

Формирование пучков заряженных частиц в многопучковых системах электродипольной конфигурации мультипетаваттного уровня мощности

Е.С.Ефименко, А.В.Башинов, А.А.Муравьев, Е.А.Панова,
В.Д.Волокитин, И.Б.Мееров, А.В.Ким, А.М.Сергеев

Предложено использовать мультипетаваттные многопучковые системы, воспроизводящие дипольную волну электрической конфигурации, для максимизации электрического поля в области взаимодействия и энергии ускоренных частиц. Пробой вакуума в полях такой конфигурации приводит к формированию пучков ускоренных до нескольких ГэВ электронов и позитронов. Показано, что при использовании 12 лазерных импульсов длительностью 30 фс и полной мощностью 36 ПВт суммарный заряд ускоренных электронов (позитронов) может достигать 250–270 нКл, а заряд частиц с энергией больше 1 ГэВ – превышать 1 нКл. Продемонстрировано, что электродипольная структура полей позволяет получить экстремально узкое (несколько мрад) распределение частиц по полярному углу, отсчитываемому от оси симметрии поля. Также показано, что распределение частиц по азимутальному углу может использоваться для диагностики режимов взаимодействия при пробое вакуума. Полученные результаты могут быть полезны при подготовке экспериментов на перспективной лазерной системе XCELS.

Ключевые слова: КЭД каскад, электрон-позитронная плазма, ускорение частиц, многопучковые конфигурации, мультипетаваттные системы, XCELS.

1. Введение

Ускорение заряженных частиц является одной из важных задач современной физики как с точки зрения фундаментальных исследований в области элементарных частиц, ядерной физики, астрофизических исследований, так и с точки зрения практических применений. Если для ускорения электронов существует много методов, среди которых как линейные ускорители [1], так и лазерно-плазменные методы [2, 3], то ускорение позитронов является менее исследованной задачей [4]. Перспективные лазерные установки мультипетаваттного уровня [5, 6] нацелены на создание плотной электрон-позитронной плазмы в результате развития квантово-электродинамического (КЭД) каскада [7]. При распаде гамма-фотона в сверхсильном поле на электрон-позитронную пару вторичные частицы могут ускоряться в сильном электрическом поле и, в свою очередь, излучать фотоны. В сверхсильных полях этот процесс может привести к лавинному рождению электрон-позитронных пар и формированию плотной электрон-позитронной плазмы [8–10]. Большое число рождающихся частиц, симметрия относительно числа электронов и позитронов, а также сверхсильные электрические поля в области взаимодействия делают современные лазерные системы мультипетаваттного уровня перспективными схемами для ускорения электронов и позитронов.

Е.С.Ефименко, А.В.Башинов, А.А.Муравьев, А.В.Ким, А.М.Сергеев. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: evgeny.efimenko@ipfran.ru

Е.А.Панова, В.Д.Волокитин, И.Б.Мееров. Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603022 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

Структура лазерных полей определяет свойства формирующейся электрон-позитронной плазмы [11–22], поэтому конфигурация лазерной системы должна быть подобрана для минимизации мощности, необходимой для пробоя вакуума. Одной из таких конфигураций электромагнитного поля является идеальная дипольная волна [23]. В работах [24–27] показана возможность реализации пробоя вакуума в дипольной волне и формирования структур плотной электрон-позитронной плазмы уже при мощности лазерного излучения порядка 10 ПВт. Дипольная волна электрического типа обладает тем свойством, что электрическое поле в области взаимодействия направлено преимущественно вдоль оси виртуального диполя. Заряженные частицы ускоряются и покидают область взаимодействия преимущественно в этом направлении, что делает подобную конфигурацию перспективной с точки зрения получения направленных потоков заряженных частиц.

В реальных экспериментальных условиях подобная идеализированная структура поля будет создаваться при помощи конечного числа сфокусированных лазерных пучков. В настоящей работе при помощи PIC-моделирования исследуются свойства ускоренных электронов и позитронов, вылетающих из области взаимодействия, при облучении плазменной мишени многопучковыми мультипетаваттными лазерными системами в зависимости от числа пучков и параметров фокусировки. Полученные результаты могут послужить отправной точкой для планирования и проведения экспериментов на лазерной установке XCELS.

2. Постановка задачи

Исследовалось взаимодействие лазерного излучения в многопучковой конфигурации с параметрами, близкими к параметрам планируемой лазерной системы XCELS, с

плазменной мишенью, предоставляющей исходные частицы для развития КЭД каскада. В процессе взаимодействия плазменная мишень сжимается в центр области взаимодействия, где по мере роста амплитуды лазерного излучения начинается развитие КЭД каскада.

В процессе развития КЭД каскада гамма-фотон в сильном поле может распасться на электрон-позитронную пару. В свою очередь, часть рождающихся электронов и позитронов может задерживаться в области сильного поля из-за эффекта аномального радиационного захвата (АРЗ) [28], набирая энергию и излучая ее в виде гамма-фотонов. Концентрация электрон-позитронной плазмы в линейном режиме развития каскада растет экспоненциально во времени в заданном поле, а в нелинейном режиме – ограничена релятивистским критическим значением γn_c вследствие отражения от закритической плазмы и, в большей мере, поглощения энергии лазерного поля в процессе ускорения заряженных частиц и последующего испускания фотонов [26, 27]. Здесь γ – лоренц-фактор частиц, $n_c = m\omega^2/(8\pi e^2)$ – критическая концентрация с учетом равного вклада в плазменный ток электронов и позитронов, ω – частота лазерного поля, e – элементарный заряд, m – масса электрона.

В конечном итоге электроны (позитроны) покидают область взаимодействия. В силу выбранной структуры полей [23] заряженные частицы вылетают преимущественно вдоль оси виртуального диполя, формируя направленные вдоль $\pm z$ сгустки частиц. Цель настоящей работы – исследование свойств ускоренных электронов и позитронов для реалистичных конфигураций лазерных систем.

3. Численное моделирование

В силу сложности аналитического описания самосогласованной динамики в многопучковых системах основным методом исследования являлось численное моделирование. Для этого использовался самосогласованный QED-PIC код PICADOR [29], включающий специальный модуль для описания процесса рождения и распада фотонов, основанный на методе Монте-Карло [30]. На каждом временном шаге, с возможностью его подразделения в случае необходимости, для каждой частицы с помощью генератора случайных чисел определяется, происходит излучение фотона или происходит ее распад в зависимости от типа частицы. Излучение и распад фотонов ха-

рактеризуются спектральными плотностями вероятности, полученными в рамках квантовой электродинамики в приближении постоянных скрещенных полей (LCFA).

Расчетная область представляла собой куб со стороной 4 мкм с разрешением 256 точек по каждому направлению. Пространственное распределение всех пучков задавалось в виде гауссова распределения с углом θ по уровню амплитуды $1/e$. В экспериментах лазерные пучки обычно фокусируются с помощью фокусирующей системы, характеризуемой параметром $F\#^{\text{exp}} = f/D$, где D – апертура зеркала, а f – фокусное расстояние. В численном моделировании фокусировка характеризовалась параметром $F\# = 1/[2\tan(\alpha/2)]$, который можно рассматривать как оценку сверху на $F\#^{\text{exp}}$ экспериментальной фокусирующей системы. Временная форма импульса задавалась в виде \sin^2 -огбающей с высокочастотным заполнением с длиной волны $\lambda = 0.9$ мкм и периодом лазерного поля $T = 3$ фс. Длительность импульса τ составляла 10 периодов лазерного поля, что соответствует параметрам перспективной установки XCELS [5]. Пространственное разрешение составляло $1/58$ длины волны, а временное – $1/128$ лазерного периода. Для квантовых процессов излучения фотонов и рождения электрон-позитронных пар временной шаг подбирался автоматически в рамках используемых программных модулей.

Источник формировался с помощью токов, распределенных на границе расчетной области. Для моделирования многопучковых конфигураций использовался модуль, позволяющий задать произвольное число пучков, распространяющихся под произвольными углами [31]. Это достигается за счет использования вспомогательной сетки большего размера, на которой рассчитываются поля сфокусированных импульсов, после чего рассчитанные поля используются для вычисления токов, задающих импульс на всех границах основной сетки. Данный метод позволяет правильно задавать сфокусированные лазерные импульсы даже на малых сетках; например, в случае $F\# = 2.45$ размер используемой сетки меньше размера фокального пятна, что делает необходимым применение нового модуля. Было рассмотрено три конфигурации: 4 и 6 линейно поляризованных пучков, расположенных в один пояс в экваториальной плоскости, и 12 линейно поляризованных пучков, расположенных в два пояса, отклоненных от экваториальной плоскости на половину полного угла фокусировки α (см. рис.1,б). Поляризация пучков

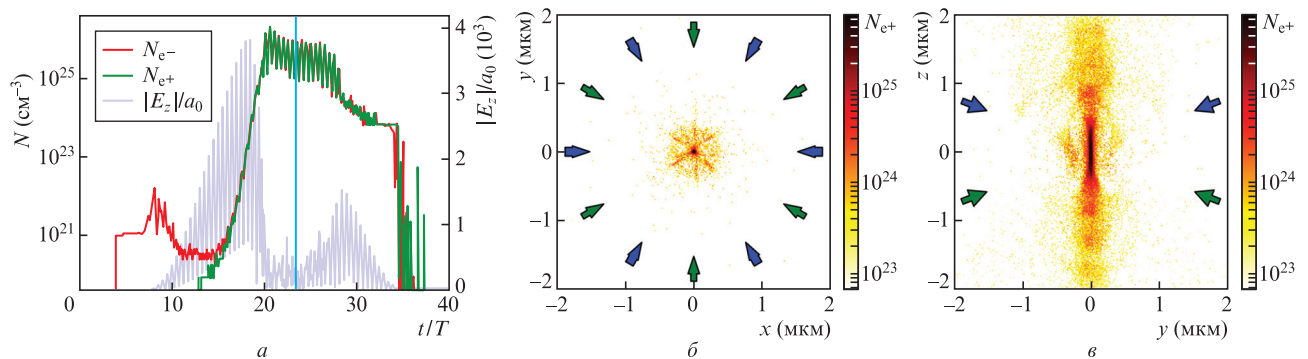


Рис.1. Динамика взаимодействия для 12-пучковой конфигурации полной мощностью 36 ПВт с плазменной мишенью диаметром 1 мкм и концентрацией 10^{21} см^{-3} при $F\# = 1.2$ и длительности импульса 30 фс: а – временная диаграмма максимальной концентрации электронов N_{e-} (красная кривая), позитронов N_{e+} (зеленая кривая), амплитуды z -компоненты электрического поля в фокусе E_z (синяя кривая); б и в – распределения позитронов соответственно в сечениях $z = 0$ и $x = 0$ в момент времени $23T$. Синие и зеленые стрелки показывают направление распространения пучков. Синяя вертикальная прямая на рис.1,а определяет момент времени, в который построены сечения на рис.1,б и в. Электрическое поле нормировано на релятивистское поле $a_0 = m\omega c/e$.

задавалась таким образом, что в фокусе основная компонента электрического поля была направлена вдоль оси z , что соответствует электродипольной конфигурации поля. Угол фокусировки α каждого пучка изменялся в диапазоне 0.2–0.4 рад, что соответствовало значениям параметра $F\#$ от 2.45 (слабая фокусировка) до 1.2 (острая фокусировка). Максимум интенсивности всех пучков достигался в общей точке фокуса в центре области моделирования.

С точки зрения проекта XCELS большой интерес представляют мощности, превышающие 100 ПВт, с учетом 12 лазерных пучков и планируемой мощности 15 ПВт на один пучок. Однако при мощностях, превышающих 40 ПВт, процесс пинчевания формирующейся электрон-позитронной плазмы [26] приводит к сингулярному росту плотности плазмы и возникновению численной неустойчивости, связанной с невозможностью разрешить плазменный период. Кроме того, при максимальных мощностях темп роста каскада становится столь большим, что модуль для моделирования развития каскада не может адекватно моделировать лавину. В настоящее время эти численные проблемы не решены, поэтому в численном моделировании была использована полная мощность 36 ПВт, задаваемая в 4-, 6- и 12-пучковой конфигурациях.

Вопрос выбора мишени с точки зрения оптимизации ожидаемых параметров взаимодействия является отдельной задачей и нами не исследовался. В качестве затравки была выбрана сферическая мишень из атомов водорода диаметром 1 мкм и концентрацией электронов 10^{21} см^{-3} . Выбор мишени в данном случае является произвольным, однако следует подчеркнуть, что при малых размерах мишени, если поле не экранируется плотной плазмой далеко от фокуса, динамика системы во многом определяется числом затравочных частиц, а не формой мишени [26].

4. Динамика системы

Динамика взаимодействия лазерного излучения с плазменной мишенью при рассматриваемых параметрах лазерной системы представляет собой сложный многостадийный процесс [26, 27]. Результаты моделирования для двух наборов параметров – 12-пучковой конфигурации с $F\# = 1.2$ и 4-пучковой конфигурации с $F\# = 2.45$ – представлены на рис.1 и 2 соответственно. Первоначальное обжатие мишени приводит к тому, что электроны сначала сгребаются в центр, а потом большей частью по-

кидают область взаимодействия, что проявляется в экспоненциальном падении концентрации электронов при $t = (10–15)T$ (см. рис.1, *a* и *2, a*). Оставшиеся электроны выступают в роли затравочных частиц, и по мере дальнейшего возрастания амплитуды в фокальной плоскости развивается КЭД каскад, что приводит к росту концентрации электрон-позитронной плазмы.

Дальнейшая динамика сильно зависит от конфигурации лазерной системы. Это объясняется тем, что как с уменьшением числа пучков, так и с увеличением $F\#$ амплитуда электрического поля в фокусе уменьшается, что ведет к уменьшению темпа рождения новых частиц. Кроме того, уменьшение числа пучков приводит к сильной азимутальной неоднородности распределения поля и увеличивает размеры области малого поля, что ведет к росту темпа ухода частиц из области фокуса. Все это приводит к тому, что темп роста каскада падает. Показанные на рис.1 и 2 результаты демонстрируют два крайних рассмотренных случая с точки зрения динамики системы.

Для 12-пучковой конфигурации, представленной на рис.1, по мере развития каскада концентрация электрон-позитронной плазмы достигает релятивистского критического значения, и реализуется сильно нелинейный режим. Из рис.1, *a*, видно, что в момент времени $t = 20T$ концентрация плазмы достигает $10^{25}–10^{26} \text{ см}^{-3}$, поле вытесняется из области плотной плазмы, а амплитуда электрического поля в центре сильно проседает. При этом по мере изменения амплитуды импульса в фокальной области формируются плазменные слои [27] или z -пинч [26], что также проявляется в структуре распределения позитронов (рис.1, *б, в*).

В случае 4-пучковой конфигурации, напротив, темп роста КЭД каскада недостаточен для того, чтобы на длительности импульса концентрация электрон-позитронной плазмы достигла релятивистского критического значения и динамика системы перешла в нелинейный режим. Это подтверждается тем, что огибающая электрического поля в центре остается невозмущенной. Как видно из рис.2, *a*, концентрация электрон-позитронной плазмы достигает лишь значений порядка начальной концентрации 10^{21} см^{-3} . При этом более ярко выраженная пространственная неоднородность излучения приводит к тому, что КЭД каскад развивается главным образом вблизи оси лазерных пучков (рис.2, *б* и *в*). Следует отметить, что при изменении размера и увеличении концентрации мишени возможно достижение нелинейного режима и в такой

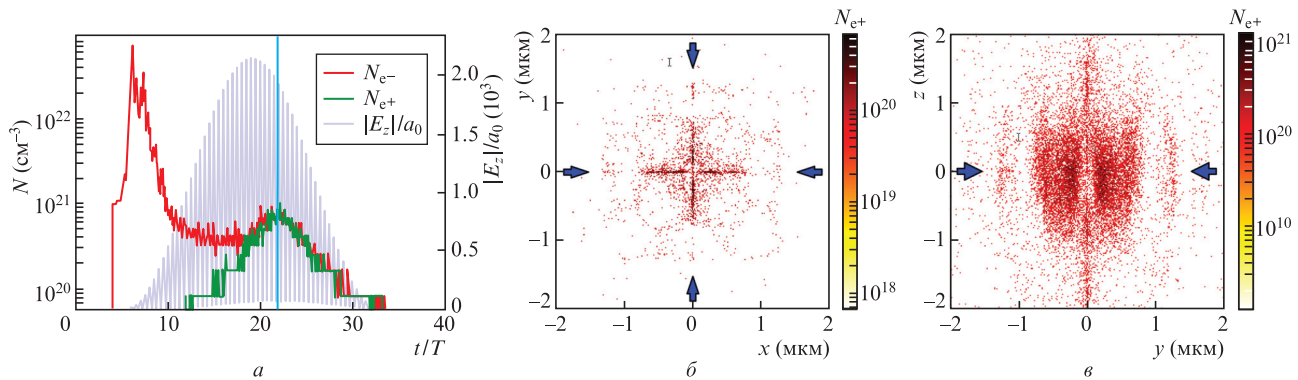


Рис.2. Динамика взаимодействия для 4-пучковой конфигурации полной мощностью 36 ПВт с плазменной мишенью диаметром 1 мкм и концентрацией 10^{21} см^{-3} при $F\# = 2.45$ и длительности импульса 30 фс: *a* – временная диаграмма максимальной концентрации электронов N_{e-} (красная кривая), позитронов N_{e+} (зеленая кривая), амплитуды z -компоненты электрического поля в фокусе E_z (синяя кривая); *б* и *в* – распределения позитронов соответственно в сечениях $z = 0$ и $x = 0$ в момент времени $22T$. Легенда та же, что и на рис.1.

конфигурации. Другие рассмотренные конфигурации демонстрируют динамику, промежуточную по отношению к обсуждаемым конфигурациям.

5. Свойства ускоренных электронов и позитронов

Заряженные частицы, электроны и позитроны, ускоряются в самосогласованном поле сфокусированных лазерных импульсов, взаимодействующих с плотной электрон-позитронной плазмой, поэтому во многом их ускорение определяется динамикой взаимодействия. Вследствие этого свойства пучков заряженных частиц сильно зависят от параметров лазерной системы, таких как число пучков в лазерной системе и их фокусировка. Кроме того, эти свойства могут зависеть от параметров мишени, однако следует отметить, что в настоящей статье параметры мишени не были оптимизированы для максимизации каких-либо свойств ускоряемых частиц.

Одной из основных характеристик ускоренных заряженных частиц, определяющей их возможные применения, является их спектр. Для определенности в дальнейшем речь будет идти о позитронах, т. к. при экспоненциальном развитии каскада начальное число электронов мало по сравнению с числом электрон-позитронных пар, рожденных в процессе каскада, и распределения электронов и позитронов с хорошей точностью совпадают. Это подтверждает совпадение временной динамики концентраций электронов и позитронов на рис.1,*a* и 2,*a* после начала развития каскада (экспоненциального роста плотности электрон-позитронной плазмы).

На рис.3,*a* показаны энергетические спектры позитронов, нормированные на полное число частиц, для лазерной системы с $F\# = 1.2$ с разным числом пучков и полной мощностью 36 ПВт. Спектры позитронов для разного числа пучков имеют различия, наиболее сильно проявляющиеся в области максимальных энергий. Эти различия можно объяснить уменьшением амплитуды электрического поля при уменьшении числа пучков. Данное утверждение косвенно подтверждается тем, что максимальное среди рассмотренных конфигураций значение максимальной энергии позитронов (часть частиц с энергией выше этого значения содержит 1% общей энергии частиц) достигается в случае идеальной волны,

взаимодействующей с той же мишенью, для которой амплитуда поля в фокусе максимальна (рис.3,*б*). Кроме того, на спектр влияют и различия структуры поля в линейном и нелинейном режимах. Так, в случае четырех пучков средняя часть спектра значительно выше, чем для других конфигураций, что можно объяснить подавленным нелинейным режимом в сравнении с конфигурациями с большим числом пучков, для которых реализуется нелинейный режим взаимодействия (см. рис.1,*a* и 2,*a*). При уменьшении угла фокусировки (увеличении параметра $F\#$) описанные особенности спектров сохраняются, и отличие от идеальной дипольной волны только увеличивается (см. рис.4). При этом отличие спектра 4-пучковой конфигурации от спектров других многопучковых конфигураций уменьшается, что объясняется менее выраженным нелинейным режимом для этих конфигураций из-за уменьшения амплитуды поля в фокусе.

Электрическое поле в области фокуса направлено преимущественно вдоль оси z [20], поэтому частицы ускоряются и вылетают также преимущественно вдоль оси z . Электрическое поле меняет знак каждые полпериода, поэтому сгустки заряженных частиц выбрасываются попеременно в положительном и отрицательном направлении оси z . На линейной стадии развития каскада в идеальной волне азимутальное распределение однородно в силу отсутствия модуляции поля.

На рис.5 приведены интегральные угловые распределения позитронов для конфигураций с разным числом пучков при $F\# = 1.2$. Для сравнения также показано угловое распределение позитронов в случае идеальной дипольной волны электрического типа, взаимодействующей с такой же мишенью. Из рис.5,*a* видно, что азимутальные угловые распределения для 12-пучковой конфигурации и идеальной дипольной волны близки, при этом угловое распределение не является полностью однородным по углу даже для идеальной волны. Это объясняется сильно нелинейным режимом взаимодействия, проходящим через стадии азимутального расслоения однородной электрон-позитронной плазмы [27] и формирования пинча [26]. Именно положение токовых слоев при азимутальном расслоении определяет положение неоднородностей, не связанных с расположением лазерных пучков. Похожее поведение с более выраженными модуляциями наблюдается и для 6-пучковой конфигурации, что

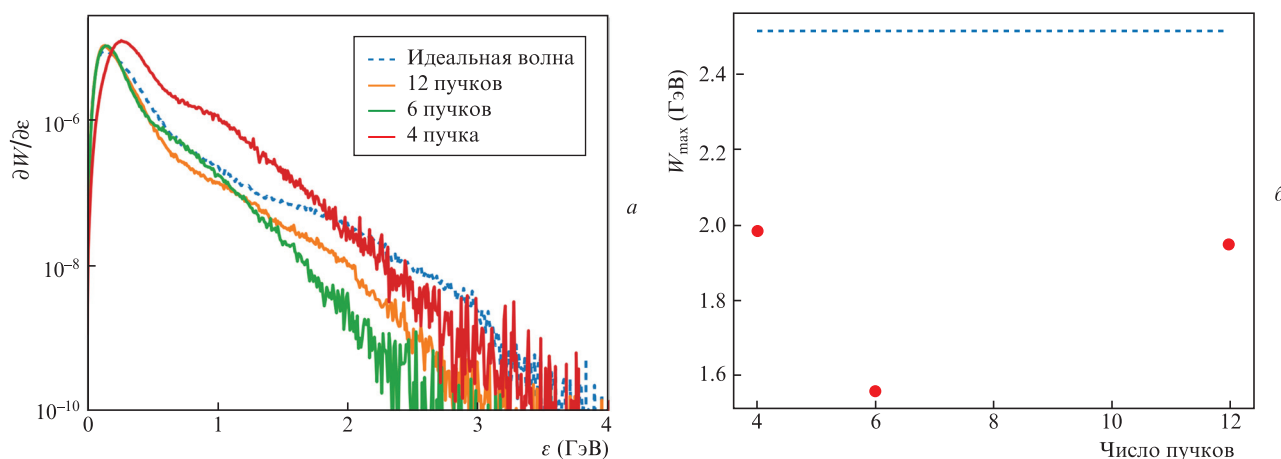


Рис.3. Энергетические спектры позитронов в расчете на одну частицу (*a*) и зависимость максимальной энергии позитронов от числа пучков (*б*) для $F\# = 1.2$ и суммарной мощности 36 ПВт. Для сравнения пунктиром приведены данные для идеальной дипольной волны электрического типа мощностью 36 ПВт, взаимодействующей с такой же мишенью.

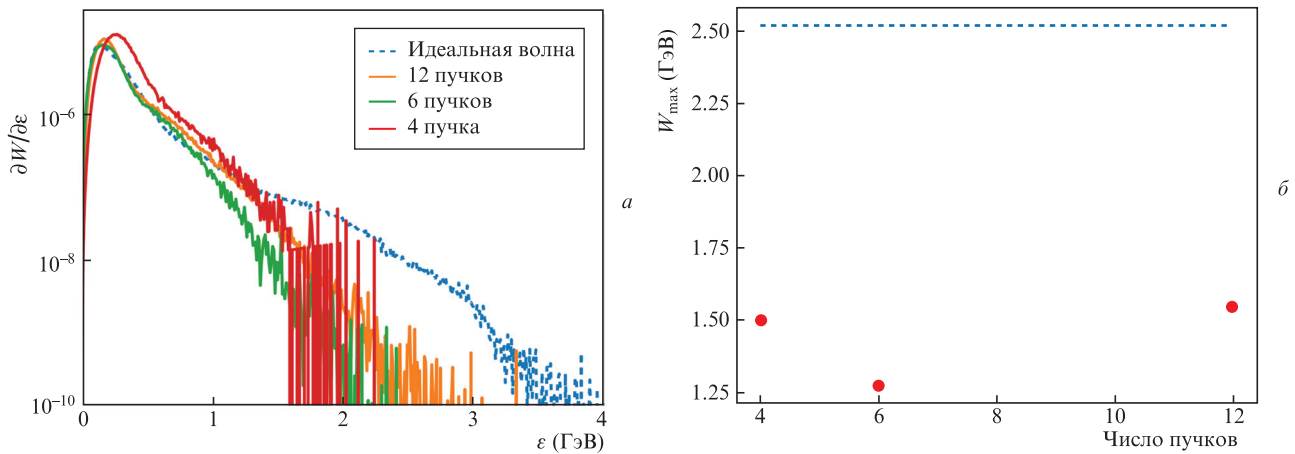


Рис.4. Энергетические спектры позитронов в расчете на одну частицу (а) и зависимость максимальной энергии позитронов от числа пучков (б) для $F\# = 2.45$ и суммарной мощности 36 ПВт. Для сравнения пунктиром приведены данные для идеальной дипольной волны электрического типа мощностью 36 ПВт, взаимодействующей с такой же мишенью.

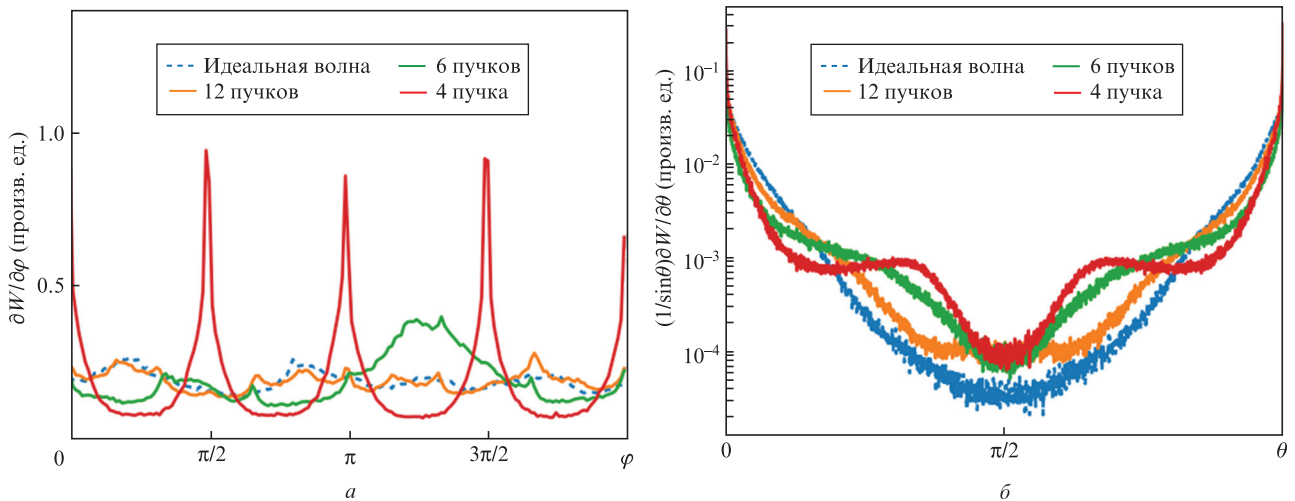


Рис.5. Интегральные азимутальные (а) и полярные (б) энергетические угловые распределения позитронов для $F\# = 1.2$ и разного числа пучков суммарной мощностью 36 ПВт. Пунктиром показано угловое распределение позитронов для идеальной дипольной волны электрического типа мощностью 36 ПВт, взаимодействующей с такой же мишенью.

можно объяснить более медленным процессом слияния токовых слоев. Для 4-пучковой конфигурации хорошо видны четыре максимума, соответствующие направлениям распространения отдельных импульсов, что объясняется отсутствием нелинейного режима и развитием каскада на оси пучков в сильно неоднородном поле (см. также рис.2,б).

На рис.5,б представлено интегральное полярное распределение ускоренных позитронов в случае острой фокусировки ($F\# = 1.2$). Хорошо видно, что, как и ожидалось, позитроны покидают область взаимодействия вблизи углов 0 и π , что соответствует направлениям $\pm z$. Полярное угловое распределение очень узкое, и его ширина может достигать единиц мрад (см. рис.7,а). Переход в нелинейный режим приводит к уширению углового распределения позитронов, что подтверждается более широким угловым распределением в случае идеальной дипольной волны.

Угловые распределения в случае более пологой фокусировки $F\# = 2.45$ (рис.6) подтверждают приведенные заключения. Из-за уменьшения амплитуды в фокусе переход в нелинейный режим подавляется также для 6-пучковой конфигурации, что проявляется в виде сильной ази-

мутальной модуляции по числу лазерных пучков. Как и в случае более острой фокусировки, полярное распределение очень узкое и его ширина может составлять несколько мрад (см. рис.6,б и 7,б). Таким образом, узкое полярное распределение позитронов определяется общей электродипольной конфигурацией поля и в меньшей степени зависит от числа пучков. Азимутальное угловое распределение заряженных частиц, наоборот, может отражать структуру пучков и, таким образом, может использоваться для диагностики режимов взаимодействия: в линейном и слабо нелинейном режимах будет наблюдаться сильная азимутальная модуляция углового распределения, при переходе же в сильно нелинейный режим угловое распределение будет близко к однородному.

Помимо спектральных свойств и углового распределения позитронов, необходимо оценить количественные характеристики потоков ускоренных позитронов. На рис.8,а представлена зависимость полного заряда ускоренных позитронов от параметра $F\#$ лазерного пучка для разного числа пучков при фиксированной полной мощности 36 ПВт. Видно, что при уменьшении $F\#$ полный заряд растет и стремится к величине, близкой к полному заряду в случае идеальной дипольной волны. Такое пове-

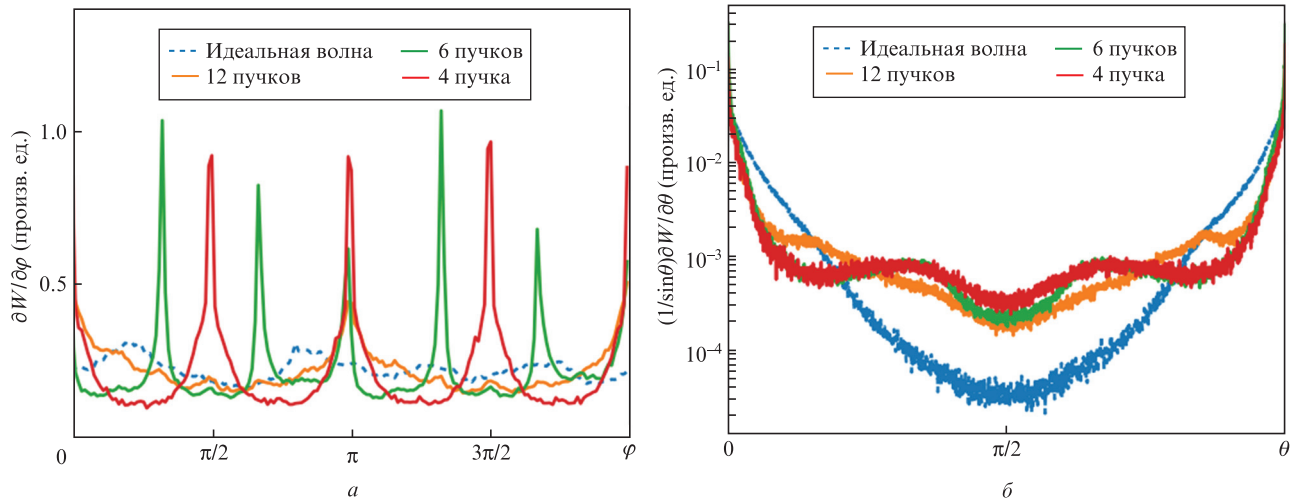


Рис.6. Интегральные азимутальные (а) и полярные (б) энергетические угловые распределения позитронов для $F\# = 2.45$ и разного числа пучков суммарной мощностью 36 ПВт. Пунктиром показано угловое распределение позитронов для идеальной дипольной волны электрического типа мощностью 36 ПВт, взаимодействующей с такой же мишенью.

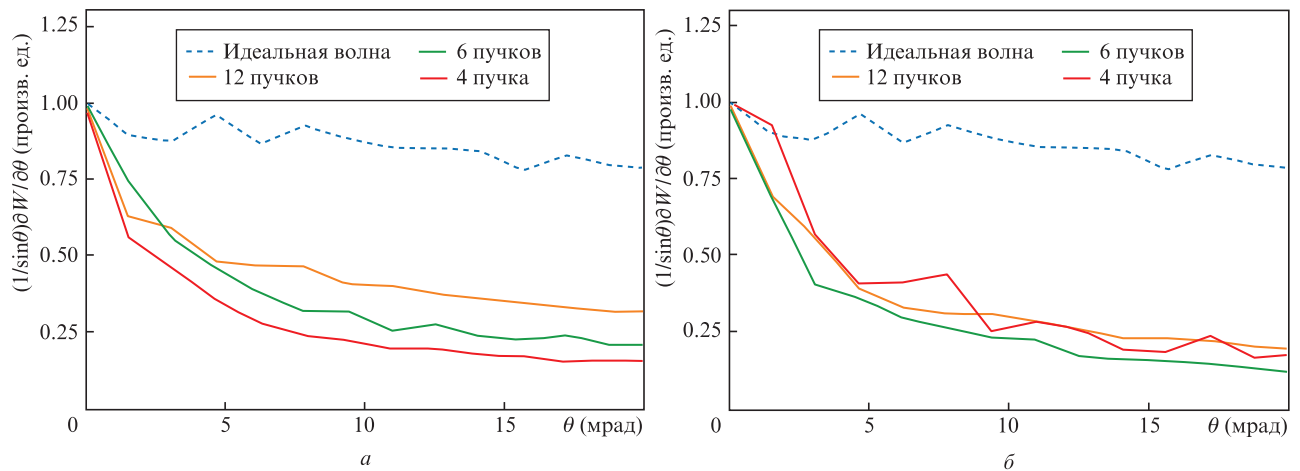


Рис.7. Интегральные полярные угловые распределения позитронов для $F\# = 1.2$ (а) и 2.45 (б) и разного числа пучков суммарной мощностью 36 ПВт. Пунктиром показано угловое распределение позитронов для идеальной дипольной волны электрического типа мощностью 36 ПВт, взаимодействующей с такой же мишенью.

дение связано с переходом в нелинейный режим взаимодействия, эффективно ограничивающий поле в области фокуса. Таким образом, для достижения максимального заряда ускоренных частиц необходимо оптимизировать

мишень с целью более позднего выхода на нелинейный режим.

Для идеальной дипольной волны полный заряд ускоренных позитронов для рассматриваемой конфигурации мишени составляет порядка 250 нКл, а для позитронов с

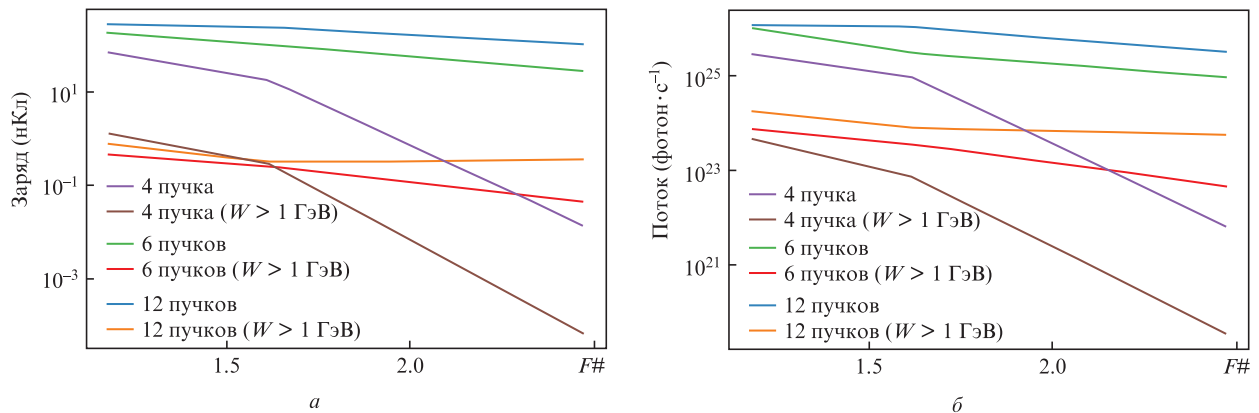


Рис.8. Зависимости суммарного заряда ускоренных позитронов (а) и максимального потока позитронов (б) от параметра $F\#$ лазерного пучка. Полная мощность лазерного излучения 36 ПВт.

энергией, превышающей 1 ГэВ, – порядка 1.2 нКл за всю длительность импульса. В силу того, что заряженные частицы вылетают попеременно в разном направлении оси z , в каждую из сторон вылетает примерно половина от этого заряда. В случае большого числа пучков зависимость от $F\#$ выражена слабо, так для 12 пучков даже при $F\# = 2.45$ полный заряд падает только до 100 нКл, а для позитронов с энергией больше 1 ГэВ – до 0.35 нКл. В случае же 4-пучковой конфигурации при переходе от $F\# = 1.2$ к $F\# = 2.45$ полный заряд падает на четыре порядка. Это говорит о том, что системы с большим числом пучков значительно менее чувствительны к параметрам фокусировки лазерной системы по сравнению с системами с малым числом пучков в силу более однородного распределения поля в фокусе, что потенциально делает их более устойчивыми к возмущениям и неточностям фокусировки. Развитие КЭД каскада приводит к формированию рекордных потоков заряженных частиц до 10^{26} с^{-1} для всех позитронов и до 10^{24} с^{-1} для позитронов с энергией больше 1 ГэВ (рис.8,б).

6. Обсуждение

В работе рассмотрена возможность формирования источника ускоренных до энергий порядка 2 ГэВ электронов и позитронов для разного числа лазерных пучков и углов фокусировки. Вместе с тем не анализировались требования к точности пространственной фокусировки, временной синхронизации и фазировки отдельных импульсов, которые могут существенным образом повлиять на результат. Требования к этим параметрам должны быть сформулированы в рамках отдельного исследования. Полученные параметры ускоренных частиц (спектр, максимальная энергия, поток, заряд) также могут быть оптимизированы относительно параметров мишени, например, путем использования специальных наноструктурированных мишеней. К потенциальным недостаткам предложенной схемы ускорения частиц можно отнести широкий спектр, т.к. пучки ускоренных частиц не моноэнергетичны. Кроме того, ускоренные заряженные частицы не формируют единственный сгусток, а распространяются в виде набора сгустков, причем каждые полпериода сгусток определенного типа частиц выбрасывается в противоположном направлении, т.е. сгустки электронов и позитронов чередуются.

7. Заключение

Продемонстрирована возможность создания источника ускоренных электронов и позитронов с энергиями до нескольких ГэВ при использовании для облучения плазменной мишени многопучковой лазерной системы электродипольной конфигурации. В данной конфигурации поля электроны и позитроны, рожденные в результате развития КЭД каскада и ускоренные в поле лазерных импульсов, выбрасываются попеременно в направлении и против оси z . Рассмотрены свойства формируемых потоков позитронов в зависимости от числа пучков и параметра фокусировки для различных конфигураций полной мощностью 36 ПВт. Полярное интегральное угловое распределение позитронов (электронов) может иметь ширину порядка нескольких мрад и уширяться

при переходе в нелинейный режим взаимодействия. Азимутальное угловое распределение заряженных частиц может использоваться для диагностики режимов взаимодействия: в линейном и слабо нелинейном режимах наблюдается сильная азимутальная модуляция углового распределения по числу лазерных пучков, при переходе в сильно нелинейный режим угловое распределение близко к однородному. Максимальная энергия заряженных частиц зависит от конфигурации системы и лежит в диапазоне 1.5–2 ГэВ. Было показано, что для 12 пучков суммарный заряд за время длительности лазерного импульса 30 фс может достигать 250–270 нКл, а заряд частиц с энергией больше 1 ГэВ – превышать 1 нКл.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ (соглашение №075-15-2022-316) и Министерством науки и высшего образования РФ (соглашение №075-15-2021-1361). Численное моделирование выполнено на основе вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН и вычислительных ресурсов суперкомпьютера ННГУ.

1. Bingham R. et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **46**, R1 (2004).
2. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 1229 (2009).
3. Костюков И.Ю., Пухов А.М. *УФН*, **185**, 89 (2015) [*Phys. Usp.*, **58**, 81 (2015)].
4. Alejo A., Walczak R., Sarri G. *Sci. Rep.*, **9**, 5279 (2019).
5. XCELS; www.xcels.ipfran.ru.
6. ELI; www.extreme-light-infrastructure.eu.
7. Bell A.R., Kirk J.G. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 200403 (2008).
8. Fedotov A.M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 080402 (2010).
9. Bulanov S.S. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 220407 (2010).
10. Nerush E.N. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 035001 (2011).
11. Mironov A.A. et al. *Phys. Lett. A*, **378**, 3254 (2014).
12. Bashmakov V.F. et al. *Phys. Plasmas*, **21**, 013105 (2014).
13. Luo W., Zhu Y.-B., et al. *Phys. Plasmas*, **22**, 063112 (2015).
14. Chang H.X., Qiao B., Xu Z., et al. *Phys. Rev. E*, **92**, 053107 (2015).
15. Vranic M., Grismayer T., Fonseca R.A., Silva L.O. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **59**, 014040 (2017).
16. Grismayer T., Vranic M., et al. *Phys. Rev. E*, **95**, 023210 (2017).
17. Башинов А.В., Кумар П., Ким А.В. *Квантовая электроника*, **48**, 833 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 833 (2018)].
18. Sampath A., Tamburini M. *Phys. Plasmas*, **25**, 083104 (2018).
19. Sorbo D.D. et al. *New J. Phys.*, **20**, 033014 (2018).
20. Lécz Z., Andreev A. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **61**, 045005 (2019).
21. Samsonov A.S., Nerush E.N., Kostyukov I.Yu. *Sci. Rep.*, **9**, 11133 (2019).
22. Jirka M., Klimo O., et al. *Sci. Rep.*, **7**, 15302 (2017).
23. Gonoskov I., Aiello A., et al. *Phys. Rev. A*, **86**, 053836 (2012).
24. Gonoskov A., Bashinov A., Bastrakov S., Efimenko E., Ilderton A., Kim A., et al. *Phys. Rev. X*, **7**, 041003 (2017).
25. Bashinov A.V., Efimenko E.S., Gonoskov A.A., Korzhimanov A.V., Muraviev A.A., Kim A.V., Sergeev A.M. *J. Opt.*, **19**, 114012 (2017).
26. Efimenko E.S., Bashinov A.V., Gonoskov A.A., Bastrakov S.I., et al. *Phys. Rev. E*, **99**, 031201(R) (2019).
27. Efimenko E.S., Bashinov A.V., Bastrakov S.I., Gonoskov A.A., Muraviev A.A., et al. *Sci. Rep.*, **8**, 2329 (2018).
28. Gonoskov A., Bashinov A., Gonoskov I., Harvey C., Ilderton A., Kim A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 014801 (2014).
29. Surmin I.A., Bastrakov S.I., Efimenko E.S., Gonoskov A.A., et al. *Comput. Phys. Commun.*, **202**, 204 (2016).
30. Gonoskov A., Bastrakov S., Efimenko E., Ilderton A., Marklund M., Meyerov I., et al. *Phys. Rev. E*, **92**, 023305 (2015).
31. Панова Е.А., Гоносков А.А., Мееров И.Б., Ефименко Е.С. в сб. *Математическое моделирование и суперкомпьютерные технологии. Труды XXI Международной конференции* (Н. Новгород: изд-во Нижегородского госуниверситета, 2021, с. 257).