

Источник гамма-фотонов в мультипетаваттных многопучковых системах электродипольной конфигурации

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

Исследована возможность создания сверхъяркого источника фотонов с энергиями до нескольких ГэВ на основе перспективных многопучковых лазерных систем мультипетаваттного уровня. Для достижения максимальной энергии фотонов и формирования направленного пучка фотонов в качестве основной конфигурации предложено использовать электродипольную структуру поля, максимизирующую амплитуду электрического поля в области фокуса. Исследованы зависимости характеристик генерируемого гамма-излучения от числа лазерных пучков, облучающих плазменную мишень, и их фокусировки. Показано, что для параметров лазерной системы, близких к заявленным параметрам установки XCELS, и полной мощности 36 ПВт максимальная энергия гамма-фотонов может достигать 2 ГэВ, эффективность конверсии лазерного излучения в фотоны с энергией больше 1 МэВ – 40%, а поток фотонов с энергией больше 1 ГэВ может приближаться к 10^{25} с^{-1} . Диаграмма направленности гамма-излучения может иметь ширину всего несколько мрад и несет информацию о различных режимах плазменно-полевой динамики в фокальной области. Проведенные исследования показывают, что многопучковые мультипетаваттные лазерные системы, такие как XCELS, могут стать основой для построения сверхъяркого источника гамма-излучения.

Ключевые слова: гамма-фотоны, КЭД каскад, мультипетаваттные системы, сверхъяркий источник, установка XCELS, многопучковые конфигурации.

1. Введение

Перспективные лазерные установки мультипетаваттного уровня [1, 2] могут быть использованы для исследования квантово-электродинамических (КЭД) каскадов [3]. В работе [4] была предложена концепция сверхъяркого источника гамма-фотонов на основе развития КЭД каскада при облучении плазменной мишени идеальной дипольной волной электрического типа [5]. В этом случае предлагаемый источник имеет предельно узкую диаграмму направленности и рекордные значения яркости и потока по сравнению с альтернативными подходами [4, 6]. В работе [7] на основе численного моделирования продемонстрированы особенности развития КЭД каскада в многопучковых системах, а также изучены свойства потоков формирующихся заряженных частиц в зависимости от параметров системы. В настоящей работе при помощи PIC-моделирования исследуются свойства предложенного источника гамма-фотонов в более реалистичной, по сравнению с идеальной дипольной волной, многопучковой конфигурации в зависимости от числа пучков и параметра фокусировки. Полученные результаты могут послужить отправной точкой для планирования и проведения экспериментов на лазерной установке XCELS [1].

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; e-mail: elena.panova@itmm.unn.ru

Поступила в редакцию 30 ноября 2022 г.

2. Постановка задачи и численное моделирование

Предлагаемый источник гамма-фотонов формируется в процессе развития КЭД каскада при взаимодействии лазерного излучения с затравочной плазменной мишенью. В силу симметрии структуры электрического поля в идеальной дипольной волне гамма-фотоны вылетают из области взаимодействия преимущественно вдоль оси виртуального диполя, что и позволяет добиться экстремальной направленности источника [4]. В связи с этим большой интерес представляет вопрос, как изменяются энергетические и угловые характеристики источника гамма-фотонов в более реалистичных конфигурациях лазерных полей. Было рассмотрено три многопучковых конфигурации полной мощностью 36 ПВт: 4, 6 и 12 линейно поляризованных пучков с углом фокусировки α от 0.2 до 0.4 рад (значения параметра $F = 1/[2\tan(\alpha/2)]$ – от 2.45 (слабая фокусировка) до 1.2 (острая фокусировка)).

Параметры лазерной системы в численном моделировании соответствовали параметрам перспективной лазерной установки XCELS [1]. Динамика взаимодействия лазерного излучения с плазменной мишенью и особенности развития КЭД каскада в рассматриваемых конфигурациях обсуждаются в работе [7]. Полное описание численного моделирования, параметров и применяемых методов также приведено в работе [7].

3. Свойства излучаемых гамма-фотонов

Одной из основных характеристик излучаемых фотонов, определяющей возможные применения, является их энергетический спектр. В силу того, что в области сильного поля возможен распад фотона на электрон-позитронную пару, интерес представляют фотоны, покинув-

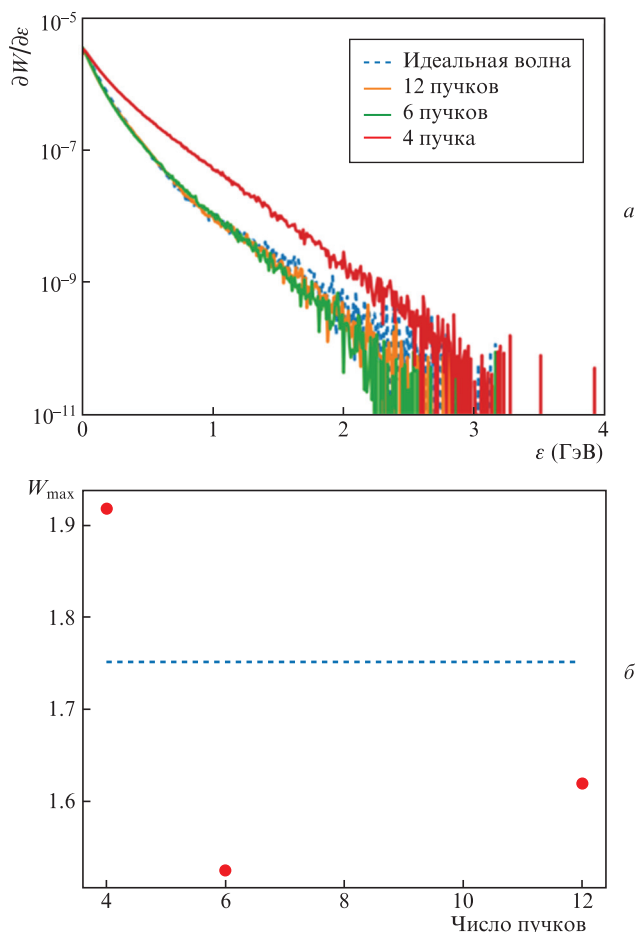


Рис.1. Энергетический спектр фотонов в расчете на одну частицу (а) и зависимость максимальной энергии фотонов от числа пучков (б) для $F\# = 1.2$ и суммарной мощности 36 ПВт. Для сравнения пунктиром приведены данные для идеальной дипольной волны электрического типа мощностью 36 ПВт, взаимодействующей с такой же мишенью.

шие область взаимодействия. В численном моделировании регистрировались фотоны, прошедшие через поверхность сферы с максимально возможным радиусом, определяемым размером вычислительной области (в данном случае 2λ). На рис.1,а и 2,а представлены нормированные энергетические спектры фотонов

$$\frac{\partial W}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial N}{\partial \varepsilon} \varepsilon / \int_0^\infty \frac{\partial N}{\partial \varepsilon} d\varepsilon$$

для лазерных пучков с $F\# = 1.2$ и 2.45 для разного числа пучков с полной мощностью 36 ПВт. Здесь $\partial N/\partial \varepsilon$ – спектральная плотность числа фотонов, покинувших область взаимодействия, $\varepsilon = \hbar\omega$ – энергия фотонов.

Важно отметить некоторые особенности энергетических спектров в случае острой фокусировки $F\# = 1.2$, представленных на рис.1,а. Во-первых, энергетические спектры фотонов слабо зависят от конфигурации лазерных пучков, за исключением 4-пучковой конфигурации. Во-вторых, максимальная энергия фотонов W_{\max} (посчитанная таким образом, что часть частиц с энергией выше этого значения содержит 1% общей энергии фотонов) достигает максимума в случае четырех пучков, причем это значение даже превышает максимальную энергию фотонов для идеальной дипольной волны, взаимодействующей с той же мишенью (рис.1,б). Кроме того, полное чис-

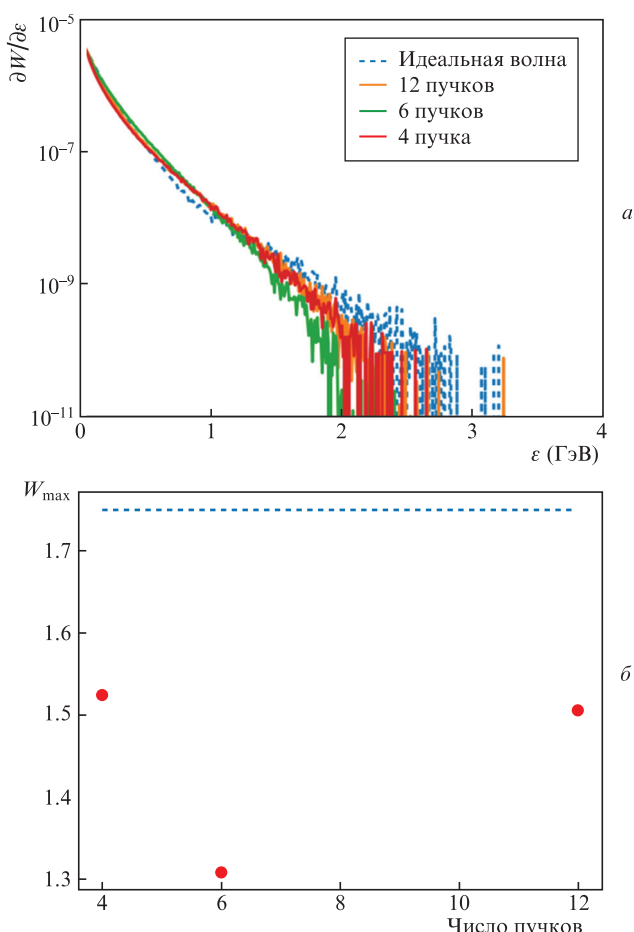


Рис.2. Энергетический спектр фотонов в расчете на одну частицу (а) и зависимость максимальной энергии фотонов от числа пучков (б) для $F\# = 2.45$ и суммарной мощности 36 ПВт. Для сравнения пунктиром приведены данные для идеальной дипольной волны электрического типа мощностью 36 ПВт, взаимодействующей с такой же мишенью.

ло фотонов с энергией более 1 ГэВ также максимально для 4-пучковой конфигурации (см. табл.1). Эти наблюдения можно объяснить тем, что в случае большого числа пучков и идеальной волны имеет место нелинейный режим взаимодействия [7]. При этом поле выталкивается из области плотной плазмы, и максимальная амплитуда поля и максимальная энергия фотонов ограничиваются при переходе в нелинейный режим взаимодействия, что позволяет достичь большей амплитуды поля в фокусе по сравнению с остальными конфигурациями и, как следствие, большей энергии гамма-фотонов. При этом полное число гамма-фотонов с энергией, превышающей 1 ГэВ, при меньшем максимальном потоке достигает максимума за счет эффекта накопления в более продолжительном линейном режиме для 4-пучковой конфигурации.

В случае пологой фокусировки $F\# = 2.45$ описанные особенности сохраняются, однако являются менее выраженными. Максимальная энергия гамма-фотонов для всех конфигураций становится меньше максимальной энергии для идеальной дипольной волны (рис.2). Это объясняется тем, что для меньшего угла фокусировки нелинейный режим выражен не так ярко, что нивелирует разницу между случаями с разным числом пучков.

Помимо энергетического спектра, важной характеристикой источника гамма-фотонов является диаграмма направленности излучаемых фотонов. На рис.3 приведены интегральные угловые диаграммы направленности фотонов для разного числа пучков при $F\# = 1.2$, а также для сравнения диаграмма направленности для идеальной дипольной волны электрического типа, взаимодействующей с такой же мишенью. Из рис.3,а видно, что азимутальная диаграмма направленности для 12-пучковой конфигурации и диаграмма для идеальной дипольной волны близки, при этом диаграмма направленности не является однородной даже для идеальной волны. Это объясняется сильно нелинейным режимом взаимодействия, проходящим через стадии азимутального токового расслоения однородной электрон-позитронной плазмы [8] и формирования z -пинча [9]. Именно положение токовых слоев при азимутальном расслоении определяет положение неоднородностей, не связанных с положением лазерных пучков. Похожее поведение с более выраженными модуляциями наблюдается и в случае 6-пучковой конфигурации, что можно объяснить более медленным процессом слияния токовых слоев. Для 4-пучковой конфигурации хорошо видны четыре максимума, соответ-

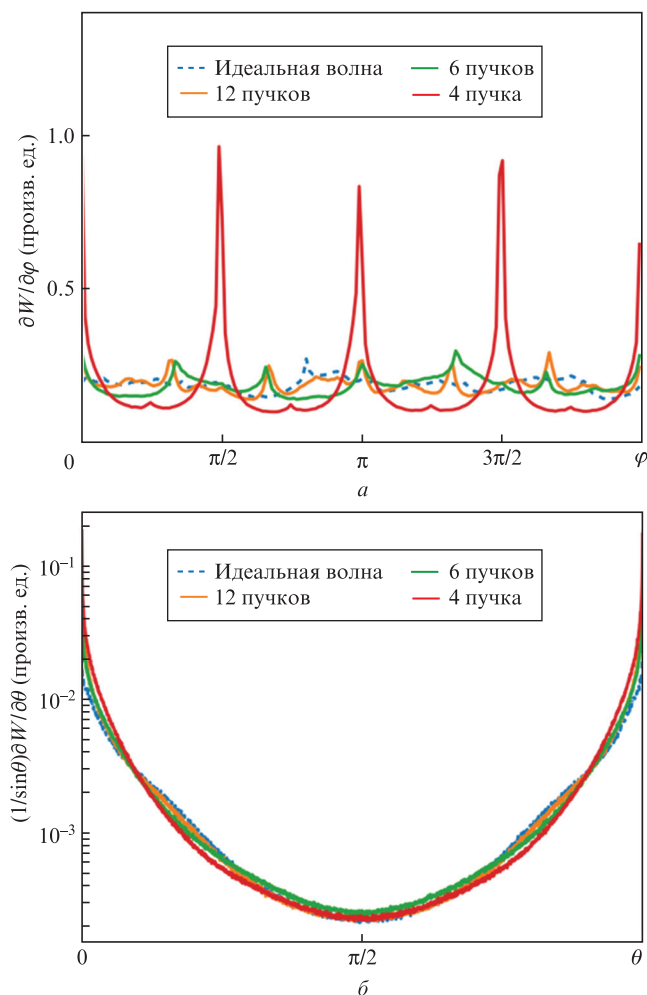


Рис.3. Интегральные азимутальные (а) и полярные (б) энергетические диаграммы направленности фотонов для $F\# = 1.2$ и разного числа пучков суммарной мощностью 36 ПВт. Пунктиром приведены диаграммы направленности фотонов для идеальной дипольной волны электрического типа мощностью 36 ПВт, взаимодействующей с такой же мишенью.

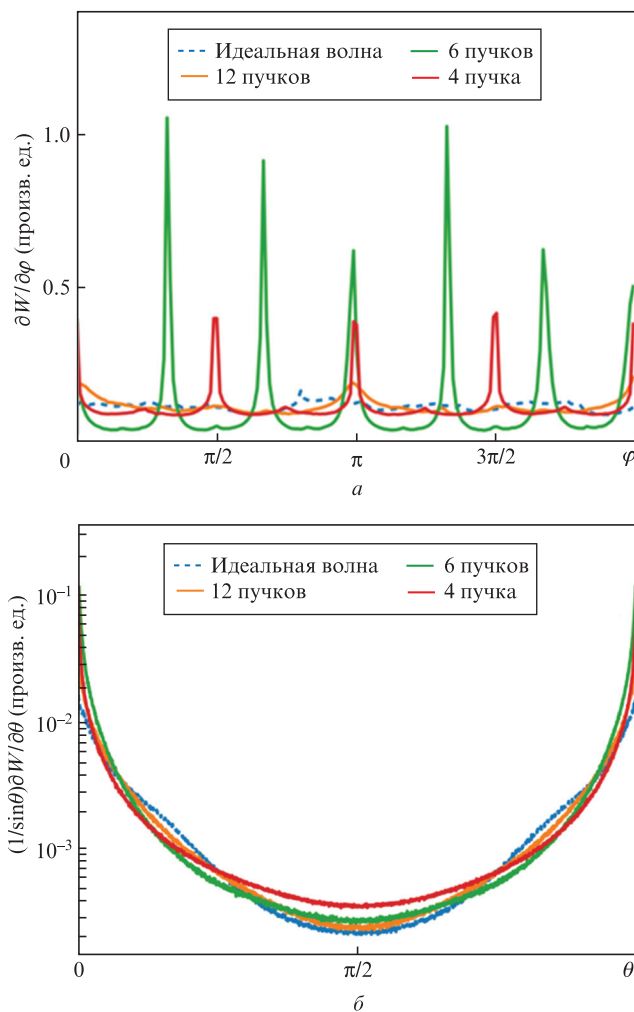


Рис.4. Интегральные азимутальные (а) и полярные (б) энергетические диаграммы направленности фотонов для $F\# = 2.45$ и разного числа пучков суммарной мощностью 36 ПВт. Пунктиром приведены диаграммы направленности фотонов для идеальной дипольной волны электрического типа мощностью 36 ПВт, взаимодействующей с такой же мишенью.

ствующие направлениям распространения отдельных импульсов, что объясняется линейным режимом взаимодействия и развитием каскада на оси пучков в сильно неоднородном поле [7].

На рис.3,б представлена интегральная полярная диаграмма направленности в случае острой фокусировки $F\# = 1.2$. Как и ожидалось, фотоны излучаются преимущественно в направлении, близком к направлению оси z . В случае линейного режима взаимодействия, например, для 4-пучковой конфигурации, полярная диаграмма направленности очень узкая, и ее ширина может достигать единиц мрад (см. рис.5,а). Переход в нелинейный режим приводит к уширению полярной диаграммы направленности фотонов (например, в случае идеальной дипольной волны и 12-пучковой конфигурации), однако она по-прежнему остается узкой, что говорит о хорошей направленности предлагаемого источника.

Описанные особенности диаграммы направленности сохраняются и в случае более пологой фокусировки при $F\# = 2.45$ (см. рис.4 и 5,б), с некоторыми отличиями. Уменьшение угла фокусировки приводит к уменьшению амплитуды поля каждого пучка в фокусе. Как следствие,

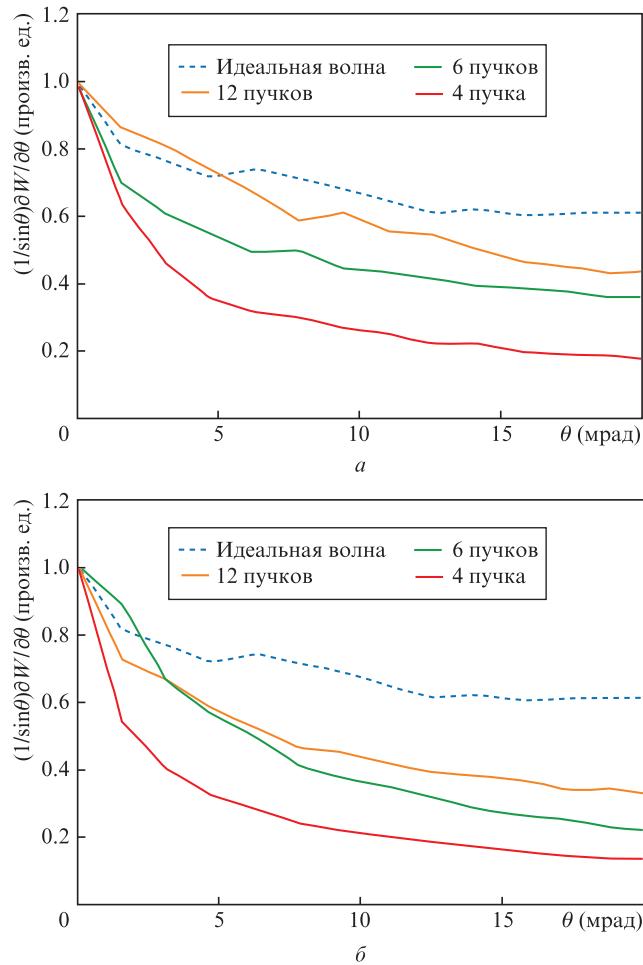


Рис.5. Интегральные полярные энергетические диаграммы направленности фотонов для $F\# = 1.2$ (а) и 2.45 (б) и разного числа пучков суммарной мощностью 36 ПВт. Пунктиром приведены диаграммы направленности фотонов для идеальной дипольной волны электрического типа мощностью 36 ПВт, взаимодействующей с такой же мишенью.

переход в нелинейный режим подавляется также в случае 6-пучковой конфигурации, что проявляется в виде сильной азимутальной модуляции по числу лазерных пучков. Полярная диаграмма направленности в этом случае также значительно уже, чем в случае идеальной дипольной волны. Эти результаты говорят о том, что диаграмма направленности фотонов может использоваться для диагностики режимов взаимодействия: в линейном и слабо нелинейном режиме будет наблюдаться сильная азимутальная модуляция диаграммы направленности по числу лазерных пучков, а при переходе в сильно нелинейный режим диаграмма направленности будет близка к однородной. Кроме того, полярная диаграмма направленности при переходе в нелинейный режим становится заметно шире.

Помимо энергетического и углового распределений фотонов, необходимо оценить количественные характеристики излучаемых фотонов, а также эффективность их генерации. На рис.6,а представлена зависимость эффективности трансформации энергии лазерного излучения в энергию фотонов от параметра $F\#$ лазерной системы для разного числа пучков при фиксированной полной мощности 36 ПВт. Видно, что при уменьшении $F\#$ эффективность конверсии растет и выходит на насыщение, близкое

к случаю идеальной дипольной волны. Для 12 пучков эффективность конверсии энергии в фотоны с энергией больше 1 МэВ для рассматриваемой мишени составляет $\sim 40\%$, а в фотоны с энергией, превышающей 1 ГэВ, – около 0.3% (см. табл.1). В случае большого числа пучков зависимость от $F\#$ выражена более слабо. Так, для 12 пучков даже для $F\# = 2.45$ эффективность конверсии в фотоны с энергией больше 1 МэВ падает всего до 27% , а для фотонов с энергией больше 1 ГэВ – до 0.21% (см. табл.2). Для сравнения, в случае 4-пучковой конфигурации при переходе от $F\# = 1.2$ к $F\# = 2.45$ эффективность падает на четыре порядка. Это может говорить о том, что системы с большим числом пучков в силу более однородного азимутального распределения поля значительно менее чувствительны к параметрам фокусировки лазерной системы, чем системы с малым числом пучков, что потенциально делает их более устойчивыми. Наблюдаемая эффективность конверсии энергии в сочетании с большой мощностью системы приводит к формированию рекордных потоков фотонов – до $7 \times 10^{27} \text{ с}^{-1}$ для фотонов с энергией больше 1 МэВ и до $5 \times 10^{24} \text{ с}^{-1}$ для фотонов с энергией больше 1 ГэВ (см. рис.6,б). В сочетании с высокой направленностью это позволяет рассматривать предложенную систему как эффективный сверхъяркий источник высокоэнергетичных фотонов.

4. Обсуждение проблемы

В работе рассматривается принципиальная возможность формирования источника фотонов с энергиями до $1.5\text{--}2$ ГэВ с рекордными параметрами потока для разно-

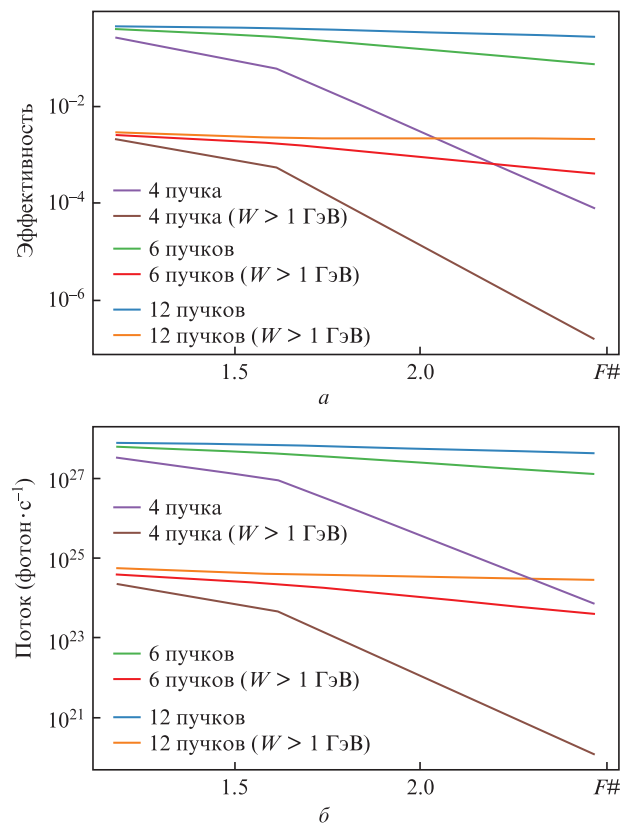


Рис.6. Зависимости эффективности конверсии энергии лазерного импульса в энергию гамма-фотонов (а) и максимального потока гамма-фотонов (б) от параметра $F\#$ лазерной системы. Полная мощность лазерного излучения 36 ПВт.

Табл.1. Эффективность конверсии энергии лазерного излучения в гамма-фотоны, максимальный поток, полное число и максимальная энергия излучаемых гамма-фотонов в зависимости от числа пучков для $F\# = 1.2$ и полной мощности 36 ПВт.

Число пучков	Эффективность		Поток (фотон \cdot с $^{-1}$)		Число фотонов		W_{\max} (ГэВ)
	$W > 1$ МэВ	$W > 1$ ГэВ	$W > 1$ МэВ	$W > 1$ ГэВ	$W > 1$ МэВ	$W > 1$ ГэВ	
12	0.43	0.0029	7.3×10^{27}	5.5×10^{24}	1.0×10^{14}	1.7×10^{10}	1.63
6	0.38	0.0025	6.1×10^{27}	3.8×10^{24}	8.8×10^{13}	1.5×10^{10}	1.51
4	0.26	0.0020	3.2×10^{27}	2.2×10^{24}	3.9×10^{13}	3.5×10^{10}	1.92

Табл.2. Эффективность конверсии энергии лазерного излучения в гамма-фотоны, максимальный поток, полное число и максимальная энергия излучаемых гамма-фотонов в зависимости от числа пучков для $F\# = 2.45$ и полной мощности 36 ПВт.

Число пучков	Эффективность		Поток (фотон \cdot с $^{-1}$)		Число фотонов		W_{\max} (ГэВ)
	$W > 1$ МэВ	$W > 1$ ГэВ	$W > 1$ МэВ	$W > 1$ ГэВ	$W > 1$ МэВ	$W > 1$ ГэВ	
12	0.27	2.1×10^{-3}	4.1×10^{27}	2.8×10^{24}	6.0×10^{13}	1.2×10^{10}	1.52
6	0.073	4.0×10^{-4}	1.2×10^{27}	3.9×10^{23}	1.6×10^{13}	2.4×10^9	1.31
4	7.7×10^{-5}	1.6×10^{-7}	7.3×10^{23}	1.2×10^{20}	1.9×10^{10}	3.8×10^6	1.51

го числа пучков и углов фокусировки. Нами не анализировались требования к точности пространственной фокусировки и временной синхронизации отдельных импульсов, которые могут существенным образом влиять на результат. Требования к этим параметрам должны быть сформулированы в рамках отдельного исследования. Полученные параметры излучения (спектр, максимальная энергия, поток) также должны быть оптимизированы путем подбора параметров мишени, например путем использования специальных микроструктурированных мишеней.

5. Заключение

Продемонстрирована возможность создания сверхъяркого источника фотонов с энергиями до нескольких ГэВ с использованием перспективных многопучковых лазерных систем. В электродипольной конфигурации полей фотоны, излучаемые в процессе развития КЭД каскада, вылетают преимущественно вдоль оси z , а полярная диаграмма направленности может иметь ширину порядка нескольких мрад. Энергия излучаемых фотонов слабо зависит от числа пучков в рассматриваемом диапазоне параметров и составляет 1.5–2 ГэВ при полной мощности лазерного излучения 36 ПВт. Показано, что эффективность конверсии энергии в энергию гамма-фотонов и поток фотонов существенно зависят от числа пучков и параметров фокусировки. Для 12-пучковой лазерной системы и острой фокусировки с $F\# = 1.2$ для фотонов с энергией больше 1 МэВ эффективность конверсии достигает 40%, а поток фотонов с энергией больше 1 ГэВ приближается к 10^{25} с $^{-1}$. Азимутальная диаграмма направ-

ленности фотонов может использоваться для диагностики режимов взаимодействия: в линейном и слабо нелинейном режиме наблюдается сильная азимутальная модуляция диаграммы направленности по числу лазерных пучков, при переходе в сильно нелинейный режим диаграмма направленности близка к однородной.

Работа частично поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2021-1361). Численное моделирование выполнено с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН и вычислительных ресурсов суперкомпьютера ННГУ.

1. XCELS; www.xcels.ipfran.ru.
2. ELI; www.extreme-light-infrastructure.eu.
3. Bell A.R., Kirk J.G. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 200403 (2008).
4. 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).
5. Gonoskov I., Aiello A., Heugel S., Leuchs G. *Phys. Rev. A*, **86**, 053836 (2012).
6. 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).
7. Ефименко Е.С., Башинов А.В., Муравьев А.А., Панова Е.А., Волокитин В.Д., Мееров И.Б., Ким А.В., Сергеев А.М. *Квантовая электроника*, **53** (2), 150 (2023) [*Quantum Electron.*, **53** (2), 150 (2023)].
8. 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).
9. 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).