

Многокаскадное лазерно-плазменное ускорение ультракоротких сгустков электронов и позитронов

М.Е.Вейсман, И.Р.Умаров, Д.В.Пугачёва, Н.Е.Андреев

Предложен вариант многокаскадного ускорения электронов на базе многоканальной лазерной установки с пиковой мощностью лазерного импульса до 15 ПВт в одном канале. В отличие от сильно нелинейных режимов ускорения с наличием кавитации электронной плотности на оси распространения излучения, предложенный умеренно нелинейный режим позволит достичь не только достаточно высоких энергий (60–100 ГэВ на трех-пяти каскадах ускорителя), но и высокого качества ускоренных электронных сгустков (относительный разброс по энергиям не более 1%, нормализованный эмиттанс не более $1 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$), что важно для многочисленных приложений, таких как проведение прецизионных тестов Стандартной модели, экспериментов по квантовой электродинамике (генерация электрон-позитронных пар), экспериментов по созданию мощных источников коротковолнового (гамма-кванты) излучения. Реализация проекта позволит вплотную подойти к этим важным для развития теории и современных практических приложений исследованиям. Проведенный предварительный аналитический анализ и численное моделирование подтверждают достижимость указанных параметров электронных сгустков в случае реализации предложенного проекта.

Ключевые слова: кильватерное поле, лазерно-плазменное ускорение электронов и позитронов, многокаскадные ускорители.

1. Введение

Для исследований в области физики элементарных частиц, в частности связанных с проверкой Стандартной модели и изучением природы бозона Хиггса, необходимы ускорители лептонов, с помощью которых предполагается построить электрон-позитронный коллайдер. Использование столкновений лептонов для таких исследований предпочтительнее, чем использование столкновений нуклонов, из-за более простой структуры лептонов (благодаря чему их также называют «истинно элементарными» частицами) [1]. Например, в 1979 г. на электрон-позитронном коллайдере PETRA в организации DESY (Германия) было впервые экспериментально подтверждено существование глюонов [1].

В настоящее время существуют планы постройки в Китае к 2030 г. электрон-позитронного коллайдера с длиной окружности 100 км и с энергией ускоряемых частиц до сотен гигаэлектронвольт [2]. В то же время лазерно-плазменное ускорение лептонов является предпочтительным по сравнению с традиционными схемами получения ультрарелятивистских сгустков лептонов из-за значительно больших темпов ускорения и, как следствие,

значительно большей компактности и меньшей стоимости лазерно-плазменных ускорителей [3–5].

Актуальность предлагаемого проекта обусловлена решением следующих задач:

1. Начиная с энергии около 50 ГэВ [6], электронные и позитронные пучки при взаимодействии способны индуцировать появление Z- и W-бозонов, наблюдение за рождением и распадом которых позволяет проводить прецизионные тесты Стандартной модели. Подобные эксперименты выполнялись в CERN с помощью коллайдера LEP (Large Electron-Positron collider) начиная с 1983 г. и дали возможность детально изучить электрослабое взаимодействие [7]. При столкновении пучков с энергиями около 200 ГэВ возможна генерация наиболее тяжелых частиц Стандартной модели, таких как бозон Хиггса и t-кварк. Измерение их свойств при столкновении позитронов с электронами дало бы более подробное представление о Стандартной модели, поскольку такой процесс представляет собой более чистую экспериментальную среду по сравнению с протон-протонными столкновениями [8]. Выполнение проекта позволит создать технологии и действующую установку, способную генерировать пучки электронов, пригодные для исследований в области физики высоких энергий, что даст возможность вплотную подойти к задаче создания лептонного коллайдера тераэлектронвольтового диапазона энергий.

2. Пучок электронов с энергией в несколько десятков гигаэлектронвольт способен породить гамма-кванты, которые в присутствии лазерного излучения с пиковой мощностью в несколько петаватт могут обеспечить генерацию электрон-позитронных пар вследствие процесса Брейта–Уилера. Экспериментальное подтверждение этого эффекта было получено в SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), где удалось зарегистрировать рождение электрон-позитронных пар в результате взаимодействия пучка электронов с энергией $\sim 50 \text{ ГэВ}$ и лазерного излучения с интенсивностью 10^{18} Вт/см^2 [9]. Подобные электрон-позитронные пары могут быть использованы для кон-

М.Е.Вейсман. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: bme@ihed.ras.ru

И.Р.Умаров, Н.Е.Андреев. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, Московская обл., 141701 Долгопрудный, Институтский пер., 9

Д.В.Пугачёва. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2

струирования плазменных облаков в лабораторных экспериментах по астрофизике [10]. Такие облака состоят из равного числа электронов и позитронов и позволяют изучать динамику магнитосферы пульсаров, поскольку считается, что содержащиеся в ней электрон-позитронные пары участвуют в формировании гамма-всплесков [11, 12]. Электрон-позитронные пары также могут быть полезны для проверки фундаментальных симметрий и исследования гравитации [13]. Позитроны, возникающие в процессе генерации электрон-позитронных пар, могут быть далее инжектированы в кильватерную волну лазерно-плазменного ускорителя и после соответствующего многокаскадного ускорения использованы в экспериментах по физике высоких энергий на созданном таким образом электрон-позитронном коллайдере [1].

3. Ускоренные до высоких энергий ультракороткие (длиной от десятка до сотен нанометров и длительностью в десятки аттосекунд) сгустки электронов могут применяться для создания мощных источников когерентного коротковолнового излучения [14].

Целью предлагаемого проекта является создание многокаскадного ускорителя ультракоротких сгустков электронов и позитронов до рекордно высоких энергий (до 60–100 ГэВ на трех-пяти каскадах) и проведение экспериментов по изучению формирования электрон-позитронных пар, по разработке мощных источников когерентного коротковолнового излучения, по лабораторной астрофизике и физике высоких энергий.

На отдельной ускорительной стадии предлагается реализовывать кильватерное ускорение в умеренно нелинейном режиме, который обеспечивает высокий темп ускорения и, в отличие от сильно нелинейного режима ускорения [15], обладает достаточно стабильными и предсказуемыми характеристиками, необходимыми для надлежащей синхронизации при многоступенчатом моноэнергетическом ускорении заряженных частиц до высоких энергий [3, 16, 17]. Такой режим ускорения позволяет эффективно ускорять не только электроны, но и позитроны при инжекции их в нужную фазу кильватерного поля [18].

2. Метод и необходимое оборудование

Реализация проекта подразумевает постепенное увеличение числа лазерных каналов и энергии лазерных импульсов в канале для проведения экспериментальных исследований. На входе в ускорительные каскады предпо-

лагается применять внешний инжектор ультракоротких сгустков релятивистских электронов [19], для чего будет использован один канал (табл. 1 и 2). Для ускорителя будут использоваться два-четыре канала. Полная длина одного каскада ускорителя вместе с межкаскадным промежутком составит около 4 м, а длина одного межкаскадного промежутка – около 2 м с учетом необходимости размещения фокусирующей оптики [20] и переходных слоев плазмы в межкаскадных промежутках, которые нужны для сохранения минимально возможного эмиттansa при передаче ускоренного электронного сгустка с предыдущего каскада на последующий [20, 21].

Основным препятствием на пути лазерно-плазменного ускорения электронов до высоких энергий является необходимость обеспечения в умеренно нелинейном режиме высокой интенсивности лазерного импульса и стабильности лазерного пятна на больших расстояниях, значительно (на один-два порядка) превышающих дифракционную длину [22, 23]. Существует несколько способов достижения требуемой длины распространения интенсивного лазерного импульса в плазме. Первый способ состоит в использовании предварительно сформированных плазменных каналов с осевым минимумом плотности плазмы [24–26]. Такие каналы были реализованы путем ионизации газа в поле относительно малоинтенсивных лазерных импульсов, сфокусированных аксиконом [27, 28], или с помощью медленных электрических разрядов внутри капиллярных трубок [29, 30]. Альтернативный подход основан на использовании в качестве направляющей структуры капиллярных волноводов с внутренним радиусом, близким к радиусу лазерного пятна r_0 , обеспечивающих стабильное распространение лазерного импульса за счет отражения его от внутренней стенки волновода. При этом плазма может создаваться за счет ионизации оптическим полем газа, заполняющего капилляр [16, 31–33], либо за счет ионизации и абляции вещества стенок капилляра [34].

Для обеспечения минимального искажения амплитуды и профиля генерирующего ускоряющие кильватерные поля мощного лазерного импульса при его распространении в настоящем проекте предлагается использовать плазменный канал с радиальным профилем электронной концентрации $n_e(r) = n_{e0}[1 + (r/R_{ch})^2]$, где n_{e0} – концентрация электронов плазмы на оси канала, R_{ch} – радиус канала, близкий к радиусу $R_{fit} = k_p r_0^2/2$, согласованному [25, 35] с экспоненциальной (по амплитуде лазерного поля) попе-

Табл.1. Параметры лазерного импульса.

Параметры	Значения		
	ускоритель	инжектор	квантово-электродинамические эксперименты
Пиковая интенсивность I_0 (Вт/см ²)	10^{19}	2×10^{20}	$10^{23} - 10^{24}$
Безразмерная напряженность поля a_0	2.4	11	240–770
Мощность P (ПВт)	1.3	5–13.5	14.2
Длительность * τ_L (фс)	62	25	25
Длина ** $L_0 = c\tau_L/(2\ln 2)^{1/2}$ (мкм)	16	6.4	6.4
Безразмерная длина $L_\xi = k_p L_0$	0.56		
Энергия W (Дж)	88	130–360	375
Длина волны λ_0 (мкм)	0.9	0.9	0.9
Радиус фокального пятна r_0 (мкм)	92	40–66	3–1

* τ_L – полная длительность лазерного импульса на половине интенсивности; ** L_0 – экспоненциальная полуширина для амплитуды поля на уровне $1/e$.

Табл.2. Параметры плазмы и ускоряемого сгустка.

Параметры	Значения
Концентрация электронов n_{e0} (см ⁻³)	3.4×10^{16}
Гамма-фактор $\gamma_{ph} = \omega_0/\omega_p$	200
Критическая мощность P_c (ПВт)	0.69
Заряд сгустка электронов Q_b (пКл)	70
Безразмерная начальная длина сгустка $k_p \sigma_{z0}$	0.1
Безразмерная начальная ширина сгустка $k_p \sigma_{r0}$	0.1

речной полушириной лазерного пятна r_0 , $k_p = \omega_p/c$ – волновое число плазменной волны,

$$\omega_p = \sqrt{4\pi n_{e0} e^2 / m},$$

m и e – масса и заряд электрона соответственно. Для создания протяженного (2 м) и прямого плазменного канала предлагается использовать метод разряда в газонаполненном капилляре [36].

Характерные значения начальных параметров лазерных импульсов, плазмы и ускоряемых сгустков электронов приведены в табл.1, 2, где помимо указанных выше введены также следующие обозначения: $a_0 = eE/(m\omega_0 c)$, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, λ_0 – длина волны лазерного излучения, c – скорость света, $P_c = \gamma_{ph}^2 17$ ГВт – критическая мощность релятивистской самофокусировки, γ_{ph} – гамма-фактор.

Столь мощные лазерные импульсы в каскаде инжектора и в ускорительных каскадах необходимы для обеспечения квазиодномерного режима взаимодействия относительно широкого ($r_0 \gg L_0$) лазерного импульса с плазмой. Довольно большое фокальное пятно также позволяет избежать кавитации электронной концентрации на оси лазерного импульса [37] и уменьшить нормализованный эмиттанс электронного сгустка [38].

Для генерации электронного сгустка сверхкороткой длительности в каскаде инжектора должна использоваться (формируемая из газовой струи) плазменная мишень с плато электронной концентрации с $\gamma_{ph} = 5-10$, отделяемого от вакуума переходным слоем толщиной ~ 50 мкм.

Для реализации схемы многоступенчатого ускорения лептонных пучков необходимо добиться высокой синхронизации лазерных импульсов и ускоряемых сгустков. Электроны и генерируемые позитроны должны согласовано инжектироваться в правильные ускоряющие и фокусирующие фазы кильватерного поля, генерируемого лазерным импульсом в разреженной плазме. Для генерации сгустков позитронов потребуется создать сверхсильные электромагнитные поля в схеме сталкивающихся лазерных импульсов с пиковой мощностью 10–15 ПВт каждый [39, 40] при интенсивностях лазерного излучения до $10^{23} - 10^{24}$ Вт/см², которых можно достичь при фокусировке лазерного излучения в пятно радиусом 2.2–0.7 мкм при мощности импульса около 15 ПВт.

Аналогичные интенсивности могут потребоваться для экспериментов по созданию мощных источников когерентного коротковолнового излучения.

3. Оценки для основных каскадов ускорителя

Входным каскадом ускорителя является инжектор электронных сгустков, который более подробно рассматривается в работе [19]. Задача инжектора – генерация

электронных сгустков сверхкороткой длительности (десятки аттосекнд) при взаимодействии лазерного импульса с плазмой. Электронные сгустки далее должны инжектироваться в первый ускорительный каскад с соблюдением правильной фазы инжекции, которая определяет как разброс по энергиям [41, 42], так и эмиттанс [38] сгустка при ускорении.

3.1. Первый каскад ускорителя электронов

Максимально достижимый прирост энергии электронного сгустка на одном каскаде ускорителя в режиме слабо нелинейного ускорения в кильватерном поле позади лазерного импульса с гауссовой продольной огибающей и поперечным размером $r_0 \gg L_0, \lambda_p$ (λ_p – длина плазменной волны) можно оценить как [23, 37]

$$\Delta E_{\max} \approx 2mc^2 \gamma_{ph}^2 \phi_0, \quad \phi_0 = a_0^2 A, \quad (1)$$

$$A = \sqrt{\pi/2} L_\xi \exp(-L_\xi^2/8)/4,$$

он достигается на длине $L_{\text{acc}} = L_{ph}/2$, где $L_{ph} = \lambda_0 \gamma_{ph}^3$ – длина дефазировки, а $L_\xi = k_p L_0$ – безразмерная длина. Величина ΔE_{\max} растет с ростом a_0 . Кроме того, примененные режимы лазерно-плазменного ускорения при $a_0 > 1$ способствуют уменьшению разброса по энергиям ускоряемого электронного сгустка [41]. Однако для относительно длинных лазерных импульсов при $P > P_c$ наблюдается самофокусировка лазерного излучения к оси его распространения z , сопровождающаяся как резким увеличением a_0 , так и кавитацией электронной концентрации вблизи оси распространения z [37, 43], что портит регулярную структуру кильватерных полей и делает невозможным получение с их помощью ускоренных электронных сгустков с предсказуемыми характеристиками.

Преимуществом более коротких ($k_p L_0 / \sqrt{2} < 1$) лазерных импульсов является возможность их распространения без существенной модификации формы при условии $P < P_c (k_p L_0 / \sqrt{2})^{-1}$ [16]. Увеличение верхнего порога для P при $k_p L_0 / \sqrt{2} < 1$ обусловлено частичной компенсацией релятивистской и пондеромоторной нелинейностей [44]. Из работы [44] также следует, что для стабильного распространения короткого петаваттного лазерного импульса его мощность, по крайней мере, не должна превышать величины $6P_c$.

Оценка для параметров табл.1, 2, при которых $P \approx 2P_c$, дает $\Delta E_{\max} \approx 30$ ГэВ без учета потерь энергии лазерного импульса, основные из этих потерь приходятся на генерацию кильватерного поля. Характерную длину, на которой лазерный импульс потеряет свою энергию, затраченную на возбуждение кильватерного поля в резонансном режиме, можно оценить как $L_{\text{wake}} \sim (4/\pi)(\delta n/n_{e0})^{-1} L_{\text{acc}}$, где δn – возмущение концентрации электронов n_{e0} в кильватерной волне. Из численного моделирования (см. ниже) для рассматриваемых параметров следует, что $\delta n/n_{e0} \approx 0.85$, это дает $L_{\text{wake}} \approx 1.5 L_{\text{acc}}$. Наиболее эффективное ускорение наблюдается на длине $L \approx 0.7 L_{\text{acc}}$, на которой, в соответствии с указанной выше оценкой L_{wake} , можно ожидать примерно 30%-ного снижения энергии лазерного импульса. С учетом этого снижения полагаем $\Delta E_{\max} \approx 20$ ГэВ на одном ускорительном каскаде, что подтверждается численным моделированием.

Задача увеличения заряда сгустка Q_b вступает в противоречие с задачей обеспечения его минимального нор-

мализованного эмиттansa ϵ_n , т. к. согласованное с радиальной силой значение ϵ_n пропорционально квадрату поперечного размера σ_r сгустка [38, 45], т. е. снижение ϵ_n требует уменьшения пространственного масштаба σ_r . Отметим, что оценка дает $\epsilon_n \approx 1$ мм·мрад при параметрах, приведенных в табл.1,2. Также отметим необходимость принятия мер по повышению точности фокусировки лазерного излучения в направляющие структуры (плазменные каналы) для сохранения низкого ϵ_n [46–48]. Так, погрешность совпадения оси направляющей структуры и оси распространения лазерного импульса не должна превышать 0.1 мрад для импульса с $r_0 \approx 50$ мкм [47]. При этом увеличение r_0 ведет к ослаблению требований к точности фокусировки.

Необходимое для снижения ϵ_n уменьшение σ_r приводит к увеличению концентрации электронов в сгустке, что ограничивает Q_b из-за эффекта beam loading [49]. Так, для гауссова пространственного распределения электронов в сгустке

$$N_b(\xi = z - ct, r, t = 0) = n_b n_{||}(\xi) n_{\perp}(r),$$

$$n_{||}(\xi) = \pi^{-1/2} \sigma_{\xi 0}^{-1} \exp(-\xi^2 / \sigma_{\xi 0}^2), \quad n_{\perp}(r) = \pi^{-1} \sigma_{r 0}^{-2} \exp(-r^2 / \sigma_{r 0}^2)$$

концентрацию электронов в нем n_b можно выразить через его заряд Q_b и характерные начальные пространственные масштабы $\sigma_{r 0}$ и $\sigma_{\xi 0}$ в виде

$$n_b \approx 1.9 \times 10^{18} Q_b \sigma_{r 0}^{-2} \sigma_{\xi 0}^{-1}, \quad (2)$$

что дает $n_b \approx 5.6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при параметрах табл.2, т. е. концентрация электронов в сгустке в данном случае значительно превышает фоновую концентрацию электронов в плазме. В (2) заряд Q_b измеряется в пКл, масштабы $\sigma_{r 0}$ и $\sigma_{\xi 0}$ – в мкм, а концентрации n_b – в см^{-3} . Для оценки сверху максимально возможного заряда сгустка $Q_{b \max}$ или максимального числа электронов в сгустке $N_{b \max}$ в этих условиях воспользуемся развитой в [49] линейной по амплитуде кильватерной волны теорией, согласно которой

$$N_{b \max} = \frac{n_1}{k_p} A_{\text{eff}}, \quad A_{\text{eff}} = \frac{\pi r_c^2}{1 - k_p \sigma_r K_1(k_p \sigma_r)},$$

где n_1 – возмущение электронной концентрации, создаваемое начальным драйвером кильватерной волны; $r_c = e^2 / (mc^2) \approx 2.818 \times 10^{-13} \text{ см}$; K_1 – модифицированная функция Бесселя. В рассматриваемом случае $k_p \sigma_r \ll 1$ из последнего выражения следует, что

$$N_{b \max} = \frac{1/(4\sqrt{\pi})}{\sqrt{n_{e0}} r_c^3} \frac{n_1/n_{e0}}{\ln(2) + 1/2 - \gamma_E - \ln(k_p \sigma_r)} \approx \frac{3 \times 10^9}{\sqrt{n_{e0}} / 10^{17} \text{ см}^{-3}} \frac{n_1/n_{e0}}{0.62 - \ln(k_p \sigma_r)}, \quad (3)$$

где $\gamma_E \approx 0.5772$ – константа Эйлера. Полагая, в соответствии с результатами проведенных численных расчетов (см. ниже), $n_1/n_{e0} \approx 0.85$, получаем из (3) для указанных параметров расчета величины $N_{b \max} \approx 1.5 \times 10^9$ и $Q_{b \max} = e N_{b \max} \approx 240$ пКл.

Выбор (в рамках указанных выше ограничений на мощность P) достаточно широкого фокального пятна лазерного импульса необходим не только для обеспечения квазидвумерного ($L_0 \ll r_0$) режима распространения ла-

зерного импульса и снижения ϵ_n , но и для исключения кавитации электронной плотности на оси z (т. е. исключения сильно нелинейного bubble-режима распространения), для чего требуется выполнение условия $a_0^2 / \sqrt{1 + a_0^2} \leq (k_p r_0)^2 / 4$, или $a_0 \leq (k_p r_0)^2 / 4$ при $a_0 \gg 1$ [37]. Для параметров табл.1,2 получаем условие $a_0 \leq 2.6$, которое выполняется.

Отметим также, что выбор энергии инжекции сгустка E_0 и фазы инжекции $\xi_0 = k_p(z_0 - ct)|_{t=0}$ относительно границы фокусирующей и дефокусирующей областей должен проводиться, исходя из требований обеспечения захвата сгустка кильватерной волной, попадания большей части электронов сгустка в фокусирующую фазу кильватерного поля и обеспечения минимального эмиттansa.

3.1.1. Численное моделирование

С целью проверки и уточнения полученных оценок были выполнены численные расчеты распространения лазерного излучения, генерации кильватерных волн и ускорения в них электронных сгустков при указанных выше параметрах излучения, плазмы и начальных параметрах электронных сгустков. Расчеты проводились с помощью квазистатического кода WAKE [50]. Код был модифицирован для учета эффекта beam loading в процессе ускорения. Размеры сетки были равны $\Delta \xi k_p = 0.001825$ и $\Delta r k_p = 0.006$, а размер расчетной области составлял $4000 \Delta \xi \times 1600 \Delta r$. При моделировании не учитывалось влияние ввода и вывода ускоряемого сгустка на его конечные параметры и рассматривалась только ускоряющая фаза ускорителя (рис.1). В расчетах энергия инжекции электронного сгустка в первый ускорительный каскад $E_0 = mc^2 \gamma_0 = 225$ МэВ ($\gamma_0 = \gamma_b(t=0)$ – начальный гамма-фактор сгустка), начальная фаза инжекции сгустка относительно границы фокусирующей и дефокусирующей фаз $\xi_0 = k_p z_0 = 0.25$. Остальные параметры приведены в табл.1,2.

На рис.1,а зависимость амплитуды лазерного импульса от длины ускорения демонстрирует распространение лазерного импульса без значительных искажений практически на всей длине ускорения, не считая небольших осцилляций в начале. Это соответствует выбранным параметрам, при которых

$$\left(k_p \frac{L_0}{\sqrt{2}}\right) \frac{P}{P_c} = 0.072,$$

что позволяет обеспечить постоянство кильватерного поля, в котором ускоряется электронный сгусток, что положительно влияет на его конечные параметры.

На рис.1,а также можно видеть резкий рост, а затем снижение относительного разброса по энергии ускоряемого сгустка. Это является следствием эффекта beam loading, а также дефазировки. При инжекции сгустка в окрестность максимума ускоряющего поля из-за эффекта beam loading ускоряющее поле является неоднородным на длине этого сгустка – передняя часть сгустка испытывает более сильное ускорение, что служит причиной начального роста разброса по энергии. Однако из-за дефазировки между сгустком и лазерным импульсом через некоторое время после начала ускорения ситуация постепенно меняется на обратную – сначала ускоряющее поле выравнивается на длине сгустка, а затем уже его задняя часть начинает испытывать более сильное ускорение и

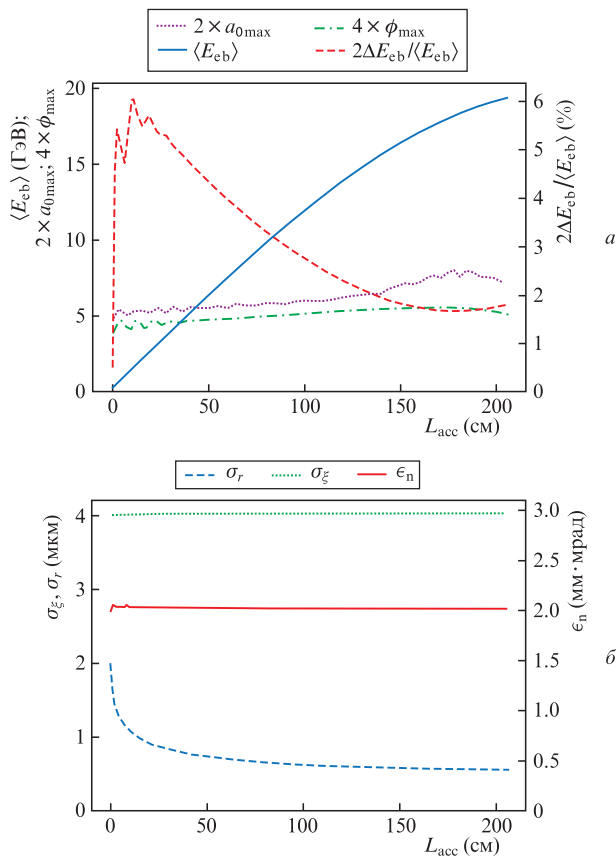


Рис.1. Зависимости от длины ускорения L_{acc} ключевых характеристик на оси распространения z лазерного импульса, кильватерной волны и ускоряемого сгустка для параметров, указанных в табл.1, 2: максимальные значения безразмерных амплитуды напряженности поля a_{0max} и кильватерного потенциала ϕ_{max} , а также средняя энергия электронов в сгустке $\langle E_{eb} \rangle$ и относительный разброс по энергиям электронов в сгустке $2\Delta E_{eb}/\langle E_{eb} \rangle$ (а) и нормализованный поперечный эмиттанс ϵ_n , длина σ_z и радиус σ_r ускоряемого сгустка (б).

догонять переднюю часть по энергии, что, в свою очередь, приводит к постепенному уменьшению разброса по энергии на оставшейся длине ускорения.

Эмиттанс в процессе ускорения остается постоянным на уровне 2 мм·мрад, а радиус сгустка меняется в процессе ускорения как $\sigma_r \propto \gamma_b^{-1/4}$, что говорит о согласованном режиме ускорения электронного сгустка с точки зрения его эмиттанса и радиуса.

В результате моделирование демонстрирует возможность ускорения электронного сгустка с зарядом $Q_b = 70$ пКл на длине $L_{acc} = 2$ м с приростом энергии $\Delta E = 20$ ГэВ и сохранением относительно малых разброса по энергии и эмиттанса сгустка (выработка мер по дальнейшему снижению величин $\Delta E_{eb}/\langle E_{eb} \rangle$ и ϵ_n является предметом наших дальнейших исследований).

3.2. Ускорение электронов в последующих секциях ускорителя и проблемы согласования секций

Чтобы сохранить качество сгустка и эффективно ускорить его, необходимо согласовать ускорительные стадии между собой так, чтобы инжекция сгустка с определенными характеристиками в следующий каскад происходила в нужной фазе в окрестности максимума ускоряющей силы, а все изменения действующих на электроны

сил имели адиабатический характер относительно бетатронных колебаний сгустка [21].

Для того чтобы уменьшить амплитуду колебаний среднеквадратичного радиуса сгустка и, как следствие, негативное влияние на рост эмиттанса нелинейности фокусирующей силы в поперечном направлении, радиус сгустка и эмиттанс в момент инжекции должны быть согласованы с фокусирующей силой и удовлетворять соотношению $\epsilon_n = k_p \sigma_r^2 \gamma_0 \Omega_0$, где $\Omega_0 = \sqrt{a/\gamma_0}$ – частота бетатронных колебаний, а $\alpha = -r^{-1} \partial_r \phi$ определяется поперечной фокусирующей силой, вызванной градиентом кильватерного потенциала ϕ [38, 45].

Адиабатическое изменение сил при транспортировке электронов из одного каскада в другой можно обеспечить с помощью профиля концентрации плазмы, в котором концентрация линейно нарастает на входе в ускорительную стадию и линейно уменьшается на выходе из нее. Продольный размер такого плавного входа/выхода должен в несколько раз превышать длину волны бетатронных колебаний сгустка, а положение фокальной плоскости при распространении лазерного импульса в вакууме должно совпадать с началом однородной части плазменного канала [21, 51]. Для параметров табл.1, 2 длина вол-

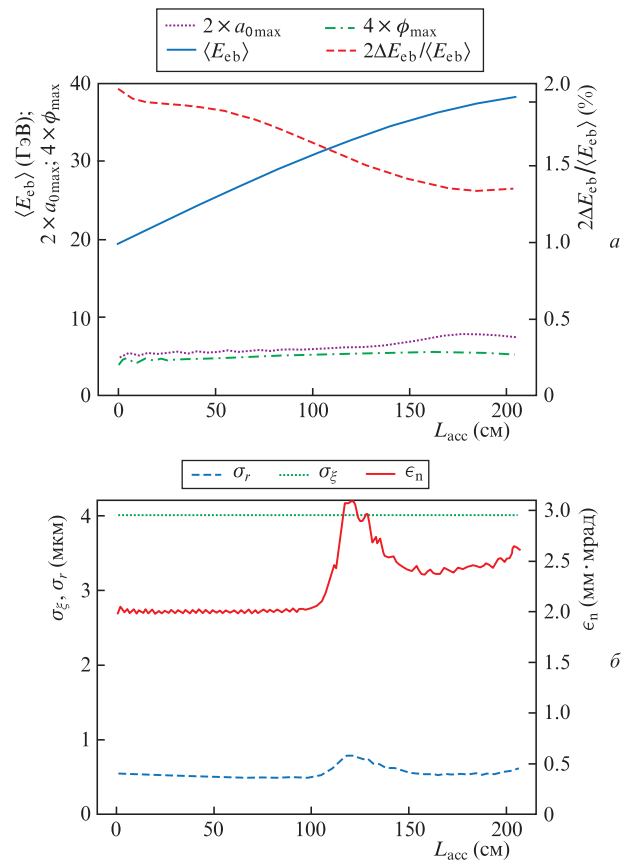


Рис.2. Зависимости от длины ускорения L_{acc} ключевых характеристик на оси распространения z лазерного импульса, кильватерной волны и ускоряемого сгустка во втором каскаде ускорителя для таких же параметров лазерного импульса и плазмы, как в табл.1, 2, и таких же параметров сгустка электронов, как на выходе из первого каскада ускорителя (см. рис.1,а): максимальные значения безразмерных амплитуды напряженности поля a_{0max} и кильватерного потенциала ϕ_{max} , а также средняя энергия электронов в сгустке $\langle E_{eb} \rangle$ и относительный разброс по энергиям электронов в сгустке $2\Delta E_{eb}/\langle E_{eb} \rangle$ (а) и нормализованный поперечный эмиттанс ϵ_n , длина σ_z и радиус σ_r ускоряемого сгустка (б).

ны бетатронных колебаний λ_β в момент инжекции в первую секцию будет составлять $(r_0/2)\sqrt{\gamma_0/(\xi_0\phi_0)} \approx 2$ мм, а соответствующий размер плавного входа/выхода будет лежать в пределах 6–10 мм.

На рис.2 показаны результаты расчета ускорения сгустка электронов, инжектированного во вторую секцию ускорителя. При этом параметры сгустка на входе во вторую секцию были равны параметрам сгустка электронов на выходе из первой секции. В данном предварительном расчете не проводилось согласование первого и второго ускорительных каскадов с помощью указанной выше промежуточной согласующей секции (это будет являться предметом нашей дальнейшей работы). По-видимому, именно с данным обстоятельством связан некоторый скачок эмиттанса, видный на рис.2,б. Отметим снижение относительного разброса по энергиям ускоренного во второй секции ускорителя сгустка до $\sim 1\%$, а также возрастание энергии сгустка до 40 ГэВ.

3.3. О формировании и ускорении сгустков позитронов

Формирование ультракоротких сгустков позитронов может происходить при столкновении ускоренного до энергий в несколько десятков гигаэлектронвольт сгустка электронов со сверхинтенсивным лазерным импульсом (интенсивности $10^{23} - 10^{24}$ Вт/см²). Как уже было сказано выше, экспериментальное подтверждение этого эффекта было получено ранее для лазерного излучения меньшей (10^{18} Вт/см²) интенсивности в SLAC [9].

Нужно отметить, что в случае умеренно нелинейного режима лазерно-плазменного ускорения кильватерный потенциал за лазерным импульсом деформируется по сравнению с линейным режимом, а ускорительная фаза кильватерного поля для позитронов укорачивается, что приводит к уменьшению максимального прироста энергии по сравнению с электронами. Поэтому для ускорения позитронов до тех же энергий могут потребоваться дополнительные секции ускорительного каскада [18].

4. Заключение

Проведенный предварительный анализ и численное моделирование показывают возможность создания многокаскадного ускорителя лептонов до энергий 60–100 ГэВ на трех-пяти каскадах с сохранением высокого качества (нормализованный эмиттанс $\epsilon_n \approx 1$ мм·мрад, разброс по энергии $2\Delta E_{cb}/(E_{cb}) \approx 1\%$) ускоряемых сгустков лептонов.

Полученные ультракороткие (длительности – десятки аттосекунд) высокоэнергетичные (энергия более нескольких десятков гигаэлектронвольт) электронные сгустки с малым эмиттансом могут быть применены для создания когерентных источников коротковолнового излучения вплоть до диапазона гамма-квантов и для проведения экспериментов в области квантовой электродинамики, в том числе с генерацией каскадов электрон-позитронных пар при взаимодействии таких сгустков с высокоинтенсивными ($10^{23} - 10^{24}$ Вт/см²) лазерными импульсами. Выполнение проекта позволит создать технологии и действующую установку, способную генерировать пучки электронов, пригодные для исследований в области физики высоких энергий, что даст возможность плотную подойти к задаче создания лептонного коллайдера тэраэлектронвольтового диапазона энергий.

Работа частично поддержана проектом РФФИ-Росатом (грант № 20-21-00150).

- Joshi C., Corde S., Mori W.B. *Phys. Plasmas*, **27** (7), 070602 (2020); <https://doi.org/10.1063/5.0004039>.
- Gibney E. *Nature*, 2018; <https://www.nature.com/articles/d41586-018-07492-w>.
- Assmann R.W., Weikum M.K., Akhter T., et al. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **229** (24), 3675 (2020); <https://doi.org/10.1140/epjst/e2020-000127-8>.
- Leemans W., Esarey E. *Phys. Today*, **62** (3), 44 (2009); <https://doi.org/10.1063/1.3099645>.
- Shiltsev V., Zimmermann F. *Rev. Mod. Phys.*, **93**, 015006 (2021); <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.93.015006>.
- Assmann R., Lamont M., Myers S. *Nucl. Phys. B–Proc. Suppl.*, **109**, 17 (2002).
- CERN Courier*, 1999; <https://cds.cern.ch/record/1732989/files/vol39-issue8-p014-e.pdf>.
- Doebert S., Sicking E. *Europhysics News*, **49** (1), 24 (2018); <https://doi.org/10.1051/epn/2018102>.
- Burke D.L., Field R.C., Horton-Smith G., Spencer J.E., Walz D., Berridge S.C., Bugg W.M., Shmakov K., Weidemann A.W., Bula C., McDonald K.T., Prebys E.J., Bamber C., Boege S.J., Koffas T., Kotseroglou T., Melissinos A.C., Meyerhofer D.D., Reis D.A., Ragg W. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1626 (1997); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.79.1626>.
- Stonking M.R., Pedersen T.S., Helander P., Chen H., Hergenhan U., Stenson E.V., Fiksel G., von der Linden J., Saitoh H., Surko C.M., et al. *J. Plasma Phys.*, **86** (6), 155860601 (2020); <https://doi.org/10.1017/S0022377820001385>.
- Brambilla G., Kalapotharakos C., Timokhin A.N., Harding A.K., Kazanas D. *Astrophys. J.*, **858** (2), 81 (2018); <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aab3e1>.
- Rylov Y.A. *Astrophys. Space Sci.*, **75** (2), 423 (1981); <https://doi.org/10.1007/BF00648653>.
- Vranic M., Klimo O., Korn G., Weber S. *Sci. Rep.*, **8** (1), 4702 (2018); <https://doi.org/10.1038/s41598-018-23126-7>.
- Brunetti E., van der Geer B., de Loos M., Dewhurst K.A., Kornaszewski A., Maitrallain A., Muratori B.D., Owen H.L., Wiggins S.M., Jaroszynski D.A. *Sci. Rep.*, **11** (1), 14595 (2021); <https://doi.org/10.1038/s41598-021-93640-8>.
- Pukhov A., Gordienko S., Kiselev S., Kostyukov I. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **46** (12), B179 (2004); <https://doi.org/10.1088/0741-3335/46/12b/016>.
- Andreev N., Kuznetsov S. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **45**, A39 (2003); <https://doi.org/10.1088/0741-3335/45/12A/004>.
- Cros B., Paradkar B., Davoine X., Chance A., Desforges F., Dobosz-Dufrenoy S., Delerue N., Ju J., Audet T., Maynard G., Lobet M., Gremillet L., Mora P., Schwindling J., Delferriere O., Bruni C., Rimbault C., Vinatier T., Di Piazza A., Grech M., Riconda C., Marques J., Beck A., Specka A., Martin P., Monot P., Normand D., Mathieu F., Audebert P., Amiranoff F. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **740**, 27 (2014); <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900213014976>.
- Пугачёва Д.В., Андреев Н.Е. *Вестник ОИВТ РАН*, **5**, 13 (2020).
- Кузнецов С.В., Умаров И.Р., Андреев Н.Е. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
- Lindström C.A. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **24**, 014801 (2021); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.24.014801>.
- Пугачёва Д.В., Андреев Н.Е. *Квантовая электроника*, **51** (9), 826 (2021) [*Quantum Electron.*, **51** (9), 826 (2021)]; <https://doi.org/10.1070/qel17607>.
- Esarey E., Sprangle P., Krall J., Ting A. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **24** (2), 252 (1996); <https://doi.org/10.1109/27.509991>.
- Андреев Н.Е., Горбунов Л.М. *УФН*, **169** (1), 53 (1999) [*Phys. Usp.*, **42** (1), 49 (1999)]; <https://doi.org/10.1070/PU1999v042n01-ABEH000447>.
- Hafizi B., Ting A., Hubbard R.F., Sprangle P., Penano J.R. *Phys. Plasmas*, **10** (5), 1483 (2003); <https://doi.org/10.1063/1.1562937>.
- Andreev N.E., Gorbunov L.M., Kirsanov V.I., Nakajima K., Ogata A. *Phys. Plasmas*, **4** (4), 1145 (1997); <https://doi.org/10.1063/1.872186>.

26. Esarey E., Schroeder C.B., Shadwick B.A., Wurtele J.S., Leemans W.P. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3081 (2000); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.3081>.
27. Clark T.R., Milchberg H.M. *Phys. Rev. E*, **61**, 1954 (2000); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.61.1954>.
28. Gaul E.W., Le Blanc S.P., Rundquist A.R., Zgadzaj R., Langhoff H., Downer M.C. *Appl. Phys. Lett.*, **77** (25), 4112 (2000); <https://doi.org/10.1063/1.1329323>.
29. Spence D.J., Butler A., Hooker S.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20** (1), 138 (2003); <http://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?URI=josab-20-1-138>.
30. Gonsalves A.J., Nakamura K., Daniels J., Benedetti C., Pieronek C., de Raadt T.C.H., Steinke S., Bin J.H., Bulanov S.S., van Tilborg J., Geddes C.G.R., Schroeder C.B., Tóth C., Esarey E., Swanson K., Fan-Chiang L., Bagdasarov G., Bobrova N., Gasilov V., Korn G., Satorov P., Leemans W.P. *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 084801 (2019); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.084801>.
31. Courtois C., Couairon A., Cros B., Marques J.R., Matthieussent G. *Phys. Plasmas*, **8** (7), 3445 (2001); <https://doi.org/10.1063/1.1378327>.
32. Andreev N.E., Cros B., Gorbunov L.M., Matthieussent G., Mora P., Ramazashvili R.R. *Phys. Plasmas*, **9** (9), 3999 (2002); <https://doi.org/10.1063/1.1497165>.
33. Andreev N.E., Cassou K., Wojda F., Genoud G., Burza M., Lundh O., Persson A., Cros B., Fortov V.E., Wahlstrom C.-G. *New J. Phys.*, **12**(4), 045024(2010); <https://doi.org/10.1088/1367-2630/12/4/045024>.
34. Veysman M., Cros B., Andreev N., Maynard G. *Phys. Plasmas*, **13** (5), 053114 (2006).
35. Andreev N.E., Kirsanov V.I., Gorbunov L.M. *Phys. Plasmas*, **2** (6), 2573 (1995).
36. Gonsalves A.J., Nakamura K., Benedetti C., Pieronek C.V., Steinke S., Bin J.H., Bulanov S.S., van Tilborg J., Geddes C.G.R., Schroeder C.B., Daniels J., Tóth C., Obst-Huebl L., van den Berg R.G.W., Bagdasarov G., Bobrova N., Gasilov V., Korn G., Satorov P., Leemans W.P., Esarey E. *Phys. Plasmas*, **27** (5), 053102 (2020); <https://doi.org/10.1063/5.0002769>.
37. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 1229 (2009); <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.81.1229>.
38. Вейсман М.Е., Андреев Н.Е. *Квантовая электроника*, **50** (4), 392 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (4), 392 (2020)].
39. Turcu I., Shen B., Neely D., Sarri G., Tanaka K., McKenna P., Mangles S., Tong-Pu Y., Wen L., Zhu X.-L., Yin Y. *High Power Laser Sci. Eng.*, **7**, e10 (2019); <https://doi.org/10.1017/hpl.2018.66>.
40. He Y., Blackburn T.G., Toncian T., Arefiev A.V. *Commun. Phys.*, **4** (1), 139 (2021).
41. Li X., Nghiem P.A.P., Mosnier A. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **21**, 111301 (2018); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.21.111301>.
42. Кузнецов С.В. *Квантовая электроника*, **48** (10), 945 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (10), 945 (2018)].
43. Sun G.-Z., Ott E., Lee Y.C., Guzdar P. *Phys. Fluids*, **30** (2), 526 (1987); <https://doi.org/10.1063/1.866349>.
44. Gorbunov L.M., Kalmykov S.Y., Mora P. *Phys. Plasmas*, **12** (3), 033101 (2005); <https://doi.org/10.1063/1.1852469>.
45. Esarey E., Shadwick B., Catravas P., Leemans W. *Phys. Rev. E*, **65**, 056505 (2002); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.65.056505>.
46. Veysman M., Andreev N. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **774**, 012109 (2016).
47. Вейсман М.Е., Кузнецов С.В., Андреев Н.Е. *Квантовая электроника*, **47** (3), 199 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (3), 199 (2017)].
48. Вейсман М.Е., Кузнецов С.В., Андреев Н.Е. *Квантовая электроника*, **46** (4), 288 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (4), 288 (2016)].
49. Katsouleas T.C., Wilks S., Chen P., Dawson J.M., Su J.J. *Part. Accel.*, **22**, 81 (1987).
50. Mora P., Antonsen T.M. Jr. *Phys. Plasmas*, **4** (1), 217 (1997); <https://doi.org/10.1063/1.872134>.
51. Tomassini P., Rossi A. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **58**, 034001 (2015); <https://doi.org/10.1088/0741-3335/58/3/034001>.