарных частиц. Результаты численного моделирования указывают на возможность генерации электрон-позитронных пар с энергией вплоть до единиц гигаэлектронвольт числом частиц  $10^{11}$ , средней концентрацией, достигающей  $2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , и угловым разбросом  $\sim 25^\circ$ . Показано, что даже при отсутствии синфазности между лазерными импульсами характеристики образованных электрон-позитронных пар удовлетворяют требованиям приложений.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 18-11-00210, численное моделирование) и ИЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2022-316).

1. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989).
2. Gonoskov I., Aiello A., Heugel S., Leuchs G. *Phys. Rev. A*, **86** (11), 053836 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevA.86.053836.
3. Efimenko E.S. et. al. *Phys. Rev. E*, **106** (6), 015201 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevE.106.015201.
4. Sarri G. et. al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **55**, 124017 (2013). DOI: 10.1088/0741-3335/55/12/124017.
5. Sarri G. et. al. *Nat. Commun.*, **6**, 6747 (2015). DOI: 10.1038/ncomms7747.
6. Serebryakov D.A., Nerush E.N., Kostyukov I.Yu. *Phys. Plasmas*, **24** (12), 123115 (2017). DOI: 10.1063/1.5002671.
7. Birdsall C.K., Langdon A.B. *Plasma Physics via Computer Simulation* (Boca Raton: CRC press, 2004). DOI: 10.1201/9781315275048.
8. <https://github.com/QUILL-PIC/Quill>.
9. Vay J.L. *Phys. Plasmas*, **15**(5), 056701 (2008). DOI: 10.1063/1.2837054.
10. Elkina N.V., Fedotov A.M., Kostyukov I.Y., Legkov M.V., Narozhny N.B., Nerush E.N., Ruhl H. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel Beams*, **14** (5), 054401 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.14.054401.
11. Filipovic M., Pukhov A. *Eur. Phys. J. D*, **76** (10), 1 (2022). DOI: 10.1140/epjd/s10053-022-00494-4.
12. Ng J.S.T. et. al. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 244801 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.244801.