

Пробой вакуума в многопучковой конфигурации магнитодипольной волны

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

Исследован пробой вакуума в мультипетаваттных лазерных полях многопучковой конфигурации, соответствующей сходящейся магнитодипольной волне. С помощью трехмерного численного моделирования методом частиц-в-ячейках определена пороговая суммарная мощность лазерного излучения, необходимая для пробоя вакуума, в зависимости от количества лазерных пучков. Показано, что минимальная пороговая мощность пробоя 14 ПВт достигается при использовании 12 пучков, с уменьшением числа пучков до двух-шести пороговая мощность возрастает и устанавливается на уровне 18 ПВт. Определена зависимость скорости развития квантово-электродинамического каскада от количества лазерных пучков в широком диапазоне мощностей. Продемонстрировано, что флуктуации мощности каждого из пучков слабо влияют как на порог пробоя, так и на скорость развития каскада.

Ключевые слова: магнитодипольная волна, КЭД-каскад, пробой вакуума.

1. Введение

В настоящее время достижения в разработке мультипетаваттных лазерных систем [1] позволяют поставить вопрос об оптическом пробое вакуума как материальной среды и о создании в лаборатории плотной электрон-позитронной плазмы, которая до сих пор могла формироваться только в экстремальных астрофизических условиях [2–5]. Такая постановка задачи, несомненно, является вызовом для современных технологий эксперимента.

Как и для оптического пробоя, для пробоя вакуума существуют два основных механизма генерации плазмы. В случае оптического пробоя – это ионизация атомов либо молекул электромагнитным полем и лавинная ионизация путем электронных столкновений. В случае пробоя вакуума эти механизмы – прямая туннельная ионизация вакуума лазерным полем и квантово-электродинамические (КЭД) каскады. Прямая туннельная ионизация требует величин поля порядка швингеровского поля [6], что соответствует интенсивности 4×10^{29} Вт/см². Недавно было заявлено, что этот порог может быть уменьшен до $\sim 10^{27}$ Вт/см² [7–9], однако это все еще недостижимо для проектируемых лазерных установок. Механизм КЭД-каскада [10] подразумевает, что электрон, ускоренный в лазерном поле, излучает гамма-фотон, который, в свою очередь, распадается в сверхсильном лазерном поле на пару частиц: электрон и позитрон. При определенных условиях этот процесс может повторяться и, следовательно,

привести к лавинному рождению электрон-позитронных пар [11, 12]. В итоге может быть создана плотная электрон-позитронная плазма. Следует подчеркнуть, что ее параметры и свойства могут существенно зависеть от конфигурации лазерных полей [8, 13–24].

Основная часть исследований, проводимых до сих пор, была посвящена конфигурациям лазерного поля, максимизирующим электрическое поле. Яркий пример такой конфигурации – предельный случай многопучковой конфигурации полей в форме электродипольной волны [25, 26], где фокальный объем минимален, а электрическое поле максимально. Такая конфигурация наиболее благоприятна для уменьшения пороговой мощности пробоя вакуума для самоподдерживающегося развития КЭД-каскада, а наименьшая пороговая мощность составляет ~ 7.2 ПВт [27], что делает такую конфигурацию многообещающей в свете разработки будущей экспериментальной установки. Более того, конфигурация электродипольной волны позволяет создать токовые структуры, способные приводить к экстремальному сжатию электрон-позитронной плазмы, схожему с образованием токовых слоев [28], и к пинчеванию плазмы [29]. Такой процесс может открыть дорогу к созданию квантовой электрон-позитронной плазмы и приближению к швингеровскому пределу. Также понизить порог пробоя можно с использованием конфигурации из нескольких пучков излучений с эллиптической поляризацией [30, 31]. Однако такая конфигурация более сложна с экспериментальной точки зрения.

В недавних работах [32, 33] исследовался пробой вакуума и в сходящейся магнитодипольной волне. Были подробно изучены типы траекторий частиц в такой конфигурации, образующиеся плазменные структуры, и отмечены отличия от случая электродипольной волны. Было показано, что хотя частицы в магнитодипольной волне достигают меньших энергий, более сильное магнитное поле может эффективнее стимулировать гамма-излучение. Как следствие, пороговые мощности пробоя вакуума и темпы роста КЭД-каскада в электро- и магнитодипольной кон-

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

фигурациях близки. Важной особенностью магнитодипольной конфигурации является то, что в этом случае движение заряженных частиц может приводить к формированию θ -пинча (по аналогии с z -пинчем в электродипольной конфигурации). Этот факт значительно усиливает интерес и к конфигурациям лазерных полей, создающим такие магнитные структуры, с точки зрения лабораторного моделирования астрофизических феноменов, которые обычно ассоциируются с астрофизическими объектами со сверхсильными магнитными полями, такими как нейтронные звезды и магнетары [34–36]. Экспериментальные исследования взаимодействия сходящейся магнитодипольной волны (или приближенной к ней) с веществом также могут быть проведены на планируемой сверхмощной лазерной системе XCELS [37, 38].

Конечно, сходящиеся электро- или магнитодипольные волны являются идеализацией, и основной фактор, отделяющий эту идеализацию от эксперимента, состоит в том, что в реальном эксперименте может быть доступно лишь конечное число лазерных пучков. В целях продвижения к планированию реального эксперимента в настоящей работе рассматривается многопучковая конфигурация полей, соответствующая магнитодипольной волне. В качестве первого шага рассматриваются пороги пробоя вакуума и темпы роста КЭД-каскада в полубесконечной магнитодипольной волне постоянной мощности в зависимости от количества и суммарной мощности лазерных пучков. Стоит отметить, что на данном этапе в основном рассматривается «идеальный» эксперимент. Однако для демонстрации устойчивости системы к неизбежным экспериментальным погрешностям также был рассмотрен случай с неравномерным распределением мощности по пучкам.

2. Постановка эксперимента

В рамках предлагаемого эксперимента на планируемой лазерной установке XCELS предлагается изучить ди-

намику КЭД-каскада в многопучковой конфигурации из нескольких сходящихся сверхмощных лазерных пучков, сфокусированных в форме магнитодипольной волны. Для этого $N = 2, 4, 6$ линейно-поляризованных пучков располагаются в одной плоскости, перпендикулярной оси виртуального диполя, таким образом, что их магнитные поля сонаправлены, а электрические имеют азимутальное направление. Для $N = 12$ используются два подобных пояса (double belt), а фокусировка может быть обеспечена параболическими зеркалами, как описано в [26]. Схема расположения пучков представлена на рис.1.

Факт пробоя вакуума может быть диагностирован по диаграмме направленности выходящих из фокальной области заряженных частиц: при отсутствии пробоя вакуума частицы в основном выходят в направлениях, близких к оси диполя, а при пробое – в перпендикулярной этой оси плоскости [33] (подробнее см. разд.5). Темп же роста каскада может быть определен по числу вышедших частиц. Существует ряд успешно апробированных в экспериментах способов измерения количества позитронов и электронов и их спектров (напр., см. [39, 40]). Однако стоит отметить, что детали измерения числа рожденных частиц и темпа роста каскада могут существенно зависеть от множества факторов, таких как количество, мощность, временной профиль и длительность лазерных импульсов, схема фокусировки излучения, характеристики доступных для использования мишеней и др., и будут детально проработаны позднее.

3. Моделирование эксперимента

Лавинное образование электрон-позитронных пар – сложный составной процесс, зависящий от пространственно-временной структуры полей, а также от распределений заряженных частиц и фотонов в фазовом пространстве. Как следствие, в общем случае единственный реалистичный метод анализа такого процесса – численное моделирование. Для моделирования мы используем

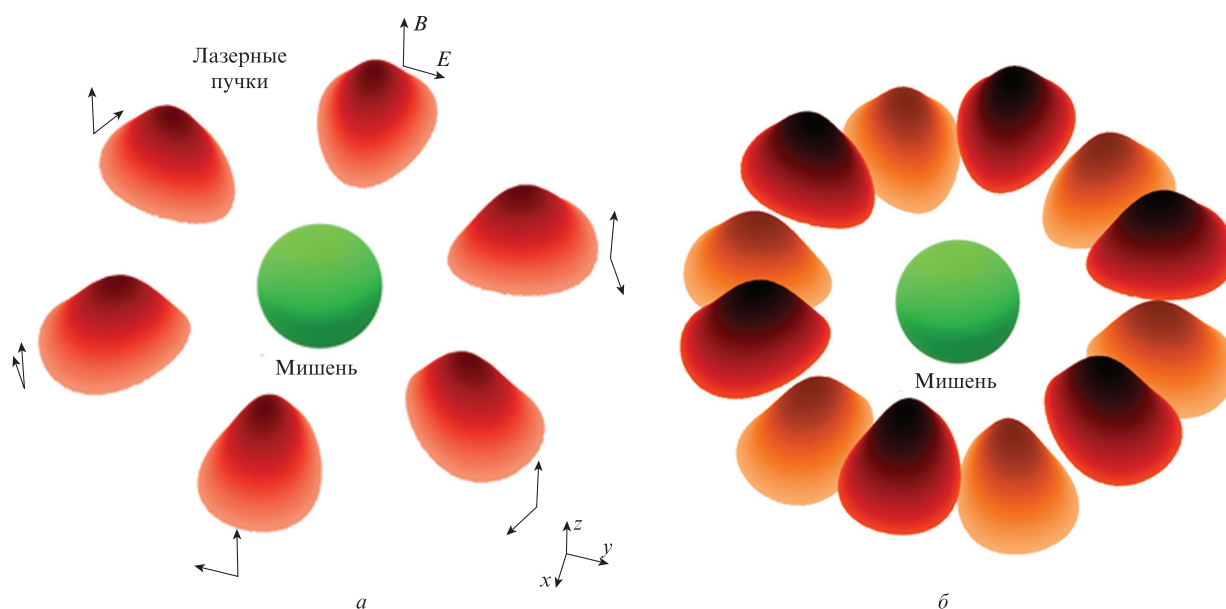


Рис.1. Схема эксперимента по облучению мишени лазерными пучками, фокусируемыми в форме магнитодипольной волны, с целью проверки различных приближений для описания радиационных эффектов. Представлены примеры расположения пучков в один (а) и в два (б) пояса (один пояс над другим). Поляризация излучений в каждом пучке линейная, но при этом их интерференция обеспечивает направленность суммарного электрического поля, близкую к азимутальной.

трехмерный КЭД-ПИК (PIC (particle-in-cell) – метод частиц-в-ячейках), код PICADOR [41], использующий адаптивный генератор событий (АГС) [42] для моделирования излучения фотонов и их распада на электрон-позитронные пары в рамках квазиклассического подхода [43].

В настоящей работе в серии численных экспериментов рассматривается эволюция ансамбля электронов и позитронов. Затравочные электроны и позитроны вбрасываются в состоянии покоя распределенными равномерно внутри сферы радиусом, равным длине волны лазерного излучения λ , и с центром в общем фокусе N пучков, фокусирующихся в форме магнитодипольной волны. Рассматривались $N = 2, 4, 6, 12$. Нулевым моментом времени считался момент, в который волна начинает заходить в расчетную область. Временной профиль пучков брался полубесконечным.

Для исследования порогов пробоя и темпов роста линейной стадии КЭД-каскада (до достижения плотности плазмы, способной оказывать заметное обратное воздействие на поле) в условиях высокого темпа роста каскада для возможности более длительного наблюдения его линейной стадии в качестве затравки использовались модельные электроны и позитроны со статистическим весом $f_0 \approx 3.4 \times 10^{-18}$, т.е. с существенно уменьшенными массой и зарядом (пропорционально друг другу). Для конфигураций с количеством пучков $N = 2$ и $N = 4$ примерно 900000 частиц каждого типа вбрасывалось в момент времени $t = 10T$, где T – период лазерного поля. Для конфигураций с количеством пучков $N = 6$ и $N = 12$ то же число частиц вбрасывалось в момент времени $t = 8.75T$. Размер расчетной области составлял $9\lambda \times 9\lambda \times 9\lambda$ для $N = 2$ и $N = 4$ и $8\lambda \times 8\lambda \times 8\lambda$ для $N = 6$ и $N = 12$, где $\lambda = 0.9$ мкм. Число ячеек бралось равным $288 \times 288 \times 288$. Использовался шаг PIC-кода по времени, равный $1/64 T$. При необходимости для разрешения во времени процессов излучения фотонов и их распада на электрон-позитронные пары шаг автоматически дополнительно разбивается АГС. Для каждого значения N рассматривалась суммарная мощность пучков P в пределах 14–180 ПВт.

При исследовании конфигурации с неравномерным распределением мощности по пучкам для половины пучков мощность выбиралась в 2.25 раза большей мощностей оставшейся половины пучков, причем расположение пучков задавалось максимально асимметричным (в случае четырех пучков два пучка с большей мощностью отстояли друг от друга на угол $\pi/2$).

4. Результаты моделирования

4.1. Определение линейной стадии КЭД-каскада

Для определения темпа роста каскада в каждом отдельном численном расчете были проанализированы зависимости от времени максимального в фокальной области магнитного поля B_z и концентраций электронов, позитронов и фотонов, усредненных внутри сферы с радиусом, соответствующим расстоянию до первого узла электрического поля [33] магнитодипольной волны $\sim 0.72\lambda$. Пример такой зависимости изображен на рис.2.

Линейная стадия КЭД-каскада определялась как стадия, на которой плазма имеет достаточно низкую концентрацию и еще не способна оказывать заметного обратного влияния на электромагнитное поле, т.е. каскад развивается фактически в заданных полях. Во время дан-

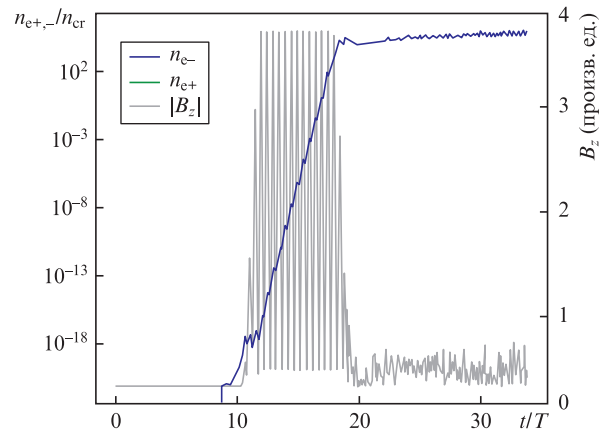


Рис.2. Временные зависимости основной компоненты магнитного поля B_z в фокусе (линейная шкала) и концентрации электрон-позитронной плазмы внутри сферы радиусом 0.72λ (логарифмическая шкала) для КЭД-каскада в 12 пучках суммарной мощностью 100 ПВт, сходящихся в форме магнитодипольной волны; n_{e+} и n_{e-} совпадают с высокой точностью.

ной стадии после короткого периода установления, в течение которого остается лишь доминирующее собственное решение физической системы (в случае, изображенном на рис.2, $t = 9-12T$), происходит экспоненциальный рост концентрации частиц ($t = 12-18T$). Такой рост длится вплоть до достижения концентрации плазмы $10^3-10^4 n_{cr}$ (n_{cr} – критическая концентрация плазмы), после чего начинается нелинейная стадия – электромагнитное поле начинает испытывать обратную реакцию вплоть до почти полного выдавливания поля из области плотной плазмы.

В рамках настоящей работы интерес представляет темп роста каскада на линейной стадии, определяющий скорость экспоненциального роста концентрации частиц по закону $\exp(\Gamma t/T)$. Для каждой пары значений (N, P) сначала находились границы линейной стадии t_1 и t_2 , затем для каждого типа частиц (электроны, позитроны, фотоны) вычислялся темп роста $\Gamma = \ln[n(t_2)/n(t_1)]T/(t_2 - t_1)^*$, где n – концентрация соответствующего типа частиц*. Корректное определение границ линейной стадии каскада обеспечивает погрешность определения темпа роста на уровне 0.02 и, соответственно, близость значений Γ для разных типов частиц. За итоговый темп роста каскада бралось среднее арифметическое значение темпа роста для электронов, позитронов и фотонов.

4.2. Зависимость темпа роста каскада от числа пучков и суммарной мощности излучения

Для каждого числа пучков ($N = 2, 4, 6, 12$) и для каждого из значений суммарной мощности из широкого диапазона $P = 14-180$ ПВт вышеуказанным образом находится темп роста Γ . Зависимости $\Gamma(P)$ для разных значений N приведены на рис.3, где каждая точка соответствует отдельному численному расчету.

Полученные результаты позволяют оценить пороговые мощности P_{th} пробоя вакуума для разного числа пучков N . Пороговой мощностью называется мощность, соответствующая $\Gamma(P_{th}) = 0$, выше которой каскад имеет

* Условность границ линейной стадии позволяет выбрать такие значения t_1 и t_2 , чтобы $t_2 - t_1$ составляло целое число периодов T , и тогда темп роста Γ будет определяться по моментам с одинаковой фазой поля.

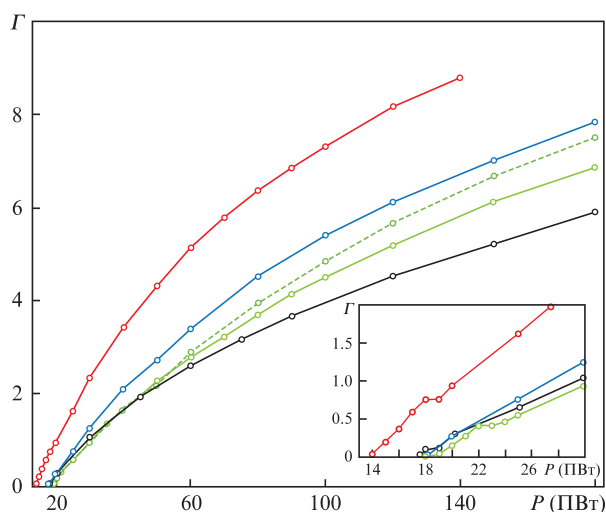


Рис.3. Темп роста линейной стадии КЭД-каскада в многопучковой конфигурации, соответствующей магнитодипольной волне, в зависимости от числа лазерных пучков и их суммарной мощности. Красная кривая – 12 пучков, синяя – 6 пучков, зеленая сплошная – 4 пучка, зеленая штриховая – 4 пучка с неравномерным распределением мощности, черная – 2 пучка.

положительный темп роста. При имеющейся постановке численного эксперимента точность определения пороговой мощности составляет ~ 1 ПВт за счет разлета частиц, малого количества частиц в фокусе при небольших или отрицательных значениях Γ , а также случайного характера процессов, лежащих в основе эксперимента. С данной точностью можно сказать, что порог пробоя одинаков и равен ~ 18 ПВт для двух-, четырех- и шестипучковой конфигурации, и даже для четырехпучковой конфигурации с неравномерным распределением мощности по пучкам. Однако для конфигурации с 12-ю пучками порог значительно ниже и составляет около 14 ПВт.

Полученные данные позволяют заключить, что при суммарной пиковой мощности в 20 ПВт и использовании небольшого (2–4) числа лазерных пучков концентрация электронов в фокусе будет успевать удваиваться за примерно три периода лазерного поля, в течение которых амплитуда поля близка к максимальной. В случае же 12 пучков концентрация электронов может за это время успевать вырасти на порядок, в результате чего будет формироваться сверхплотная квазинейтральная электрон-позитронная плазма с отношением концентраций электронов и позитронов в фокальной области, близким к единице. Такая плазма представляет собой относительно экзотический объект по сравнению с привычной электрон-ионной плазмой и в настоящий момент является предметом передовых исследований [12, 17, 28, 44, 45].

Также следует отметить важные особенности, связанные с крайне высокими темпами роста каскада при больших мощностях. Так, для 12 пучков мощностью 10 ПВт каждый (суммарная мощность 120 ПВт) темп роста линейной стадии $\Gamma > 8$. Это означает, что всего за один период лазерного поля концентрация плазмы возрастает в $e^8 \approx 3000$ раз. В этом случае даже при затравке одним единственным электроном концентрация плазмы может достигнуть уровня, необходимого для начала нелинейной стадии каскада, уже через три-четыре периода поля. Таким образом, стадия установления каскада может перейти сразу в нелинейную стадию, минуя стадию экспоненциального роста, т.к. за время, необходимое для ее

установления, концентрация плазмы уже достаточно сильно вырастет. Поскольку именно стадия установившегося экспоненциального роста наиболее предсказуема, в таких экспериментах результат может быть менее прогнозируемым, а также сильно зависимым от начальных условий и даже от флуктуаций за счет случайного характера элементарных процессов, лежащих в основе эксперимента.

Таким образом, исходя из полученных результатов можно сделать вывод, что увеличение не только суммарной мощности излучения, но и числа пучков (при той же суммарной мощности) приводит к более высокому темпу роста каскада. Использование большего числа пучков позволяет наиболее точно имитировать дипольную волну и приблизиться к максимально возможным амплитудам поля при заданной мощности.

5. Требования к эксперименту

В реальном эксперименте на сверхмощной лазерной установке на динамику развития КЭД-каскада могут оказывать влияние многие факторы, такие как «прицельный параметр» пучков, их синхронизация, степень фокусировки, а также дефекты мишени и многое другое. Каждому из этих вопросов может быть посвящено отдельное исследование, и в рамках настоящей статьи нельзя рассмотреть все возможные экспериментальные погрешности.

Для проверки устойчивости эффекта пробоя вакуума в настоящей статье рассмотрен случай с неравномерным распределением мощности по пучкам: для половины пучков выбирается мощность, в 2.25 раза превышающая мощность другой половины пучков. Одновременно с этим расположенные пучки берется максимально асимметричным.

Пробой вакуума и, в частности, процесс распада жестких фотонов на электрон-позитронные пары, имеют довольно жесткий порог, ниже которого вероятность такого распада экспоненциально убывает [46], что делает пробой вакуума ниже этого порога невозможным. Иначе говоря, процесс очень чувствителен к мощности лазерных пучков, и это особенно сильно проявляется вблизи порога. Таким образом, если предположить, что в найденной конфигурации, обеспечивающей пробой вакуума, наблюдается неустойчивый эффект, пропадающий при отклонении параметров эксперимента от неких точно подобранных значений, то можно ожидать, что пробой вакуума будет чувствителен и к изменению (особенно к уменьшению) мощности пучков, и это приведет к исчезновению эффекта.

Однако на примере четырех пучков было продемонстрировано, что в случае неравномерного распределения мощности по пучкам и пороговая мощность пробоя вакуума, и темп роста каскада меняются незначительно. Это указывает на грубость эффекта относительно неидеальности экспериментальных условий, тем не менее устойчивость к возможным экспериментальным погрешностям следует исследовать дополнительно.

В реальном эксперименте пробой вакуума может быть выявлен по диаграмме направленности электронов, покидающих область взаимодействия [33]. Для того чтобы продемонстрировать возможность такой диагностики, были проведены расчеты взаимодействия лазерных импульсов длительностью 30 фс (по полуширине квадрата амплитуды) с тестовой цилиндрической водородоподоб-

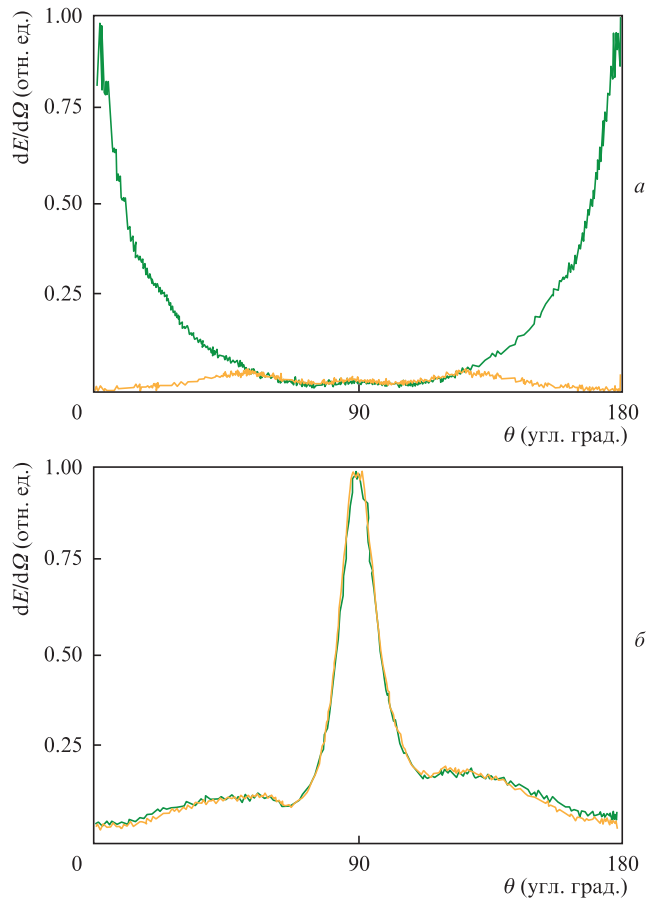


Рис.4. Диаграммы направленности: суммарная энергия частиц, покидающих область взаимодействия пучков импульсного (30 фс) лазерного излучения, сфокусированных в форме магнитодипольной волны, на единицу телесного угла для пиковой мощности 15 ПВт (а) и 30 ПВт (б) в зависимости от угла θ , отсчитываемого от оси магнитного диполя. Зеленая линия – диаграмма направленности электронов, оранжевая – позитронов.

ной плазменной мишенью радиусом 0.5λ . Для сравнения приведены результаты взаимодействия в двенадцатипучковой конфигурации лазерных пучков, сфокусированных в форме магнитодипольной волны, для пиковых мощностей 15 и 30 ПВт. Концентрация мишени бралась равной $10n_{cr}$ для $P = 15$ ПВт и $1n_{cr}$ для $P = 30$ ПВт, а длина мишени – 7.5λ для $P = 15$ ПВт и 6λ для $P = 30$ ПВт. В случае же $P = 15$ ПВт за время взаимодействия выход электронов составил $\sim 7.62 \times 10^{10}$ при начальном количестве $\sim 5.91 \times 10^{10}$ (различие в ~ 1.29 раз), что свидетельствует о слабом течении КЭД-каскада, при котором условия для пробоя вакуума выполняются в течение короткого промежутка времени; при этом диаграмма направленности электронов (энергия частиц, вылетающих в единицу телесного угла), покидающих область взаимодействия, имеет ярко выраженные максимумы вблизи $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ (рис.4), где θ – угол, отсчитываемый от оси симметрии задачи (соответствует направлению магнитного диполя). В случае же $P = 30$ ПВт выход электронов составил $\sim 3.73 \times 10^{11}$ при начальном числе $\sim 4.71 \times 10^9$ (различие в ~ 79 раз), что свидетельствует об активном течении КЭД-каскада и пробое вакуума, а диаграмма направленности электронов имеет ярко выраженный максимум при $\theta = \pi/2$. Также стоит отметить, что для мощности 30 ПВт диаграммы направленности электронов и позитронов практически совпадают, однако для $P = 15$ ПВт в диаграмме направленности по-

зитронов, отсутствовавших в начальный момент времени и появляющихся только в результате КЭД-каскада, отсутствуют характерные для электронов пики при $\theta = 0$ и π . Это также свидетельствует о том, что при наличии КЭД-каскада уход частиц идет в основном в направлении, близком к $\theta = \pi/2$, а в отсутствие каскада – вдоль оси ($\theta = 0$) и в направлении $\theta = \pi$. Таким образом, показано, что по диаграмме направленности можно судить о наличии или отсутствии пробоя вакуума.

6. Заключение

Из полученных результатов можно заключить, что для наблюдения пробоя вакуума в многопучковой конфигурации полей, соответствующей сходящейся магнитодипольной волне, выгоднее всего использовать конфигурацию с 12 лазерными пучками. Во-первых, такая конфигурация позволяет для достижения той же суммарной мощности излучения использовать вместо меньшего количества пучков сверхвысокой мощности излучения (5–20 ПВт) 12 пучков, каждый из которых имеет относительно малую (1–5 ПВт) мощность, достижимую в одиночных пучках уже сегодня. Во-вторых, для двенадцатипучковой конфигурации меньше и необходимая суммарная мощность. В-третьих, наклон кривой $\Gamma(P)$ больше для конфигурации из 12 пучков, что особенно важно в условиях реального эксперимента и вблизи порога.

Действительно, поскольку в реальном эксперименте импульсы имеют конечную длительность, для убедительного наблюдения эффекта недостаточен околонулевой положительный темп роста, т.к. за время лазерного импульса концентрация плазмы может вырасти недостаточно сильно. Как видно из рис.3, в зависимости от требуемого темпа роста необходимая суммарная мощность для четырехпучковой конфигурации может превышать мощность, требующуюся при использовании двенадцатипучковой конфигурации, в ~ 1.5 раза.

В заключение отметим, что данная работа ляжет в основу более детальных исследований по подготовке на планируемой лазерной установке XCELS экспериментов по пробое вакуума в многопучковой конфигурации полей, соответствующей сходящейся магнитодипольной волне.

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение №075-15-2022-316. А.М. благодарит за поддержку Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант №19-1-5-94-1). Численное моделирование выполнено на вычислительных ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

1. Danson C.N., Haefner C., Bromage J., Butcher T., Chanteloup J.-C.F., Chowdhury E.A., Galvanauskas A., Gizzi L.A., Hein J., Hillier D.I., et al. *High Power Laser Sci. Eng.*, **7**, e54 (2019).
2. Marklund M., Shukla P.K. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 591 (2006).
3. Di Piazza A., Müller C., Hatsagortsyan K.Z., Keitel C.H. *Rev. Mod. Phys.*, **84**, 1177 (2012).
4. Gonoskov A., Blackburn T.G., Marklund M., Bulanov S.S. *Rev. Mod. Phys.*, **94**, 045001 (2022).
5. Fedotov A., Ilderton A., Karbstein F., King B., Seipt D., Taya H., Torgrimsson G. arXiv:2203.00019 (2022).
6. Schwinger J. *Phys. Rev.*, **82**, 664 (1951).
7. Fedotov A.M. *Laser Phys.*, **19**, 214 (2009).
8. Bulanov S.S., Mur V.D., Narozhny N.B., Nees J., Popov V.S. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 220404 (2010).

9. Gonoskov A., Gonoskov I., Harvey C., Ilderton A., Kim A., Marklund M., Mourou G., Sergeev A. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 060404 (2013).
10. Bell A.R., Kirk J.G. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 200403 (2008).
11. Fedotov A.M., Narozhny N.B., Mourou G., Korn G. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 080402 (2010).
12. Nerush E.N., Kostyukov I.Y., Fedotov A.M., Narozhny N.B., Elkina N.V., Ruhl H. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 035001 (2011).
13. Mironov A.A., Narozhny N.B., Fedotov A.M. *Phys. Lett. A*, **378**, 3254 (2014).
14. Bashmakov V.F., Nerush E.N., Kostyukov I.Y., Fedotov A.M., Narozhny N.B. *Phys. Plasmas*, **21**, 013105 (2014).
15. Luo W., Zhu Y.-B., Zhuo H.-B., Ma Y.-Y., Song Y.-M., Zhu Z.-C., Wang X.-D., Li X.-H., Turcu I.C.E., Chen M. *Phys. Plasmas*, **22**, 063112 (2015).
16. Chang H.X., Qiao B., Xu Z., Xu X.R., Zhou C.T., Yan X.Q., Wu S.Z., Borghesi M., Zepf M., He X.T. *Phys. Rev. E*, **92**, 053107 (2015).
17. Vranic M., Grismayer T., Fonseca R.A., Silva L.O. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **59**, 014040 (2017).
18. Grismayer T., Vranic M., Martins J.L., Fonseca R.A., Silva L.O. *Phys. Rev. E*, **95**, 023210 (2017).
19. Башинов А.В., Кумар П., Ким А.В. *Квантовая электроника*, **48** (9), 833 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (9), 833 (2018)].
20. Sampath A., Tamburini M. *Phys. Plasmas*, **25**, 083104 (2018).
21. Sorbo D.D., Blackman D.R., Capdessus R., Small K., Slade-Lowther C., Luo W., Duff M.J., Robinson A.P.L., McKenna P., Sheng Z.-M., et al. *New J. Phys.*, **20**, 033014 (2018).
22. LécZ Z., Andreev A. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **61**, 045005 (2019).
23. Samsonov A.S., Nerush E.N., Kostyukov I.Y. *Sci. Rep.*, **9**, 11133 (2019).
24. Jirka M., Klimo O., Vranic M., Weber S., Korn G. *Sci. Rep.*, **7**, 15302 (2017).
25. Gonoskov I., Aiello A., Heugel S., Leuchs G. *Phys. Rev. A*, **86**, 053836 (2012).
26. Gonoskov A., Bashinov A., Gonoskov I., Harvey C., Ilderton A., Kim A., Marklund M., Mourou G., Sergeev A. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 014801 (2014).
27. Gonoskov A., Bashinov A., Bastrakov S., Efimenko E., Ilderton A., Kim A., Marklund M., Meyerov I., Muraviev A., Sergeev A. *Phys. Rev. X*, **7**, 041003 (2017).
28. Efimenko E.S., Bashinov A.V., Bastrakov S.I., Gonoskov A.A., Muraviev A.A., Meyerov I.B., Kim A.V., Sergeev A.M. *Sci. Rep.*, **8**, 2329 (2018).
29. Efimenko E.S., Bashinov A.V., Gonoskov A.A., Bastrakov S.I., Muraviev A.A., Meyerov I.B., Kim A.V., Sergeev A.M. *Phys. Rev. E*, **99**, 031201(R) (2019).
30. Gelfer E.G., Mironov A.A., Fedotov A.M., Bashmakov V.F., Nerush E.N., Kostyukov I.Yu., Narozhny N.B. *Phys. Rev. A*, **92**, 022113 (2015).
31. Гельфер Е.Г. *Квантовая электроника*, **46** (4), 310 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (4), 310 (2016)].
32. Bashinov A.V., Efimenko E.S., Muraviev A.A., Volokitin V.D., Meyerov I.B., Leuchs G., Sergeev A.M., Kim A.V. *Phys. Rev. E*, **105**, 065202 (2022).
33. Efimenko E.S., Bashinov A.V., Muraviev A.A., Volokitin V.D., Meyerov I.B., Leuchs G., Sergeev A.M., Kim A.V. *Phys. Rev. E*, **106**, 015201 (2022).
34. Hewish A. *Rev. Mod. Phys.*, **47**, 567 (1975).
35. Michel F.C. *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 1 (1982).
36. Бескин В.С. *УФН*, **188**, 377 (2018) [*Phys. Usp.*, **61**, 353 (2018)].
37. XCELS, www.xcels.ipfran.ru.
38. Bashinov A.V., Gonoskov A.A., Kim A.V., Mourou G., Sergeev A.M. *Eur. Phys. J. Special Topics*, **223**, 1105 (2014).
39. Sarri G. et al. *Nat. Commun.*, **6**, 6747 (2015).
40. Chen H. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 015003 (2010).
41. Surmin I.A., Bastrakov S.I., Efimenko E.S., Gonoskov A.A., Korzhimanov A.V., Meyerov I.B. *Comput. Phys. Commun.*, **202**, 204 (2016).
42. Gonoskov A., Bastrakov S., Efimenko E., Ilderton A., Marklund M., Meyerov I., Muraviev A., Sergeev A., Surmin I., Wallin E. *Phys. Rev. E*, **92**, 023305 (2015).
43. Байер В.Н., Катков В.М., Фадин В.С. *Излучение релятивистских электронов* (М.: Атомиздат, 1973).
44. Муравьев А.А., Бастратов С.И., Башинов А.В., Гоносков А.А., Ефименко Е.С., Ким А.В., Мееров И.Б., Сергеев А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **102** (3), 173 (2015) [*JETP Lett.*, **102** (3), 148 (2015)].
45. Grismayer T., Vranic M., Martins J.L., Fonseca R.A., Silva L.O. *Phys. Plasmas*, **23**, 056706 (2016).
46. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П., *Теоретическая Физика. т. IV, Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1974).