

# К возможности генерации позитронов низких энергий на электронных ускорителях с энергией пучка несколько МэВ и на тераваттных лазерах

Д.А.Горлова, В.Г.Недорезов, К.А.Иванов, А.Б.Савельев, А.А.Туринге, И.Н.Цымбалов

*На основе моделирования проведены оценки возможности генерации позитронов электронами низких энергий (до 10 МэВ) на электронных ускорителях и на фемтосекундных лазерах и дан обзор имеющихся в литературе экспериментальных работ по этой тематике. Моделирование выполнено на основе программного пакета GEANT-4 применительно к конкретным условиям возможного эксперимента на тераваттном фемтосекундном лазерном комплексе МЛЦ МГУ и линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8 МэВ ИЯИ РАН.*

*Ключевые слова:* позитроны, ускорители электронов, фемтосекундные лазеры.

## 1. Введение

Исследования генерации позитронов малых (до 10 МэВ) энергий активно развиваются в последние годы, в том числе с использованием фемтосекундных лазеров (см, напр., обзор [1]). Это связано с тем, что такие исследования важны для решения и фундаментальных, и прикладных проблем. Так, в ЦЕРНе ведутся работы по поиску темной материи и изучению процессов, выходящих за рамки стандартной модели [2]. Важной прикладной задачей является метод аннигиляционной спектроскопии, позволяющий исследовать на микроскопическом уровне структуру различных материалов, включая металлы, полимеры, керамику, композиты и т. д. [3].

Основная часть работ по этой тематике в настоящее время осуществляется на ускорителях электронов. Среди них можно отметить линейный ускоритель на энергии 15 МэВ при токе электронного пучка 200 мкА в Аргонской лаборатории (США), линейный ускоритель AIST (7–70 МэВ, 100 мкА) в Цукубе (Япония), микротрон МАМИ (170 МэВ, 75 мкА) в Майнце (Германия). Эти ускорители позволяют получать пучки позитронов с потоком до  $10^8$  позитрон/с. Такой поток достигается за счет использования технологий, связанных с использованием пористых тонкопленочных мишеней и магнитных ловушек [4].

Альтернативой указанным выше ускорителям электронов при решении широкого класса задач являются

лазерно-плазменные ускорители электронов [5, 6], основанные на эффекте возбуждения так называемых кильватерных плазменных волн. К настоящему моменту уже найдены и экспериментально апробированы экспериментальные схемы, обеспечивающие формирование электронного импульса со средней энергией электронов до нескольких ГэВ при ширине спектра в доли процента от значения энергии, зарядом до 1 нК и расходимостью пучка в единицы мрад. Однако низкая частота следования лазерных и, следовательно, электронных импульсов (заведомо менее 10 Гц) не дает возможности получить высокий средний ток пучка, что затрудняет фотоядерные исследования. Представляет интерес провести сравнение разных методов с целью реализации их положительных особенностей.

Основной особенностью лазерных методов является очень малая длительность импульса и резко спадающая с увеличением энергии огибающая гамма-спектра. Это позволяет измерять вероятности (сечения) фотоядерных процессов, имеющих пороговый характер, в относительно малом диапазоне энергий налетающих гамма-квантов и называть такие импульсы гамма-квантов квазимонохроматическими.

Позитроны также могут быть получены при прямом воздействии мощного релятивистского лазерного импульса на плотную мишень, приводящем к ускорению электронов в глубь мишени. Энергии электронов при этом оказываются существенно ниже, но их число – значительно выше. Последующее взаимодействие таких электронов с той же мишенью приводит (при достаточной энергии электронов) к генерации электрон-позитронных пар.

Отметим, что в перспективе при интенсивности лазерного импульса выше  $10^{28}$  Вт/см<sup>2</sup>, что на шесть порядков больше достигнутых сегодня интенсивностей на установках мирового уровня, можно будет говорить о генерации электрон-позитронных пар вследствие поляризации вакуума [7]. Теоретически рассматриваются ситуации, когда данный порог может быть существенно снижен за счет квантово-электродинамических каскадов [8], специальной геометрии полей [9] и др. Экспериментальное наблюдение этого эффекта, по-видимому, маловероятно в ближайшее время.

**Д.А.Горлова, К.А.Иванов, А.Б.Савельев.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: gorlova.da14@physics.msu.ru, abst@physics.msu.ru

**И.Н.Цымбалов.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы, 1; Институт ядерных исследований РАН, Россия, 117312 Москва, просп. 60-летия Октября, 7а

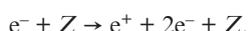
**В.Г.Недорезов, А.А.Туринге.** Институт ядерных исследований РАН, Россия, 117312 Москва, просп. 60-летия Октября, 7а; e-mail: vladimir@cpc.inr.ac.ru

Поступила в редакцию 19 февраля 2017 г., после доработки – 16 марта 2017 г.

В настоящей работе на основе моделирования разработаны схемы оптимальных экспериментов по генерации низкоэнергетичных позитронов с использованием тераваттного фемтосекундного лазерного комплекса МЛЦ МГУ и ускорителя электронов ЛУЭ-8 МэВ ИЯИ РАН. Проведен обзор работ по получению позитронов с помощью фемтосекундных лазеров и ускорителей при энергии ниже 10 МэВ.

## 2. Состояние исследований

В настоящее время выделяют два основных процесса, приводящих к генерации электрон-позитронных пар при взаимодействии релятивистских электронов с ядром: Trident-процесс (ТП) [10] и процесс Бете–Гайтлера (БГП) [11]. Первый из них есть рассеяние электрона на кулоновском поле ядра с зарядом  $Z$ :

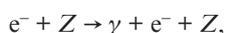


Полное дифференциальное сечение ТП может быть описано формулой

$$\sigma_{e^- \rightarrow 2e^+} = 5.22Z^2 \ln^3 \left[ \frac{2.30 + E_a}{3.52} \right],$$

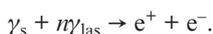
где  $E_a$  – энергия электрона в МэВ (сечение дано в мкбн).

Процесс Бете–Гайтлера проходит в две стадии: на первой стадии электрон, взаимодействуя с ядром, испускает высокоэнергетичный тормозной фотон  $\gamma$ , а на второй – этот фотон рождает электрон-позитронную пару в кулоновском поле ядра:



Для обоих процессов существует сильная зависимость от заряда  $Z$ , поэтому для эффективной генерации позитронов необходимо использовать мишени из тяжелых ядер.

При высоких интенсивностях лазерного излучения иногда рассматривают многофотонный процесс Брейта–Уиллера, в котором рождение пар происходит в результате взаимодействия тормозных фотонов  $\gamma_s$  с  $n$  фотонами лазерного излучения  $\gamma_{\text{las}}$ :



Отметим для общности, что генерация пар также возможна в результате взаимодействия  $e^-e^-$  и  $e^- \gamma$ , однако сечение этих процессов мало, поэтому их влияние незначительно. В настоящей работе будут рассмотрены только ТП и БГП.

Результатов, полученных на ускорителях при энергии электронов ниже 10 МэВ, опубликовано мало. На рис. 1 представлены зависимости коэффициента  $e^-e^+$ -конверсии на танталовой мишени (толщиной примерно в одну радиационную длину) от энергии позитронов. Анализ данных, приведенных на рис. 1, показывает, что они заметно различаются между собой и, как будет показано ниже, отличаются также от результатов моделирования. Поэтому, учитывая большой интерес к созданию позитронных ис-

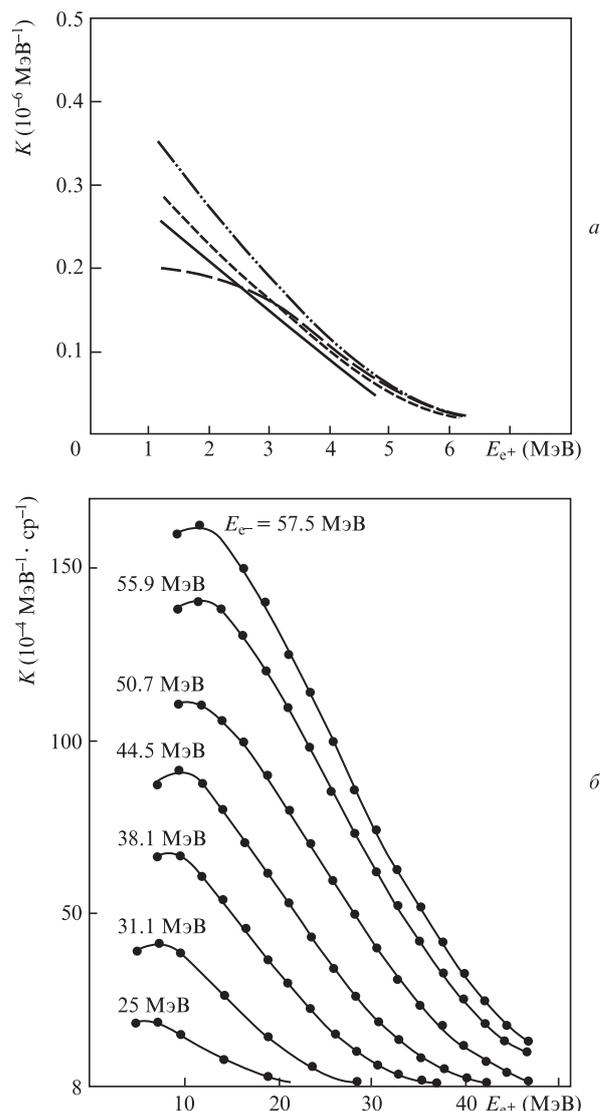


Рис. 1. Зависимость коэффициента  $e^-e^+$ -конверсии  $K$  для танталовой мишени от энергии позитронов  $E_{e^+}$  в телесный угол  $5 \times 10^{-3}$  ср при энергии электронов  $E_{e^-} = 9.3$  МэВ, толщине мишени 0.5–2 мм [12] (а) и в полный телесный угол для ряда энергий электронов [13] (б).

точников на современном уровне, нужны новые экспериментальные данные.

Как отмечалось выше, при использовании интенсивного лазерного импульса применяются две основные схемы получения электронов с необходимой энергией для последующей генерации позитронов: одноэтапная, в которой электроны получают при взаимодействии лазерного излучения с плотной мишенью и в которой впоследствии и генерируются позитроны, и двухэтапная – пучок электронов получают при их ускорении в плазменной волне, возбуждаемой в относительно разреженной плазме, а затем этот пучок направляется на специальную мишень для генерации позитронов (рис. 2). Рассмотрим эти схемы подробнее.

Результаты экспериментальных работ [14–22] по генерации позитронов с помощью лазеров представлены в табл. 1. Первое исследование одноэтапной схемы проведено в 2009 г. [14]. Измерение позитронных и электронных спектров для разных материалов позволило экспериментально показать наличие зависимости между сечени-

Табл.1. Обзор экспериментальных схем генерации позитронов.

Установка	Параметры	Диапазон регистрируемых энергий позитронов (МэВ)	Материал, форма и геометрические параметры мишени	Число позитронов на импульс	Ссылка
Titan laser, Jupiter laser (LLNL)	$\lambda = 1054$ нм $\tau = 0.7-10$ пс $E_{\text{las}} = 120-250$ Дж	0.1–100	Au, Ta, Sn, Cu, Al, диски, $d = 6.4$ мм, $h = 0.1-3.1$ мм	$10^9$	[14]
Titan laser (LLNL), OMEGA EP	$\lambda = 1054$ нм $\tau = 10$ пс $E_{\text{las}} = 100-850$ Дж $I = 10^{19}-5 \times 10^{20}$ Вт/см <sup>2</sup>	0.1–100	Au, диски, $d = 1-20$ мм, $h = 1$ мм	$10^{10}-10^{12}$	[15, 16]
Texas Petawatt laser	$\lambda = 1057$ нм $\tau = 130-245$ фс $E_{\text{las}} = 80-130$ Дж $I = 10^{21}$ Вт/см <sup>2</sup>	1–130	Au, Pt, диски, $d = 2-4.5$ мм, $h = 0.1-6$ мм; стержни, $d = 2-3$ мм, $l = 4-10$ мм	$10^{10}$	[17]
MPQ (ATLAS laser)	$\lambda = 790$ нм $\tau = 130$ фс $E_{\text{las}} = 220$ мДж $I = (4-6.5) \times 10^{18}$ Вт/см <sup>2</sup>	2	Газ – He, мишень – Pb, $h = 2$ мм	$10^6$	[18, 19]
HERCULES laser	$\lambda = 800$ нм $\tau = 30$ фс $E_{\text{las}} = 0.8$ Дж $I = 6 \times 10^{18}$ Вт/см <sup>2</sup>	80–250	Газ – 97.5% He, 2.5% N <sub>2</sub> , мишени – Cu, Sn, Ta, Pb, $h = 1.4-6.4$ мм	$10^5$	[20]
Callisto laser (LLNL)	$\lambda = 800$ нм $\tau = 60$ пс $E_{\text{las}} = 6.5$ или 10 Дж	0–350	Газ – He, мишень – Ta, $h = 1.5, 3$ мм	–	[21]
ASTRA-GEMINI	$\lambda = 800$ нм $\tau = 38-46$ фс $E_{\text{las}} = 14$ Дж $I = 3 \times 10^{19}$ Вт/см <sup>2</sup>	120–1200	Газ – He с 3.5% N <sub>2</sub> , мишень – Pb, $h = 0.5-4$ см	$10^8$	[22]
Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics	$\lambda = 800$ нм $\lambda = 45$ фс $E_{\text{las}} = 3.75$ Дж $I = 3.5 \times 10^{19}$ Вт/см <sup>2</sup>	0–50	Газ – Ar, мишень – Pb, Cu, $h = 2$ мм	$10^6$	[23]
Stanford Linear Collider	Пучок электронов: 120 Гц, 30 ГэВ, 30 кВт. Длина ускорителя 2 км.	2–20	W(90%)–Rh(10%)–мишень, $h = 24$ мм	$10^{10}$	[24]

Примечание:  $d, h, l$  – диаметр, толщина и длина мишени;  $\lambda, \tau, E_{\text{las}}, I$  – длина волны излучения, длительность, энергия и интенсивность лазерного импульса.

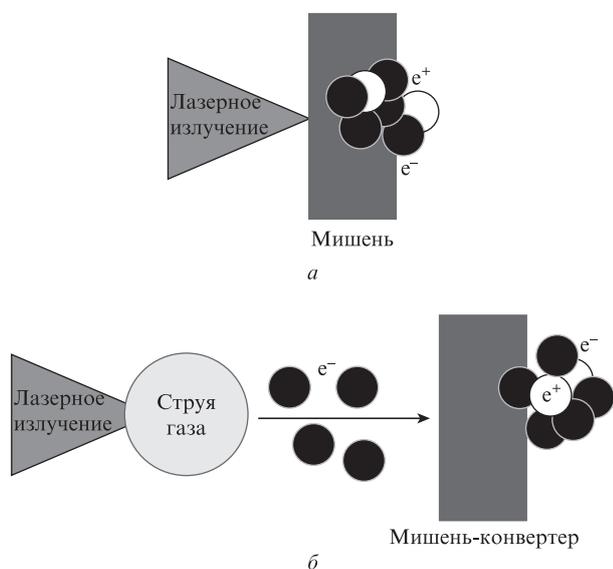


Рис.2. Одноэтапная (а) и двухэтапная (б) схемы генерации позитронов.

ем генерации позитронов и зарядом  $Z$  мишени. Также впервые была экспериментально установлена анизотропия позитронного углового спектра – эмиссия с фронтальной поверхности части мишени оказалась примерно в 10 раз больше, чем с боковой.

В работе [15] подробно исследованы угловой спектр позитронов и зависимость получаемых энергий от толщины мишени. Показано, что позитроны генерируются в виде квазимоноэнергетического пучка с расходимостью  $\sim 20^\circ$  (FWHM), что соответствует угловой расходимости формируемого электронного пучка. При этом с увеличением энергии импульса увеличивается средняя энергия генерируемых позитронов и уменьшается расходимость позитронного пучка, а увеличение диаметра мишени сопровождается падением средней энергии позитронов. Оптимизация экспериментальной конфигурации позволила существенно увеличить число позитронов, генерируемых за один лазерный импульс [16].

Следует отметить, что при данном способе формирования позитронного пучка его расходимость оказалась примерно в два раза меньше величин, характерных для пучков, полученных с помощью линейных ускорителей

(см. табл.1). Однако этих данных недостаточно, чтобы делать окончательные выводы.

В работе [17] исследованы спектры позитронов для мишеней различной формы. Обнаружено, что выход позитронов значительно увеличивается при использовании мишеней в виде стержней, поскольку в этом случае толщина мишени достаточна для эффективной генерации пар, а потери при эмиссии позитронов в радиальном направлении минимальны за счет малого диаметра стержня. Вместе с тем, наибольшая плотность электрон-позитронных пар достигается при использовании толстых мишеней в форме диска.

Пионерские эксперименты по генерации позитронов с использованием двухэтапной схемы были осуществлены в самом начале XXI в. [18, 19]. В этих работах порог регистрации позитронов составлял  $\sim 2$  МэВ при выходе позитронов примерно 25 за импульс. Столь малое число наблюдаемых позитронов привело к тому, что следующие эксперименты в этой схеме были выполнены лишь 10 лет спустя [20].

Наибольшие выход и энергия позитронов в этих экспериментах, как и следует из теории, наблюдались у мишеней с более высоким  $Z$ , при этом доминирующим процессом являлся БГП, для которого количество позитронов пропорционально квадрату толщины мишени  $h$ . Было получено хорошее согласие с этой зависимостью для мишеней из Рb и Та. Если в предыдущих экспериментах не уделялось достаточного внимания оптимизации ускорения электронов в газовой струе, то в недавней работе [21] представлено исследование двухэтапной генерации позитронов с использованием электронов, ускоренных в кильватерной волне. Однако при параметрах установки, схожих с использованными в [22], позитронный сигнал не был зафиксирован, что могло быть связано с высоким порогом детектирования.

В дальнейшем оптимизация экспериментальной схемы [23] именно с точки зрения улучшения параметров электронного пучка (максимальная энергия 600 МэВ, угловая расходимость 2 мрад (FWHM), поток  $\sim 10^9$  электрон/с) позволила существенно улучшить результаты по выходу позитронов. Максимальная энергия позитронов была достигнута при толщине мишени-конвертора 0.5 см, что примерно равно радиационной длине электронов для свинца, а максимальный выход – при толщине 1 см. При толщине мишени  $\sim 2.5$  см электрон-позитронная плазма становилась нейтральной с полным числом частиц каждого сорта  $3 \times 10^7$  и расходимостью пучка 5–20 мрад. Похожие результаты были получены и в работе [24]. Создаваемый пучок электронов с энергией 50 МэВ и полным зарядом 1.23 нКл формировал позитроны с энергией до 42 МэВ при полном их числе  $9.2 \times 10^6$ .

Таким образом, в последнее время наблюдается быстрый прогресс в генерации пучков позитронов с помощью мощных лазерных импульсов. Два параллельно развиваемых к этой задаче подхода дают интересные и многообещающие результаты. Схема с прямым облучением плотных тяжелых мишеней на настоящий момент обеспечивает большее число позитронов за лазерный импульс, однако при этом существенно выше и используемая энергия лазерного импульса. Кроме того, наилучшие результаты получены при использовании относительно длинных, субпикосекундных лазерных импульсов. Следует также отметить, что в этом случае достаточно велика расходимость позитронного пучка, хотя она и оказывается

меньше, чем при использовании линейных ускорителей электронов. Значительно меньшую расходимость пучка позитронов удается получить при использовании второй схемы, с отдельными стадиями лазерно-плазменного ускорения электронов и генерации позитронов. По сути, эта схема аналогична применяемой на линейных ускорителях, однако возможность расположения мишени-конвертора очень близко к области ускорения электронов обеспечивает малый размер электронного пучка и позволяет добиться коллимации пучка позитронов. Следует отметить, что полученные к настоящему времени результаты по генерации позитронов с использованием как ускорителей, так и мощных лазеров далеки от полноты и сильно различаются между собой. Поэтому для создания позитронных источников с оптимальными параметрами нужны новые экспериментальные и численные исследования.

Все рассмотренные схемы генерации позитронов дают на выходе частицы достаточно большой энергии – в десятки-сотни МэВ. Вместе с тем, существенный интерес для приложений представляют позитроны значительно меньших энергий. Важной в этом контексте является также задача о генерации электрон-позитронных пар вблизи порога этой реакции, т.е. когда энергия электронов и гамма-квантов составляет немного больше, чем  $2m_e c^2$ . Для получения таких электронов представляется разумным использование малогабаритных ускорителей электронов на энергии до 10 МэВ и фемтосекундных лазеров «настольного типа» с пиковой мощностью в единицы тераватт. Кроме того, именно такие установки и могут найти широкое применение в силу своей компактности и относительно невысокой стоимости.

### 3. Результаты моделирования и обоснование планируемых экспериментов

Для численного моделирования процесса генерации позитронов электронным пучком использовался широко используемый программный пакет GEANT-4 [25]. Параметры исходного пучка задавались на основе выполненных нами ранее экспериментальных измерений спектров электронов и гамма-излучения лазерной плазмы при высоком контрасте лазерного импульса [26–28] либо соответствовали параметрам электронного пучка ускорителя ЛУЭ-8 [29].

На рис.3,4 показаны рассчитанные по программе GEANT-4 спектры и угловые распределения позитронов, нормированные на телесный угол, на выходе из танталовой мишени толщиной 0.8 мм для трех значений начальной энергии электронов. При полном числе электронов  $10^7$  выход позитронов при начальных энергиях электронов  $E_{e^-} = 5, 7.5$  и 19 МэВ составил 2838, 13744 и 28906 соответственно. Таким образом, коэффициент конверсии  $E_{e^-}$  имеет порядок  $10^{-4} - 10^{-3}$ , что позволяет рассчитывать на достаточно высокий ( $\sim 10^4 \text{ с}^{-1}$ ) выход позитронов на установке МЛЦ МГУ. При этом расчет процесса генерации позитронов пучком ускорителя дает поток позитронов на шесть порядков выше.

На этих же рисунках приведены спектры и угловые распределения электронов, прошедших через радиатор. Видно, что электроны имеют более высокую энергию, чем позитроны. При этом, в отличие от позитронов, верхняя граница спектра электронов близка к начальной энергии пучка. Энергия позитронов  $E_{e^+}$ , соответствующую

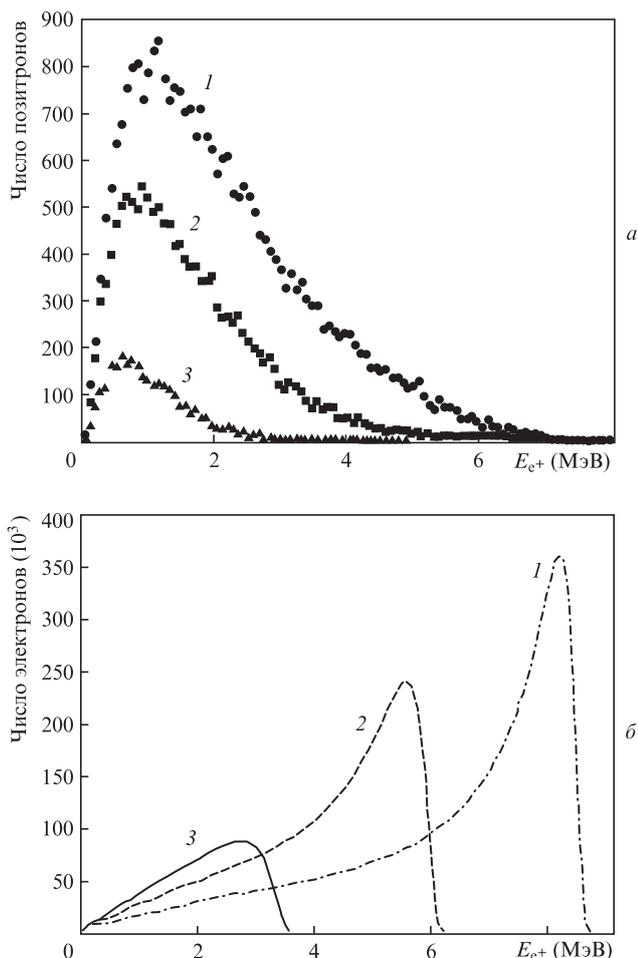


Рис.3. Энергетические распределения позитронов (а) и электронов (б) из вольфрамовой мишени толщиной 0.8 мм. Энергия электронов  $E_{e^-} = 10$  (1), 7.5 (2) и 5 МэВ (3).

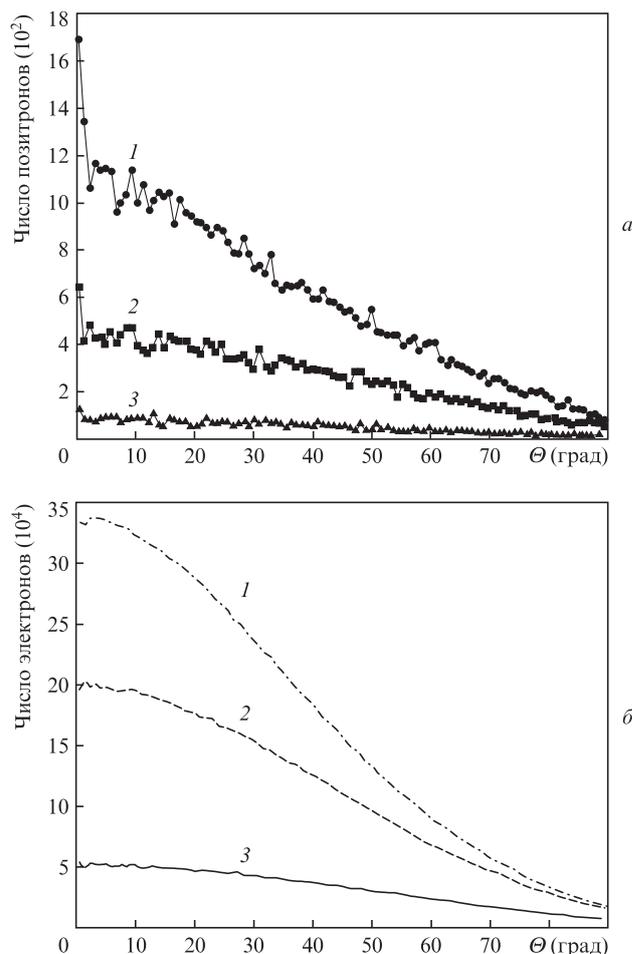


Рис.4. Угловые распределения позитронов (а) и электронов (б) из вольфрамовой мишени толщиной 0.8 мм. Энергия электронов  $E_{e^-} = 10$  (1), 7.5 (2) и 5 МэВ (3).

щая максимальному их выходу, слабо зависит от энергии электронов  $E_{e^-}$  и составляет примерно 1 МэВ. Максимальное число как позитронов, так и электронов наблюдается в направлении распространения исходного пучка электронов. Для позитронов в этом направлении наблюдается острый максимум, относительная амплитуда которого быстро растет с ростом энергии первичных электронов. Вместе с тем, в направлении с углом  $10^\circ$  к этой оси число позитронов лишь в два раза меньше, чем в направлении вдоль оси.

Проведенный анализ позволил предложить следующую схему установки для изучения генерации позитронов (рис.5). Основным элементом схемы является магнитный спектрометр, подробно описанный в работе [30]. Пучок электронов с энергией от 1 до 8 МэВ и широким энергетическим спектром (до 1 МэВ) падает на танталовую пластину-конвертор толщиной 0.8 мм (оптимальная толщина определена с помощью моделирования в пакете GEANT). Диаметр пучка электронов составит  $\sim 0.8$  см. Образующиеся позитроны и часть электронов проходят через свинцовый коллиматор толщиной 1 см и попадают в постоянный магнит диаметром 5 см и с индукцией 0.3 Тл. На выходе из магнита устанавливаются сцинтилляционные десятиканальные линейки, работающие в одноэлектронном (токовом) режиме. Защита детекторов от радиационного фона на рис.5 не показана. Следует отметить, что требования к разрешению спектрометра минималь-

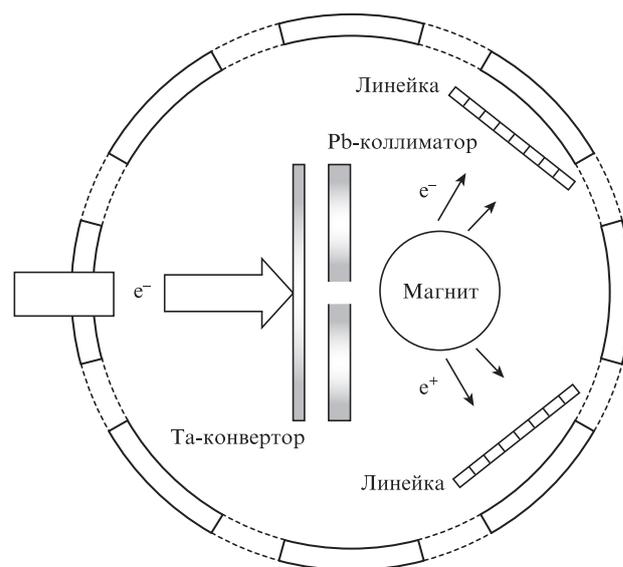


Рис.5. Предполагаемая схема эксперимента.

ные ( $\sim 1$  МэВ). Основная задача – измерение коэффициента конверсии  $e^- \rightarrow e^+$  в диапазоне энергий электронов 1–8 МэВ. Эксперименты будут выполнены независимо на двух установках: на ЛУЭ-8 ИЯИ РАН и фемтосекундном

лазерном комплексе МЛЦ МГУ. Это позволит улучшить точность измерений и оценить возможности лазера в плане создания позитронного источника низких энергий.

#### 4. Заключение

Результаты проведенного моделирования процесса генерации позитронов и анализа имеющихся литературных данных для диапазона энергий электронов ниже 10 МэВ показывают, что источник позитронов может быть создан как на базе линейного ускорителя ЛУЭ-8 ИЯИ РАН, так и на базе фемтосекундного лазерного комплекса МЛЦ МГУ. При этом на ускорителе поток позитронов низких энергий (до нескольких МэВ) может достигать  $10^{10} \text{ с}^{-1}$ , а на лазере – от  $10^4$  до  $10^6 \text{ с}^{-1}$  в зависимости от режима взаимодействия лазерного импульса с мишенью. Отметим, что только на таких установках и может быть обеспечено массовое применение развиваемых подходов в различных областях науки и техники. Обсуждение этих вопросов выходит за рамки настоящей работы, содержится во многих популярных обзорах, имеющихся в литературе.

Работа поддержана РФФИ (грант №16-02-00213).

- Habs D. et. al. *AIP Conf. Proc.*, **1462**, 177 (2016).
- Badertschier A. et.al. *Phys. Rev. D*, **75**, 032004 (2007).
- Графутин В.И., Прокопьев Е.П. *УФН*, **172**, 1 (2002).
- Chen H.M., Jean Y.C., Jonah C.D., Chemerisov S., Wagner A.F., Schrader D.M., Hunt A.W. *Appl. Surf. Sci.*, **252**, 3159 (2006).
- Ledingham K.W.D, Spencer I., McCanny T., Singhal R.P., Santala M.I.K., Clark E., Watts I., Beg F.N., Zepf M., Krushelnick K., Tatarakis M., Dangor A.E., Norreys P.A., Allott R., Neely D., Clark R.J., Machacek A.C., Wark J.S., Cresswell A.J., Sanderson D.C.W., Magill J. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 899 (2000).
- Malka G., Miquel J.L. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 75 (1996).
- Нарожный Н.Б., Буланов С.С., Мур Д.В., Попов В.С. *Письма ЖЭТФ*, **80**, 434 (2004).
- Миронов А.А., Федотов А.М., Нарожный Н.В. *Квантовая электроника*, **46**, 305 (2016).
- Bulanov S.S., Mur V.D., Narozhny N.B., Nees J., Popov V.S. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 220404 (2010).
- King B., Ruhl H. *Phys. Rev. D*, **88**, 013005 (2013).
- Bethe H. *Phys. Rev.*, **89**, 1245 (1953).
- Bernardini M. et.al. *Saclay Report*, CEA, 2212 (1962).
- Джилаван Л.З. и др. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **37** (1979).
- Chen Hui., Wilks S.C., Bonlie J.D., Chen S.N., Cone K.V., Elberson L.N., Gregori G., Meyerhofer D.D., Myatt J., Price D.F., Schneider M.B., Shepherd R., Stafford D.C., Tommasini R., Van Maren R., Beiersdorfer P. *Phys. Plasmas*, **16**, 122702 (2009).
- Chen Hui, Wilks S.C., Meyerhofer D.D., Bonlie J.D., Chen C.D., Chen S.N., Courtois C., Elberson L., Gregori G., Krueer W., Landoas O., Mithen J., Myatt J., Murphy C.D., Nilson P., Price D., Schneider M., Shepherd R., Stoeckl C., Tabak M., Tommasini R., Beiersdorfer P. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 015003 (2010).
- Chen Hui, Sheppard J.C., Meyerhofer D.D., Hazi A., Link A., Anderson S., Baldis H.A., Fedosejev R., Gronberg J., Izumi N., Kerr S., Marley E., Park J., Tommasini R., Wilks S., Williams G.J. *Phys. Plasmas*, **20**, 013111 (2013).
- Liang E., Clarke T., Henderson A., Fu W., Lo W., Taylor D., Chaguine P., Zhou S., Hua Y., Cen X., Wang X., Kao J., Hasson H., Dyer G., Serratto K., Riley N., Donovan M., Ditmire T. *Sci. Rep.*, **5**, 13968 (2015).
- Gahn C., Tsakiris G.D., Pretzler G., Witte K.J., Thierolf P., Habs D., Delfin C., Wahlström C.-G. *Phys. Plasmas*, **9**, 987 (2002).
- Gahn C., Tsakiris G.D., Pretzler G., Witte K.J., Delfin C., Wahlström C.-G., Habs D. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 2662 (2000).
- Sarri G., Schumaker W., Di Piazza A., Vargas M., Dromey B., Dieckmann M.E., Chvykov V., Maksimchuk A., Yanovsky V., He Z.H., Hou B.X., Nees J.A., Thomas A.G. R., Keitel C.H., Zepf M., Krushelnick K. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 255002 (2013).
- Williams G.J., Pollock B.B., Albert F., Park J., Chen Hui. *Phys. Plasmas*, **22**, 093115 (2015).
- Sarri G., Poder K., Cole J.M., Schumaker W., Di Piazza A., Reville B., Dzelzainis T., Doria D., Gizzi L.A., Grittani G., Kar S., Keitel C.H., Krushelnick K., Kuschel S., Mangles S.P.D., Najmudin Z., Shukla N., Silva L.O., Symes D., Thomas A.G.R., Vargas M., Vieira J., Zepf M. *Nat. Commun.*, **6**, 6747 (2015).
- Xu T., Shen B., Xu J., Li S., Yu Y., Li J., Lu X., Wang C., Wang X., Liang X., Leng Y., Li R., Xu Z. *Phys. Plasmas*, **23**, 033109 (2016).
- Ecklund S., in *Workshop on Intense Positron Beams* (Idaho Falls, USA, 1987); SLAC-PUB-4437.
- <http://geant4.web.cern.ch/geant4UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/foPhysicsReferenceManual.pdf>
- Ivanov K.A., Shulyapov S.A., Turinge A.A., Brantov A.V., Uryupina D.S., Volkov R.V., Rusakov A.V., Djilkibaev R.M., Nedorezov V.G., Bychenkov V.Yu., Savel'ev A.B. *Contrib. Plasm. Phys.*, **53**, 116 (2013).
- Shulyapov S.A., Ivanov K., Tsymbalov I.N., Krestovskih D.A., Savel'ev A.B., Ksenofontov P.A., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. *J. Phys. Conf. Ser.*, **653** (3), 012007 (2015).
- Ivanov K.A., Tsymbalov I.N., Shulyapov S.A., Krestovskih D.A., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu., Volkov R.V., Savel'ev A.B. *Phys. Plasmas* (в печати, 2017).
- Andreev A.V., Burmistrov Yu.M., Gromov A.M., et.al. *Proc. XIII Intern. Seminar EMIN 2012* (Moscow, 2013, p. 148).
- Русakov A.B., Иванов K.A., Борисов Н.А., Цымбалов И.Н., Горлова Д.А., Лапик А.М., Ларькин А.С., Лисин В.П., Мордвинцев И.М., Мушкаренков А.Н., Недорезов В.Г., Полонский А.Л., Савельев-Трофимов А.Б., Туринге А.А. *ИТЭ* (в печати, 2017).