

На правах рукописи

Пугачёва Дарья Валерьевна

**ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОЕ УСКОРЕНИЕ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ
ЧАСТИЦ**

01.04.08 – физика плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2021

Работа выполнена в *Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Обьединенном институте высоких температур Российской академии наук.*

Научный руководитель: *д. ф.-м. н., проф.*
Андреев Николай Евгеньевич

Официальные оппоненты:

Ведущая организация:

Защита состоится _____ 2021 г. в _____ часов _____ минут на заседании диссертационного совета ?? при *Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Обьединенном институте высоких температур Российской академии наук*, расположенном по адресу: *125412, Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2, корпус Л-3, экспозиционный зал.*

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке *ОИВТ РАН.*

Автореферат разослан _____ 2021 г.

Отзывы и замечания по автореферату в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Телефон для справок: (495)485-79-77.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
д. ф.-м. н.



Васильев М.М.

© Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Обьединенный институт высоких температур Российской академии наук, 2021

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Работа посвящена исследованию динамики характеристик сгустков поляризованных заряженных частиц в многокаскадных лазерно-плазменных ускорителях.

Актуальность темы

В традиционных ускорителях заряженных частиц максимальные градиенты ускорения ограничиваются порогом пробоя материала стенки волновода, а их увеличение непосредственно влияет на размер и стоимость ускорителя. В 70-х годах был предложен альтернативный способ ускорения частиц, основанный на использовании кильватерного поля, генерируемого в плазме под действием коротких и интенсивных лазерных импульсов [1]. Градиенты ускорения, достигаемые с помощью лазерно-плазменных методов, имеют порядок величины 100 ГэВ/м и существенно превышают те, которые можно получить в традиционных радиочастотных ускорителях [2, 3, 4], что позволяет построить на их основе альтернативные компактные ускорители заряженных частиц с практическим применением в науке, медицине и промышленности. На сегодняшний день экспериментально показана возможность получения электронов с энергией около 8 ГэВ [5], а теория предсказывает, что вполне достижимы энергии порядка ТэВ. Для достижения сверхвысоких энергий рассматривается схема многокаскадного лазерно-плазменного ускорения [6]. Уже проведены эксперименты, демонстрирующие возможность двухстадийного ускорения [7].

Получаемые в многостадийных лазерно-плазменных коллайдерах ультррелятивистские частицы могут найти широкое применение в области физики высоких энергий. В современных исследованиях, проводимых на радиочастотных ускорителях, требуются высококачественные сгустки частиц с заданной поляризацией поскольку направление спина входит в выражение для сечения взаимодействия сгустков частиц [8]. Некоторые ускорители были специально модернизированы, а другие изначально разрабатывались с учетом использования источников поляризованных частиц. Исследована динамика спина при традиционных методах ускорения [9] и разработаны методы управления степенью и направлением поляризации [10]. Поэтому исследование динамики прецессии спина при ускорении лазерно-плазменными методами является актуальным.

Отдельную сложность при многостадийном ускорении представляет процесс инжекции и вывода пучка частиц из ускорительных стадий, поскольку неадиабатическое изменение действующих на частицы сил на границе плазмы может привести к значительному росту эмиттанса пучка [11, 12], а также существенно повлиять на другие характеристики частиц, в том числе поляризацию. При ускорении частиц до энергий ТэВ-диапазона на динамику харак-

теристик сгустка могут также оказывать значительное влияние различные эффекты, связанные с бетатронным излучением [13, 14], в том числе квантовые эффекты, возникающие в следствие взаимодействия спина частицы с полем излученного фотона. Поэтому целесообразно исследовать влияние этих эффектов на динамику эмиттанса и деполяризации при многостадийном лазерно-плазменном ускорении.

Бетатронное излучение частиц, ускоряемых лазерно-плазменными методами, имеет множество приложений, таких как создание лазера на свободных электронах, новейшего детектора для экспериментов в области физики высоких энергий или получения рентгеновского изображения с фазовым контрастом, и может удовлетворить существующую потребность в компактных источниках жесткого рентгеновского излучения. Для генерации излучения, подходящего для практических приложений, требуются пучки частиц высокого качества с энергией около 5 ГэВ, поэтому сохранение исходных характеристик пучка в процессе лазерно-плазменного ускорения является актуальной и значимой задачей [A1, A2, A3, A4].

Цель диссертационной работы

Целью работы является комплексное исследование процесса ускорения поляризованных заряженных частиц в многостадийном лазерно-плазменном коллайдере и анализ динамики характеристик сгустка частиц при таком ускорении с учетом испускаемого ими бетатронного излучения.

Для достижения обозначенной цели был решен круг задач:

1. Разработан и протестирован комплекс программ на основе гибридных сеточных методов для моделирования ускорения поляризованных электронов и позитронов.
2. Проведено исследование прецессии спина одного электрона как в заданных полях, так и в результате самосогласованного моделирования генерации кильватерных полей в плазме.
3. Выполнен сравнительный анализ процесса ускорения поляризованных пучков электронов и позитронов при различных режимах лазерно-плазменного ускорения.
4. Изучен процесс роста эмиттанса сгустка при умеренно-нелинейном режиме ускорения с характерными для отдельной ускорительной стадии параметрами.
5. Исследован способ ввода и вывода электронов из ускорительной стадии с сохранением качества (минимальный эмиттанс и деполяризация) ускоряемого сгустка частиц.

6. Исследовано влияние бетатронного излучения на процесс деполяризации электронов и динамику набора энергии электронного сгустка при ускорении до энергий ТэВ-диапазона в модельных полях, характерных для различных режимов лазерно-плазменного ускорения.

Научная новизна

1. Определена оптимальная фаза инжекции электронного сгустка в кильватерную волну для минимизации процесса деполяризации частиц.
2. Получена аналитическая формула, позволяющая описывать прецессию спина релятивистского электрона при малых энергиях.
3. Показаны отличия в наборе энергии, деполяризации и росте эмиттанса для электронных и позитронных сгустков при линейном и умеренно-нелинейном режимах лазерно-плазменного ускорения.
4. Определен основной механизм роста эмиттанса электронного сгустка при умеренно-нелинейном режиме лазерно-плазменного ускорения и предложены ограничения на начальные параметры сгустка, позволяющие минимизировать рост эмиттанса.
5. Впервые исследована динамика поляризации сгустка электронов при вводе пучка в ускорительную стадию и выводе из неё.
6. Исследовано влияние силы радиационного трения и эффекта радиационной поляризации на эволюцию характеристик поляризованных частиц в модельных полях, характерных для умеренно нелинейного и сильно нелинейного режимов лазерно-плазменного ускорения.

Научная и практическая ценность

1. Исследование условий согласования электронных сгустков с полями лазерно-плазменного ускорителя и способов ввода частиц в ускорительную стадию и вывода из нее может быть полезно при реализации в настоящем времени различных международных проектов (таких как EuPRAXIA [A1] – [A4]), нацеленных на получение высокоэнергетических пучков заряженных частиц высокого качества.
2. Результаты исследования процесса ускорения поляризованных электронов и позитронов в лазерно-плазменном ускорителе могут быть использованы при планировании экспериментов по физике высоких энергий на коллайдерах нового типа.

3. Оценки влияния синхротронного излучения на динамику лазерно-плазменного ускорения поляризованного электрона в различных режимах могут быть использованы при выборе оптимального режима ускорения на будущих установках, где планируется получать частицы с энергией в ТэВ-диапазоне.

Основные результаты и положения, выносимые на защиту

1. Модель, позволяющая самосогласовано рассчитывать динамику ускорения и поляризации электрона в кильватерном поле, генерируемом в плазменном канале мощным фемтосекундным лазерным импульсом.
2. Эффект укорочения ускорительной фазы кильватерного поля и максимального прироста энергии для позитронов по сравнению с электронами для характерных параметров умеренно нелинейного режима лазерно-плазменного ускорения.
3. Результат анализа основного механизма роста слайсового эмиттанса сгустка электронов для характерных параметров умеренно нелинейного режима ускорения. Показано, что основной вклад в рост эмиттанса вносит влияние нелинейной зависимости фокусирующей силы от радиуса. Определены ограничения на амплитуду колебаний среднеквадратичного радиуса сгустка для минимизации влияния этого фактора.
4. Способ минимизации деполяризации при вводе электронного пучка в ускорительную стадию и выводе из неё.
5. Эффект уменьшения деполяризации в процессе сильно нелинейного режима лазерно-плазменного ускорения до нескольких ТэВ при учете силы радиационного трения и отсутствие этого эффекта при умеренно нелинейном режиме ускорения.
6. Отсутствие влияния эффекта Соколова-Тернова на процесс деполяризации электрона при лазерно-плазменном ускорении до 4 ТэВ как для сильно нелинейного, так и для умеренно нелинейного режимов, несмотря на то что характерное время радиационной поляризации для электрона в кильватерных полях оказывается на несколько порядков меньше времени ускорения частицы.

Апробация работы

Основные результаты диссертации докладывались на

XXXI, XXXIII Международных конференциях «Уравнения состояния вещества» (Эльбрус, 2016, 2018 гг.), XXX, XXXII, XXXIV Международных

конференциях «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество» (Эльбрус, 2015, 2017, 2019 гг.), 59-й, 60-й, 61-й и 63-й научной конференции МФТИ (Долгопрудный, 2016, 2017, 2018, 2020 гг.), 2-й и 3-й European Advanced Accelerator Concepts Workshop, (Эльба, Италия, 2015, 2017 гг.), 34-th European Conference on Laser Interaction with Matter (Москва, 2016 г.), The EuroNNAc and EuPRAXIA Workshop on a European Plasma Accelerator (Пиза, Италия, 2016 г.), International EMMI Workshop on Plasma Physics at FAIR (Дармштадт, Германия, 2017 г.), EuPRAXIA Retreat (Грайнау, Германия, 2019 г.), International Conference on Ultrafast Optical Science (Москва, 2019 г.), EuPRAXIA Final Yearly Meeting (Гамбург, Германия, 2019 г.) и the 41-th Workshop on High-Energy-Density Physics with laser and Ion beams (Дармштадт, Германия, 2021г.).

Публикации

Материалы диссертации опубликованы в 28 печатных работах, включая 9 статей в рецензируемых журналах и 19 тезисов докладов.

Личный вклад автора

Автором были сформулированы аналитические модели и реализованы численные алгоритмы для проведения вычислительных экспериментов, сделан анализ полученных результатов.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, обзора литературы, 3-х глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации ? страниц, включая ? рисунка и ? таблиц. Библиография включает ? наименования.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении содержится обоснование актуальности проведенной диссертационной работы, обозначены цели работы, продемонстрирована научная новизна исследований, а также их практическая значимость, обозначены научные положения, выносимые на защиту.

В обзоре литературы освещено современное состояние как теоретических, так и экспериментальных исследований в области лазерно-плазменных методов ускорения. Рассматривается процесс генерации кильватерных волн ультракоротким релятивистским лазерным импульсом в различных направляющих структурах. Анализируются различные возможные режимы ускорения и ускорительные схемы, включающие в себя многостадийность. Отдельное внимание уделено процессам инжекции и ускорения в кильватерном поле как электронов, так и позитронов. Подчеркивается важность и актуальность исследований по ускорению поляризованных частиц.

В первой главе описана аналитическая модель для расчёта прецессии спина электрона при его ускорении в поле кильватерной волны, генерируе-

мой лазерным импульсом в плазменном канале, без учета синхротронного излучения. Проведен анализ динамики прецессии спина одного электрона в зависимости от фазы инжекции и начальной энергии. Определены параметры, при которых спин электрона минимально отклоняется от начального значения в течение всего процесса ускорения. Результаты самосогласованного численного моделирования были сопоставлены с теоретическими оценками для ускорения в постоянных полях.

В п. 1.1 выписана замкнутая система самосогласованных уравнений, описывающая процесс ускорения поляризованного электрона в поле кильватерной волны, генерируемой коротким высокоинтенсивным лазерным импульсом в плазме с докритической плотностью в случае цилиндрической симметрии. Динамика плазмы и кильватерных полей описывалась с помощью системы гидродинамических уравнений для холодной, релятивистской, идеальной электронной жидкости, совместно с уравнениями Максвелла [15, 16, 17]:

$$\left\{ (\Delta_{\perp\rho} - \nu_0) \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{\partial \ln \nu_0}{\partial \rho} \frac{\partial^3}{\partial \rho \partial \xi^2} + \nu_0 \Delta_{\perp\rho} \right\} \Phi - \frac{\nu_0^2}{2} \left\{ 1 - \frac{1 + |a|^2/2}{(1 + \Phi)^2} \right\} = \nu_0 \Delta_{\perp\rho} \frac{|a|^2}{4}. \quad (1)$$

и уравнением, определяющем эволюцию нормированной комплексной огибающей лазерного импульса $a = eE_L/(mc\omega)$ [18, 15]:

$$\left\{ 2i \frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{k_p}{k} \left(\Delta_{\perp\rho} + 2 \frac{\partial^2}{\partial \zeta \partial \xi} \right) \right\} a = \frac{k_p \nu}{k \gamma_p} a, \quad (2)$$

где $\nu = n/N_0$, n — плотность электронов плазмы, $\Delta_{\perp\rho} = (1/\rho) \partial/\partial \rho (\rho \partial/\partial \rho)$ — поперечная часть оператора Лапласа, ω и $k = \omega/c$ — частота и волновое число лазерного импульса, γ_p — гамма-фактор электронов плазмы, а $k_p = \omega_p/c$, где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_0/m}$ — плазменная частота. Комплексная амплитуда лазерного поля E_L связана с высокочастотным электрическим полем лазерного импульса \tilde{E} соотношением

$$\tilde{E} = \vec{e}_L \operatorname{Re} (E_L e^{-i(\omega t - kz)}), \quad (3)$$

где \vec{e}_L — вектор поляризации лазерного импульса.

Нелинейный релятивистский отклик плазмы ν/γ_p можно выразить через скалярную функцию (потенциал) $\Phi = \gamma_p - p_z/(mc)$:

$$\frac{\nu}{\gamma_p} = \frac{\nu_0 + \Delta_{\perp} \Phi}{1 + \Phi}, \quad (4)$$

здесь $\nu_0 = n_0/N_0$; $n_0 = n_0(\rho, \zeta)$ — начальное распределение плотности электронов, N_0 — начальная концентрация электронов на оси плазменного канала, p_z — компонента импульса электронов плазмы, а кильватерный потенциал Φ нормирован на mc^2/e .

Все уравнения записаны в безразмерных переменных

$$\xi = k_p(z - ct), \quad \zeta = k_p z, \quad \vec{\rho} = k_p \vec{r}_\perp. \quad (5)$$

Уравнения движения электрона при этом принимают вид [15, 18, 16, 19]:

$$\frac{dq_z}{d\zeta} = \frac{1}{\beta_z} F_z(\xi, \rho), \quad (6)$$

$$\frac{d\vec{q}_\perp}{d\zeta} = \frac{1}{\beta_z} \vec{F}_r(\xi, \vec{\rho}), \quad (7)$$

$$\frac{d\xi}{d\zeta} = 1 - \frac{1}{\beta_z}, \quad (8)$$

$$\frac{d\vec{\rho}}{d\zeta} = \frac{\vec{q}_\perp}{q_z}, \quad (9)$$

где силы, которые действуют на электрон, движущийся вдоль оси распространения лазерного импульса с близкой к c скоростью, выражаются через потенциал Φ следующим образом [15]:

$$F_z = E_z = \frac{\partial \Phi}{\partial \xi}, \quad F_r = E_r - B_\phi = \frac{\partial \Phi}{\partial \rho}, \quad (10)$$

здесь безразмерные компоненты электрического \vec{E} и магнитного \vec{B} поля нормированы на $mc\omega_p/e$, $\vec{F}_r = \{F_x, F_y\} = F_r\{\cos \phi, \sin \phi\}$, а q_z , $\vec{q}_\perp = \{q_x, q_y\}$ — продольная и поперечные компоненты безразмерного импульса электрона $\vec{q} = \vec{p}_e/(mc)$, $\phi = \arctan(y/x)$ — угол, характеризующий положение электрона в поперечной плоскости, и $\vec{\beta} = \vec{v}_e/c$ — нормированная скорость электрона.

На основании уравнения Томаса-Мишеля-Телегди [20], пользуясь тем, что магнитное поле в цилиндрически симметричном плазменном канале является азимутальным $\vec{B} = B_\phi \vec{e}_\phi$, а электрическое поле содержит только продольную и поперечную компоненты $\vec{E} = E_r \vec{e}_r + E_z \vec{e}_z$, запишем в безразмерных величинах (5) в декартовых координатах систему дифференциальных уравнений, описывающих прецессию спина \vec{s} электрона, продольная компонента скорости которого направлена вдоль оси плазменного канала и близка к скорости света, а поперечная составляющая скорости мала по сравнению

со скоростью света:

$$\frac{ds_x}{d\zeta} = \frac{s_z}{\beta_z} \left(a_m + \frac{1}{\gamma} \right) F_r \cos \phi, \quad (11)$$

$$\frac{ds_y}{d\zeta} = \frac{s_z}{\beta_z} \left(a_m + \frac{1}{\gamma} \right) F_r \sin \phi, \quad (12)$$

$$\frac{ds_z}{d\zeta} = -\frac{1}{\beta_z} \left(a_m + \frac{1}{\gamma} \right) F_r [s_x \cos \phi + s_y \sin \phi], \quad (13)$$

здесь $a_m \approx 0.0011614$ — аномальный магнитный момент электрона, а $\gamma = \sqrt{1 + q_z^2 + q_\perp^2}$ — релятивистский фактор электрона. Таким образом, (1, 2, 4–13) представляют систему уравнений, описывающую процесс ускорения поляризованного электрона в поле кильватерной волны, генерируемой лазерным импульсом в плазменном канале.

В п. 1.2 получены аналитические результаты, описывающие прецессию спина ускоряемого электрона в постоянном ускоряющем поле $F_z = E_{acc}$ и под действием постоянной линейной фокусирующей силы $F_r = \alpha |\vec{\rho}|$, приведены результаты тестирования численной реализации модели.

Аналитические выражения для прецессии компонент спина могут быть получены из системы уравнений (11–13), записанных в цилиндрической системе координат, в предположении, что поперечная компонента скорости электрона много меньше скорости света (гамма-фактор ускоряемого электрона в этом случае линейно растет со временем ($\tau = \omega_p t$): $\gamma = \gamma_0 + E_{acc} \tau$, где $\gamma_0 = \gamma(\tau = 0)$), а траектория его движения является плоской ($\dot{\phi} = 0, \dot{s}_\phi = 0$). В этом случае выражение, описывающие изменение s_z компоненты спина может быть записано в виде:

$$s_z(\tau) = \sqrt{1 - s_{\phi 0}^2} \sin \left[- \int_0^\tau \left(a_m + \frac{1}{\gamma} \right) F_r' dt + \arctan \left(\frac{s_{z0}}{s_{r0}} \right) \right], \quad (14)$$

где $F_r' = F_r (|x_0| \cos \phi + |y_0| \sin \phi) / \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$, $\vec{\rho}_0 = \{x_0, y_0\}$ — начальные координаты электрона в поперечной плоскости, $\vec{s}_0 = \{s_{z0}, s_{\phi 0}, s_{r0}\}$ — начальные значения компонент спина в цилиндрической системе координат.

С использованием малого параметра

$$\frac{3E_{ac}}{4a_m \sqrt{\alpha} (\gamma \gamma_0^5)^{1/4}} \ll 1 \quad (15)$$

при вычислении интеграла в (14), можно получить аналитическую формулу для динамики компоненты спина $s_z(\tau)$ [21]:

$$s_z[\gamma(\tau)] = \sqrt{1 - s_{\phi 0}^2} \sin \left[-r'_0 \Omega(\tau) + \arctan \left(\frac{s_{z0}}{s_{r0}} \right) \right], \quad (16)$$

Где $r'_0 = (x_0|x_0| + y_0|y_0|)/\sqrt{x_0^2 + y_0^2}$, а

$$\Omega(\tau) = (1 + a_m \gamma) (\alpha^2 \gamma_0 / \gamma^3)^{1/4} \sin \left[2\sqrt{|\alpha|} / E_{acc} (\sqrt{\gamma} - \sqrt{\gamma_0}) \right]. \quad (17)$$

Условие (15) при заданных постоянных ускоряющих и фокусирующих полях выполняется тем лучше, чем больше γ и γ_0 . Для аналитической оценки прецессии при небольших γ_0 и γ , когда параметр (15) становится порядка единицы, необходимо учитывать дополнительные слагаемые в разложении интеграла (14), что приводит к формуле [22]

$$s_z[\gamma(\tau)] = \sqrt{1 - s_{\phi 0}^2} \times \sin \left[\Lambda - \frac{r'_0 3 E_{ac}}{4 \gamma_0} \left(1 - \left(\frac{\gamma_0}{\gamma} \right)^{5/4} \cos \left[\frac{2\sqrt{|\alpha|}}{E_{ac}} (\sqrt{\gamma} - \sqrt{\gamma_0}) \right] \right) + \arctan \left(\frac{s_{z0}}{s_{r0}} \right) \right], \quad (18)$$

где $\Lambda = -r'_0 (1 + a_m \gamma) (\alpha^2 \gamma_0 / \gamma^3)^{1/4} \sin[2\sqrt{|\alpha|} / E_{ac} (\sqrt{\gamma} - \sqrt{\gamma_0})]$.

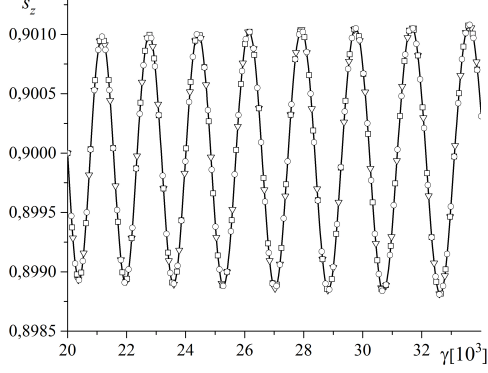
Используя приближенное значение формулы 16 можно записать выражение для огибающей деполяризации $-|\Delta \vec{s}(\tau)| = -|\vec{s}(\tau) - \vec{s}_0|$:

$$-|\Delta \vec{s}(\tau)|_{env} = -a_m r'_0 \sqrt{1 - s_{\phi 0}^2} [\alpha^2 \gamma_0 (\gamma_0 + E_{acc} \tau)]. \quad (19)$$

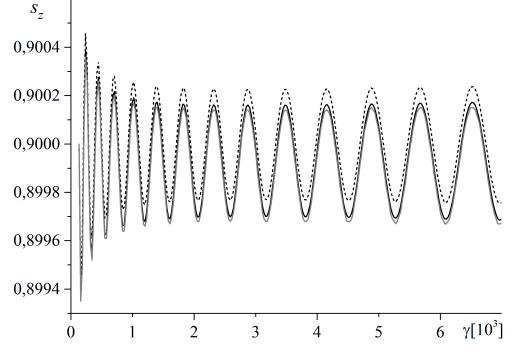
Для тестирования численной реализации модели (6–13) были проведены расчеты для ускоряющего поля $E_{acc} = 0.475$ и линейной фокусирующей силы с $\alpha = -0.075$. Начальные значения положения электрона $\vec{\rho}_0 = \{0.15, 0.2\}$, а его спина в декартовых координатах $\vec{s}_0 = \{0.279, -0.335, 0.9\}$, что соответствует радиальной компоненте спина в цилиндрической системе координат, привязанной к начальному положению электрона, $s_{r0} = 0.1$.

На Рис. 1а представлены результаты численного решения уравнений (6–13) для электрона с $\gamma_0 = 2 \cdot 10^4$ в сравнении со значениями формул (16) и (18) при тех же параметрах. Как видно из Рис. 1а, для заданных начальных условий данные, полученные с помощью моделирования, практически совпадают с аналитическими значениями, что является подтверждением корректности выполненного численного решения уравнений (6–13).

Необходимо отметить, что выражение (18) при большой γ_0 переходит в формулу (16) (см. Рис. 1а). На Рис. 1б для электрона с $\gamma_0 = 132$ показаны



а



б

Рис. 1. Динамика прецессии s_z компоненты спина электрона, движущегося в модельных полях при $E_{acc} = 0.475$, $a = -0.075$, $\gamma_0 = 2 \times 10^4$ (а) или $\gamma_0 = 132$ (б), в зависимости от гамма-фактора электрона $\gamma \simeq \sqrt{1 + q_z^2}$: результаты численного решения уравнений (6 – 13) (треугольники и сплошная серая кривая), а также расчета по формулам (16) (круги и пунктирная кривая) и (18) (квадраты и сплошная черная кривая) при тех же параметрах.

различия между значениями, полученными с помощью этих аналитических формул. Результаты моделирования при этих параметрах также хорошо согласуются с (18), а значения формулы (16) для этих энергий оказываются смещенными.

В п. 1.3 представлены результаты самосогласованного численного моделирования прецессии спина одного электрона при лазерно-плазменном ускорении. Динамика поляризации электрона рассматривалась при ускорении в кильватерном волне, генерируемой лазерным импульсом при его распространении вдоль оси цилиндрически симметричного плазменного канала с параболическим профилем плотности в перпендикулярной к оси плоскости [16]:

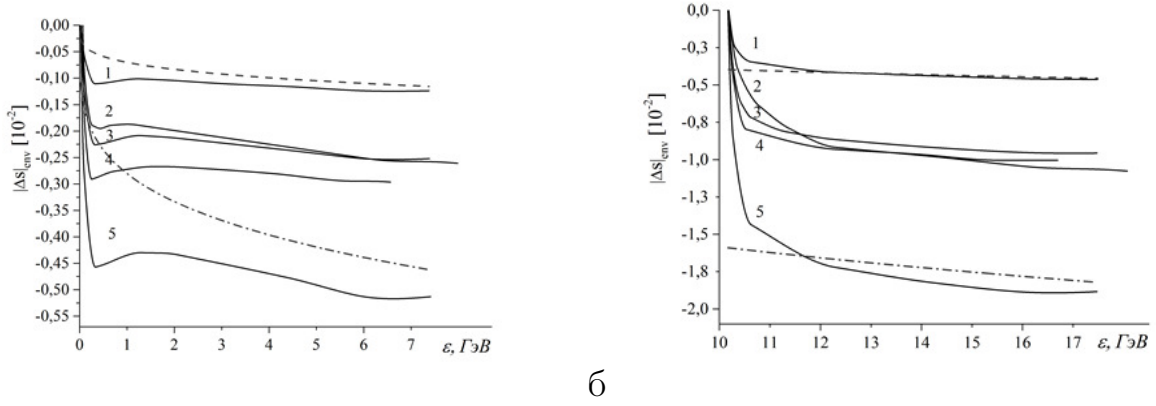
$$n_0 = N_0 \left(1 + \frac{r^2}{R_{ch}^2} \right), \quad (20)$$

здесь $N_0 = 10^{17} \text{см}^{-3}$, а R_{ch} — характерный радиальный размер канала, при этом волновое число плазменной волны $k_p = 0.0595 \text{ мкм}^{-1}$. Использование плазменного канала позволяет избежать дифракционного уширения лазерного импульса и обеспечить распространение импульса на длину многократно превышающую релеевскую длину. Динамика лазерного импульса и процесс генерации кильватерного поля были описаны с помощью численного решения уравнений 2 и 1 в коде LAPLAC [18] для канала с $R_{ch} = 305.1 \text{ мкм}$ ($k_p R_{ch} \cong 18 > \rho_m$, где $\rho_m = 1/2(k_p r_L)^2 \cong 14$ — согласованный в линейном приближении радиус канала), и гауссова импульса, имеющего на входе в ка-

нал огибающую

$$a(\xi, \rho, \zeta = 0) = a_0 \exp \left(-\frac{\rho^2}{\rho_L^2} - \left(\frac{\xi - \xi_{L0}}{\xi_L} \right)^2 \right) \quad (21)$$

с $a_0 = 1.414$, $\rho_L = 5.303$, $\xi_L = 1$, $\xi_{L0} = 7$, что соответствует следующим размерным характеристикам лазерного импульса: радиус фокального пятна $r_L = \rho_L k_p^{-1} = 89.13$ мкм, длительность $t_L = \xi_L \omega_p^{-1} = 56$ фс, интенсивность $I_L = 4.28 \cdot 10^{18}$ Вт/см² и мощность 534 ТВт с длиной волны $\lambda = 0.8$ мкм.



а

б

Рис. 2. Огибающая деполяризации электрона с начальной энергией 67.5 МэВ (а) и 10.2 ГэВ (б) как функция его энергии при $r'_0 = 0.125, x_0 = 3.2$ (1), $r'_0 = 0.25, x_0 = 3.0$ (2), $r'_0 = 0.25, x_0 = 3.2$ (3), $r'_0 = 0.25, x_0 = 3.4$ (4) и $r'_0 = 0.5, x_0 = 3.2$ (5). Пунктирные и штрихпунктирные кривые — значения аналитической формулы (19) для параметров, отвечающих кривым 1 и 5 соответственно.

Серия расчётов была проведена для двух различных энергий инжекции электрона. На Рис. 2а изображены огибающие деполяризации электрона с начальной энергией 67.5 МэВ, которая соответствует $\gamma_0 = \gamma_{ph} = 132$, для его различных исходных положений r'_0 и фаз ξ_0 , а на Рис. 2б — огибающие деполяризации для электрона с начальной энергией 10.2 ГэВ для тех же значений фазы и радиального положения инжектируемого электрона. Рост деполяризации электрона от его начального смещения относительно оси ускоряющего канала, r'_0 , отчетливо видимый из сравнения кривых 1 и 5 на Рис. 2, подтверждает приближенную аналитическую зависимость (19) для усредненных сил, действующих на электрон на всей длине ускорения.

Особый интерес представляет конечная величина деполяризации электрона с различными значениями фазы инжекции ξ_0 . Максимальная ускоряющая сила действует на электрон с $\xi_0 = 3.0$, а наибольшая фокусирующая сила на электрон с $\xi_0 = 3.4$, этот факт приводит к тому, что минимальная величина деполяризации (при одинаковом начальном радиальном смещении

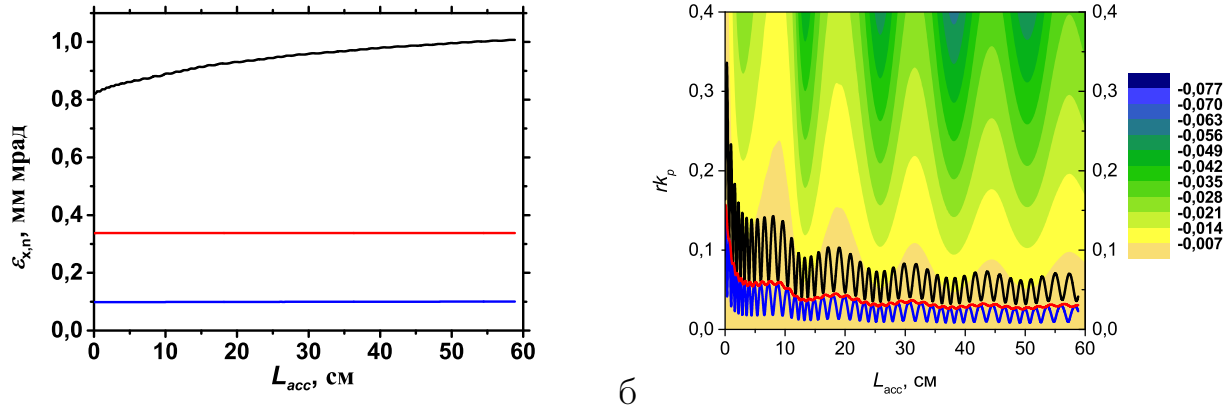


Рис. 3. Зависимость эмиттанса (а) и среднего радиуса (б) пучков электронов с начальным радиусом 2.1 мкм и энергией 67.5 МэВ от длины ускорения. Синяя кривая соответствует случаю ускорения пучка с несогласованным начальным эмиттансом 0.1 мм мрад; красная кривая – пучка с согласованным начальным эмиттансом 0.34 мм мрад; черная кривая – пучка с несогласованным начальным эмиттансом 0.82 мм мрад. Уровнями (б) показано двумерное распределение величины фокусирующей силы.

r'_0) в конечном итоге достигается для электрона с $\xi_0 = 3.2$, что и показывают результаты моделирования, изображенные на Рис. 2 (см. кривые 2 – 4).

Таким образом разработанная и протестированная в данной работе модель для самосогласованного расчёта изменения поляризации как одного релятивистского электрона, так и пучка частиц [Аб] в ходе лазерно-плазменного ускорения позволила проанализировать динамику поляризации при умеренно-нелинейном режиме ускорения. Были показаны зависимости конечной поляризации от фазы инжекции электрона и его расстояния до оси ускорения, а также определены начальные характеристики частицы, позволяющие минимизировать её деполяризацию.

Во второй главе приведены основные результаты по исследованию способов сохранения начальных характеристик электронных и позитронных сгустков, таких как эмиттанс и поляризация, при ускорении частиц в многокаскадном лазерно-плазменном коллайдере.

В п. 2.1 проанализирован вклад нелинейности и нестационарности фокусирующих и ускоряющих сил в рост эмиттанса при ускорении на отдельной стадии коллайдера с характерными для умеренно-нелинейного режима параметрами. Получены ограничения на начальные параметры пучка частиц, позволяющие минимизировать рост эмиттанса пучка.

Для этого было рассмотрено ускорение моноэнергетических слайсовых электронных сгустков с начальной энергией $E_{inj} = 67.5$ МэВ в отсутствие силы радиационного трения, так как при энергиях порядка 10 ГэВ её влияние на процесс ускорения сгустка мало [13], [28]. Все частицы были инжектированы в окрестность максимума ускоряющей силы с одинаковой продольной координатой ξ и имели гауссово поперечное распределение с различными ха-

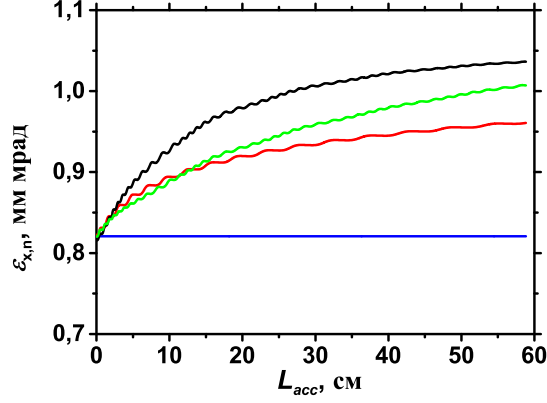


Рис. 4. Зависимость эмиттанса сгустка электронов с начальным радиусом 2.1 мкм, энергией 67.5 МэВ и несогласованным начальным эмиттансом 0.82 мм мрад от длины ускорения при различных фокусирующих и ускоряющих силах. Синяя кривая соответствует линейной стационарной фокусирующей силе и однородной постоянной ускоряющей силе; красная кривая – стационарной нелинейной фокусирующей силе и однородной постоянной ускоряющей силе; черная кривая – нестационарной нелинейной фокусирующей силе и однородной постоянной ускоряющей силе; зеленая кривая – результат самосогласованного моделирования (все силы нестационарны и нелинейны по радиусу)

рактерными радиусами и импульсами. В одном случае все сгустки имели одинаковый начальный радиус $r_b = r_i = 2.1$ мкм ($r_b k_p = 0.125$) и различные эмиттансы $\varepsilon_{x,n}^{(0)} = \{0.1; 0.34; 0.82\}$ мм мрад, где $\varepsilon_{x,n} = \varepsilon_{y,n} = \varepsilon_n/2$, в другом – все сгустки имели одинаковый начальный эмиттанс $\varepsilon_{x,n}^{(0)} = 0.34$ мм мрад и различные радиусы $r_i = \{1; 2.1; 4.2\}$ мкм. Параметры $\varepsilon_{x,n}^{(0)} = 0.34$ мм мрад и $r_i = r_{bm} = 2.1$ мкм являются согласованными по фокусирующей силе в точке инжекции [23, 24, 25], что приводит к практически полному отсутствию осцилляций радиуса сгустка, вызванных бетатронными колебаниями частиц (см. Рис. 3б). Модулирующие медленные (относительно бетатронных) колебания радиуса обусловлены нелинейной динамикой лазерного импульса в канале, и, как следствие, нестационарностью фокусирующих ($F_r = \partial\phi/\partial\rho = \alpha(\rho, \xi, \zeta)\rho$) и ускоряющих ($F_z = F_z(\rho, \xi, \zeta)$) сил. Величина среднеквадратичного радиуса при этом уменьшается с ростом энергии. В остальных несогласованных случаях радиус будет осциллировать в коридоре, определяемом r_i и r_{bm}^2/r_i ($r_{bm}^2 = \varepsilon_n^{(0)} k_p / (\gamma_0 \Omega_0)$) [23, 24, 25], [30].

Слайсовый эмиттанс электронного сгустка при адиабатическом изменении ускоряющих и фокусирующих полей в линейной фокусирующей силе и постоянной по радиусу ускоряющей силе должен сохраняться как в согласованном, так и в несогласованном случаях [26]. Однако на Рис. 3а наблюдается рост слайсового эмиттанса в несогласованном случае [30], что означает перемешивание фаз колебаний электронов сгустка и нарушение одного или нескольких условий, описанных выше.

Для того чтобы определить основной механизм роста, была проведена серия расчетов динамики эмиттанса слайсового электронного сгустка с начальными параметрами $\varepsilon_{x,n}^{(0)} = 0.82$ мм мрад и $r_b = 2.1$ мкм под действием различных сил: на Рис.4 синяя кривая соответствует случаю ускорения сгустка под действием постоянной однородной ускоряющей силы и линейной фокусирующей силы, характерные значения которых получены путем усреднения сил, действующих на отдельные частицы, на всей длине кильватерного ускорения; красная кривая показывает динамику эмиттанса в однородной постоянной ускоряющей силе и нелинейной постоянной фокусирующей силе, значение которой на разном расстоянии от оси было взято при длине ускорения $L_{acc} = 30$ см; для черной кривой динамика фокусирующей силы получена из результатов самосогласованного моделирования при указанных в п. 1.3 параметрах, а ускоряющая сила является постоянной и однородной; зеленая кривая показывает динамику эмиттанса в расчетных полях и соответствует черной кривой на Рис. 3а.

Как видно из Рис. 4, наибольший вклад в рост слайсового эмиттанса при заданных параметрах вносит нелинейность фокусирующей силы по радиусу, и механизм перемешивания фаз электронов в слайсе главным образом объясняется отличием значений коэффициента α фокусирующей силы для частиц на разном расстоянии от оси. Для минимизации влияния этого процесса на рост эмиттанса необходимо инжектировать пучок в окрестность оси с параметрами, обеспечивающими малость $\Delta\alpha$ на масштабе амплитуды колебаний среднеквадратичного радиуса сгустка.

В п. 2.2 проведен сравнительный анализ линейного и умеренно нелинейного режимов ускорения электронных и позитронных пучков в одной секции лазерно-плазменного коллайдера [A9]. Показано, что для заданных параметров сгустков и выбранных фаз инжекции динамика эмиттанса и набор энергии позитронного пучка в случае умеренно нелинейного режима существенным образом отличается от динамики характеристик электронов. Конечный эмиттанс в случае ускорения позитронов превышает значение эмиттанса электронного сгустка, что обуславливается отличающимися значениями действующих в плазменном канале на частицы сил в разных фазах инжекции. Максимальный набор энергии позитронов равен 5 ГэВ, в то время как электроны на той же длине способны получить прирост в 8 ГэВ, поскольку ускоряющая фаза для электронного пучка оказывается длиннее, а величина ускоряющих сил — больше. Такой эффект не наблюдается при линейном режиме ускорения, поскольку кильватерный потенциал в этом случае симметричен и позволяет ускорять частицы с одинаковой эффективностью, однако темп ускорения оказывается значительно меньше по сравнению с умеренно нелинейным режимом. Несмотря на большой рост эмиттанса позитронного сгустка при умеренно-нелинейном режиме ускорения, динамика деполяризации позитронных

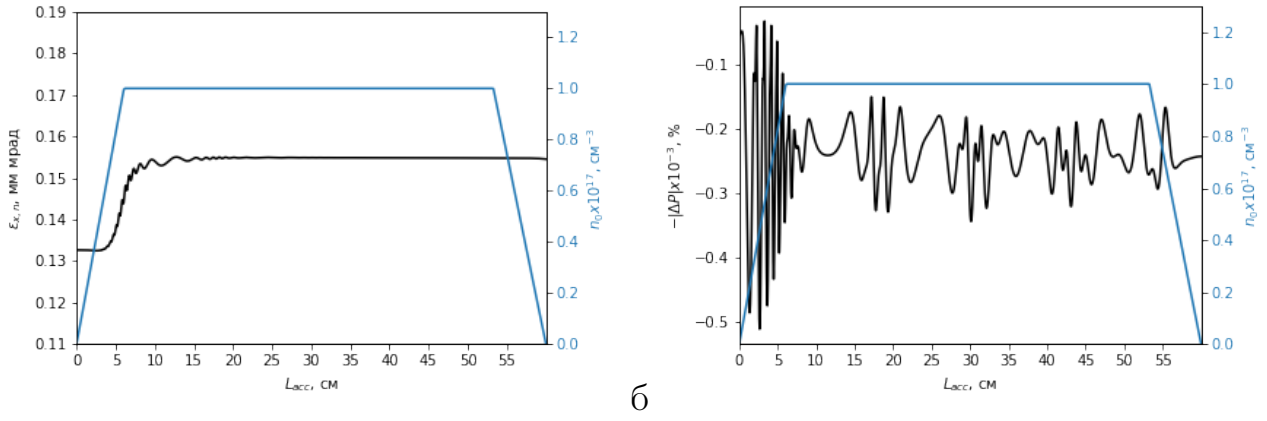


Рис. 5. Зависимость эмиттанса (а) и деполяризации (б) пучка электронов с начальной энергией 67.5 МэВ, радиусом 3.5 мкм, длиной 0.5 мкм и поперечным эмиттансом 0.132 мм мрад от длины ускорения (черные кривые). Синяя кривая соответствует начальному распределению плотности электронов плазмы на оси канала.

и электронных пучков практически не отличается для обоих режимов, так как меньшая величина набранной энергии компенсирует этот рост.

В п. 2.3 исследуется процесс инжекции электронов в ускорительную стадию и вывода их из неё с минимизацией роста деполяризации и эмиттанса. Согласно существующим исследованиям [11, 12], для минимизации роста эмиттанса сгустка необходимо обеспечить адиабатическое изменение сил на входе и выходе из стадии, характерное время изменения полей при этом должно в несколько раз превышать период бетатронных колебаний частиц в пучке. В данной работе рассматривалось ускорение поляризованных электронов в канале с линейным нарастанием плотности электронов на оси канала и одновременным уменьшением его радиуса на входе в ускорительную стадию, и линейным уменьшением плотности с одновременным увеличением радиуса на выходе из стадии [30]. При рассмотренных параметрах максимальная абсолютная величина поляризации сохраняется в процессе ускорения и вывода пучка, испытывая колебания в момент ввода пучка в стадию (см. Рис. 5б). Эмиттанс пучка скачкообразно увеличивается на 15% на начальных этапах ускорения и сохраняется в процессе вывода частиц из канала, что означает необходимость более тщательного подбора профиля плотности на входе в канал (см. Рис. 5а).

В третьей главе изучается динамика прецессии спина и траекторий заряженных частиц в кильватерных полях, генерируемых в лазерно-плазменном ускорителе, с учётом силы радиационного трения в форме Ландау-Лифшица и вкладом квантовых эффектов, возникающих в следствие взаимодействия спина с полем излученного фотона. Проведено исследование влияния синхротронного излучения на динамику набора энергии и прецессии спина частицы как для одного электрона, ускоряющегося в заданных постоянных полях, так и для пучка частиц при ускорении в отдельной ускорительной ста-

дии с самосогласованным моделированием нелинейной динамики лазерного импульса и генерируемых им ускоряющих и фокусирующих кильватерных плазменных полей.

В п. 3.1 выписаны основные уравнения для расчета динамики прецессии спина электрона при ускорении в кильватерных полях, которые генерируются лазерным импульсом в отдельной ускорительной стадии коллайдера, с учетом силы радиационного трения в форме Ландау-Лифшица [13, 27, 28]:

$$\vec{F}_{rad} = -\frac{2}{3}r_e\gamma F_r^2\vec{q}, \quad (22)$$

где r_e — классический радиус электрона в k_p . Для оценки влияния синхротронного излучения на темп набора энергии и динамику поляризации электронов, ускоряемых в многостадийном коллайдере до энергий в несколько ТэВ, изучалось ускорение отдельного электрона под действием заданных постоянных сил F_z и $F_r = \alpha\rho$, величины которых соответствуют средним значениям сил, характерных для сильно нелинейного и умеренно нелинейного режимов. В первом случае были выбраны $\alpha = -0.5$ и $F_z = 2$, что соответствует движению частицы в максимуме ускоряющего поля, генерируемого в сильно нелинейном режиме в результате взаимодействия лазерного импульса с $a_0 = 4$, интенсивностью $I_L \simeq 3.5 \times 10^{19}$ Вт/см², мощностью $P \sim 2.5$ ПВт, размером пятна $r_L = 67$ мкм и длиной волны $\lambda = 0.8$ мкм с плазмой плотностью $n_e = 10^{17}$ см⁻³ [29]. Показано, что сила радиационного трения в этом случае значительно снижает темп ускорения (время ускорения до 4 ТэВ увеличивается в 3.5 раза, см. Рис. 6а) и уменьшает конечную величину деполяризации на $\sim 33\%$ [28, 30]. В случае относительно малых фокусирующих и ускоряющих сил, характерных для умеренно нелинейного режима ($\alpha = -0.075$ и $F_z = 0.47$), влияние радиационного трения становится заметным, начиная с энергий около 2 ТэВ, и приводит к уменьшению конечной энергии на $\sim 5\%$ по сравнению с ускорением до 4 ТэВ без учета излучения (см. Рис. 6б).

Самосогласованное моделирование ускорения электронного сгустка на одном ускорительном этапе с учетом нелинейной динамики распространения лазерного импульса и генерации им кильватерных плазменных полей показывает, что влияние синхротронного излучения на динамику поляризации электронного пучка на отдельном ускорительном этапе незначительно [28].

В п. 3.2 исследуется процесс ускорения поляризованного электрона до энергии около 4 ТэВ в модельных полях, характерных для различных режимов ускорения с учетом влияния как силы радиационного трения, так и эффекта радиационной поляризации.

При длительной циркуляции неполяризованных электронов в поле накопительного кольца их спины в результате синхротронного излучения ориентируются в направлении против магнитного поля. Этот эффект самополяриза-

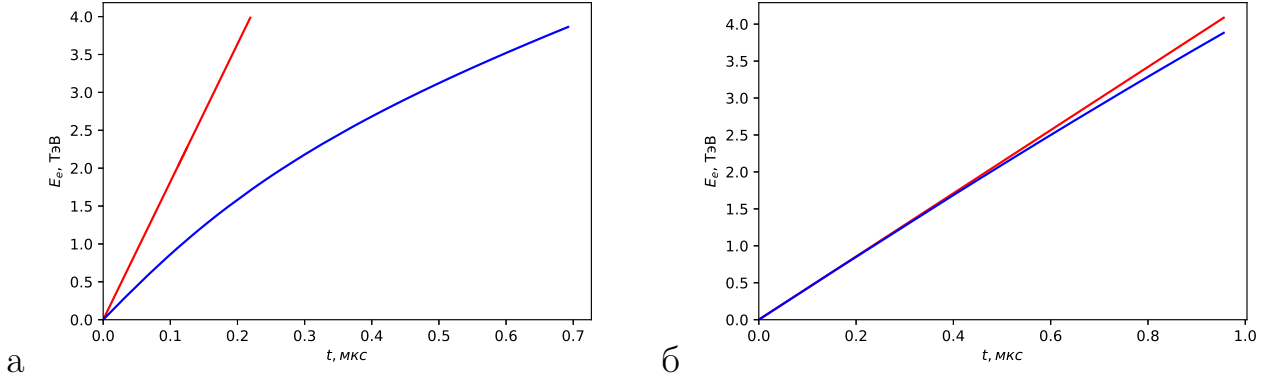


Рис. 6. Зависимость набора энергии электроном от времени ускорения под действием заданных ускоряющей и фокусирующей $F_r = \alpha \rho$ сил, характерных для (а) сильно нелинейного ($F_z = 2$, $\alpha = -0.5$) и (б) умеренно нелинейного режимов ($F_z = 0.47$, $\alpha = -0.075$) с учетом синхротронного излучения (синие кривые) и без учета потерь на излучение (красные кривые).

ции релятивистских заряженных частиц при продолжительном движении в однородном постоянном магнитном поле впервые был предсказан А.А. Соколовым и И.М. Терновым в 1963 году [31], а кинетика этого процесса определяется характерным временем поляризации [?, 32, 33], которое в безразмерном виде можно определить как

$$\frac{1}{T} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{\tilde{\alpha} \hbar^2 k_p^2}{m^2 c^2} \gamma^5 |\dot{v}|^3, \quad (23)$$

где $\tilde{\alpha}$ – постоянная тонкой структуры, $\dot{v} = d\vec{v}/dt$. Для электронов с энергией от \tilde{E}_e от 500 ГэВ до 2 ТэВ в ускоряющем поле порядка $\tilde{E}_{acc} = 100$ ГэВ/м время (23) лежит в диапазоне от 400 до 25 пс, а время взаимодействия частицы с полем при многостадийном ускорении от 500 МэВ до 4 ТэВ многократно превышает эти значения и составляет около 13 мкс, поэтому исследование эффекта радиационной поляризации в лазерно-плазменном коллайдере является актуальным.

Для описания динамики спина в этой работе использовалось квазиклассическое обобщенное Т-БМТ уравнение [32, 33], [30], включающее в себя добавки, пропорциональные $1/T$ и обусловленные взаимодействием спина электрона с полем излученного фотона. Для оценки вклада радиационной поляризации в общий процесс деполяризации частиц в лазерно-плазменном ускорителе было рассмотрено ускорение электрона до энергии около 4 ТэВ в модельных полях, характерных для различных режимов, с линейной по радиусу фокусирующей силой $F_r = \alpha \rho$ и постоянной однородной ускоряющей силой F_z с учетом силы радиационного трения (22).

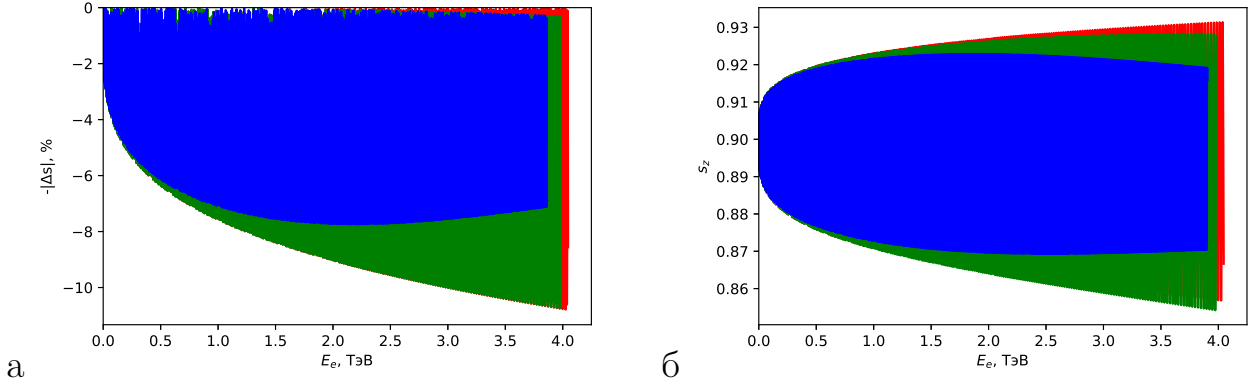


Рис. 7. Зависимость деполяризации (а) и прецессии s_z компоненты спина (б) электрона с начальной энергией 67.5 МэВ и $s_{z0} = 0.9$, инжектированного на расстоянии $0.5/k_p$ от оси с нулевым поперечным импульсом, от набранной энергии в модельном bubble-режиме ускорения. Синяя кривая соответствует ускорению с учетом силы радиационного трения и эффекта радиационной поляризации; зеленая кривая — ускорение с учетом эффекта радиационной поляризации и без учета силы радиационного трения; красная кривая — ускорение без учета эффектов, связанных с синхротронным излучением.

В начальный момент времени электрон находился на расстоянии $0.5/k_p$ от оси (характерное расстояние от оси до электрона в сгустке) с нулевым поперечным импульсом, спином $\vec{s} = (0.279, -0.335, 0.9)$ и энергией 67.5 МэВ.

В случае сильно нелинейного режима ($\alpha = -0.5$ и $F_z = 2$) градиент ускоряющего поля равен 60 ГэВ/м, а характерное время самополяризации для электрона с энергией около 1 ТэВ составит около 0.5 нс. Время ускорения частицы до энергии около 4 ТэВ в отсутствие силы радиационного трения составило около 0.2 мкс, а с учетом синхротронного излучения 0.7 мкс (см. Рис. 6а). Несмотря на малость характерного времени самополяризации относительно времени ускорения частицы, вклад от радиационной поляризации в заданных параметрах приводит только к незначительному снижению уровня верхней границы огибающей деполяризации, а наибольшее влияние оказывает сила радиационного трения, которая приводит к уменьшению абсолютной величины конечной деполяризации примерно в 1.5 раза (см. Рис. 7а). Поправка к Т-БМТ уравнению приводит к незначительному затуханию продольной компоненты спина s_z , начиная с энергий около 2 ТэВ (см. Рис. 7б).

При умеренно-нелинейном режиме ускорения, описанном в предыдущих разделах, средние ускоряющие и фокусирующие силы в несколько раз слабее сил, действующих на частицу в сильно нелинейном режиме. Характерная фокусирующая сила имеет коэффициент $\alpha \simeq -0.075$, $F_z \simeq 0.47$, а градиент ускоряющего поля равен 14 ГэВ/м. Соответствующее время самополяризации в таких полях для электрона с энергией 1 ТэВ составит около 36 нс, а время ускорения до 4 ТэВ будет около 1 мкс (см. Рис. 6б). Однако по результатам

моделирования влияние эффекта Соколова-Тернова в этом случае оказывается пренебрежимо мало, при этом сила радиационного трения незначительно уменьшает величину деполяризации, начиная с 2 ТэВ [30].

В Заключение сформулированы основные результаты работы:

1. С помощью разработанной и протестированной модели была проанализирована динамика прецессии спина электрона, ускоряемого в поле кильватерной волны, генерируемой мощным фемтосекундным лазерным импульсом в плазменном канале, в зависимости от начальной энергии электрона и фазы его инжекции. Показано, что величина деполяризации электрона прямо пропорциональна расстоянию до оси канала, а минимальная деполяризация достигается при инжекции электрона в окрестность максимума ускоряющей силы.
2. Исследовано влияние нелинейности и нестационарности фокусирующих и ускоряющих сил, действующих на пучок электронов при лазерно-плазменном ускорении в умеренно нелинейном режиме, на динамику слайсового эмиттанса. Показан основной механизм роста эмиттанса и определены ограничения на начальные параметры сгустка частиц для минимизации влияния этого механизма.
3. Определены характеристики электронных сгустков (энергия, разброс по энергиям, эмиттанс, количество захваченных и ускоренных частиц, спиновая деполяризация) как в результате ускорения в одном каскаде лазерно-плазменного ускорителя, так и после ускорения в нескольких каскадах. Изучены оптимальные параметры ввода и вывода частиц из ускорительного каскада, позволяющие сохранить качество сгустка.
4. Показаны основные различия процессов ускорения позитронов и электронов в линейном и умеренно нелинейном режимах лазерно-плазменного ускорения. При характерных параметрах умеренно-нелинейного режима ускорительная фаза кильватерного поля для позитронов укорачивается и максимальный прирост энергии уменьшается по сравнению с электронами. Величина фокусирующей силы, действующей на частицы в точке инжекции в окрестность максимума ускоряющего поля, отличается для позитронных и электронных сгустков, что приводит к необходимости индивидуального подбора начальных согласованных параметров пучков. В случае ускорения в линейном режиме динамика характеристик сгустков не отличается. Величина деполяризации позитронных и электронных пучков одинакова при равной длине ускорения в обоих режимах.

5. Показано, что синхротронное излучение практически не влияет на поляризацию и темп набора энергии при ускорении электронов в полях, характерных для умеренно нелинейного режима лазерно-плазменного ускорения. При движении электрона под действием сил, характерных для сильно нелинейного режима, радиационное трение приводит к уменьшению конечной величины деполяризации на $\sim 33\%$ при ускорении до 4 ТэВ за счет уменьшения поперечного и продольного импульсов электрона, а также существенно снижает темп набора энергии и увеличивает время ускорения до 4 ТэВ в 3.5 раза.
6. Рассмотрено ускорение поляризованных частиц в модельных полях, характерных для умеренно нелинейного и сильно нелинейного режимов ускорения, с учетом вклада от радиационной поляризации. Динамика поляризации оценивалась с помощью обобщенного Т-БМТ уравнения, учитывающего квантовые эффекты, обусловленные взаимодействием спина электрона с полем излученного фотона. С помощью моделирования показано что, несмотря на то что расчетное характерное время радиационной поляризации для электрона в кильватерных полях оказывается на несколько порядков меньше времени многостадийного лазерно-плазменного ускорения частицы от 500 МэВ до 4 ТэВ, общий вклад от этого эффекта в процесс деполяризации оказывается незначительным для обоих рассматриваемых режимов.

Основные результаты опубликованы в работах [A1] – [A9].

Цитированная литература

1. Tajima T., Dawson J. M. Laser electron accelerator // *Physical Review Letters*. 1979. Vol. 43, no. 4. P. 267.
2. Nakajima K. Recent progress on laser acceleration // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2000. Vol. 455, no. 1. P. 140–147.
3. Malka V., Fritzler S., Lefebvre E. et al. Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse // *Science*. 2002. Vol. 298, no. 5598. P. 1596–1600.
4. Modena A., Najmudin Z., Dangor A. et al. Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves // *nature*. 1995. Vol. 377, no. 6550. P. 606–608.
5. Gonsalves A. J., Nakamura K., Daniels J. et al. Petawatt Laser Guiding and Electron Beam Acceleration to 8 GeV in a Laser-Heated Capillary Discharge Waveguide // *Phys. Rev. Lett.* 2019. — Feb. Vol. 122. P. 084801. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.084801>.

6. Leemans W., Esarey E. Laser-driven plasma-wave electron accelerators // *Phys. Today*. 2009. Vol. 62, no. 3. P. 44–49.
7. Steinke S., Van Tilborg J., Benedetti C. et al. Multistage coupling of independent laser-plasma accelerators // *Nature*. 2016. Vol. 530, no. 7589. P. 190–193.
8. Moortgat-Pick G., Abe T., Alexander G. et al. Polarized positrons and electrons at the linear collider // *Physics Reports*. 2008. Vol. 460, no. 4-5. P. 131–243.
9. Шатунов Ю. М. Пучки поляризованных частиц в ускорителях и накопителях. Федеральное государственное унитарное предприятие Издательство Сибирского . . . , 2015.
10. Mane S., Shatunov Y. M., Yokoya K. Siberian Snakes in high-energy accelerators // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 2005. Vol. 31, no. 9. P. R151.
11. Tomassini P., Rossi A. Matching strategies for a plasma booster // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2015. Vol. 58, no. 3. P. 034001.
12. Li X., Chancé A., Nghiem P. A. P. Preserving emittance by matching out and matching in plasma wakefield acceleration stage // *Physical Review Accelerators and Beams*. 2019. Vol. 22, no. 2. P. 021304.
13. Kostyukov I. Y., Nerush E., Litvak A. Radiative damping in plasma-based accelerators // *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*. 2012. Vol. 15, no. 11. P. 111001.
14. Pugacheva D. V., Andreev N. E. // *Quantum Electron*. 2018. Vol. 48. P. 291.
15. Andreev N. E., Nishida Y., Yugami N. // *Phys. Rev. E*. 2002. Vol. 65. P. 056407.
16. Andreev N. E., Kirsanov V. I., Gorbunov L. M. // *Phys. Plasmas*. 1995. Vol. 2. P. 2573.
17. Mora P., Antonsen T. M., Jr. Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas // *Physics of Plasmas*. 1997. Vol. 4, no. 1. P. 217–229.
18. Andreev N. E., Kuznetsov S. V. Laser wakefield acceleration of finite charge electron bunches // *IEEE transactions on plasma science*. 2008. Vol. 36, no. 4. P. 1765–1772.
19. Andreev N. E., Kuznetsov S. V. // *IEEE Trans. Plasma Sci*. 2000. Vol. 28. P. 1211.
20. Bargmann V., Michel L., Telegdi V. L. // *Phys. Rev. Lett*. 1959. Vol. 2. P. 435.
21. Vieira J., Huang C.-K., Mori W., Silva L. Polarized beam conditioning in plasma based acceleration // *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*. 2011. Vol. 14, no. 7. P. 071303.
22. Пугачёва Д. В., Андреев Н. Е. Динамика прецессии спина релятивистского электрона при лазерно-плазменном ускорении //

- Квантовая электроника. 2016. Vol. 46, no. 1. P. 88–93.
23. Esarey E., Shadwick B., Catravas P., Leemans W. Synchrotron radiation from electron beams in plasma-focusing channels // *Physical Review E*. 2002. Vol. 65, no. 5. P. 056505.
 24. Veisman M. E., Andreev N. E. Dependence of emittance on the length of an electron bunch during laser-plasma acceleration in guiding structures // *Quantum Electronics*. 2020. Vol. 50, no. 4. P. 392.
 25. Andreev N. E. Growth of emittance in LWFA. to be published, 2021.
 26. Reiser M., O’Shea P. Theory and design of charged particle beams. Wiley Online Library, 1994. Vol. 312.
 27. Ландау Л., Лифшиц Е. Теория поля. Наука, Москва, 1988.
 28. Пугачёва Д. В., Андреев Н. Е. Влияние синхротронного излучения на динамику прецессии спина электрона в процессе лазерно-плазменного ускорения // *Квантовая электроника*. 2018. Vol. 48, no. 4. P. 291–294.
 29. Esarey E., Schroeder C., Leemans W. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators // *Reviews of modern physics*. 2009. Vol. 81, no. 3. P. 1229.
 30. Пугачёва Д. В., Андреев Н. Е. О лазерно-плазменном ускорении поляризованных электронов до энергий ТэВ-диапазона // *Квантовая электроника*. 2021.
 31. Соколов А. А., Тернов И. М. О поляризационных и спиновых эффектах в теории синхротронного излучения // *Доклады Академии наук*. 1963. Vol. 153, no. 5. P. 1052–1054.
 32. Тернов И. Радиационная поляризация электронов и позитронов при их движении в накопительных кольцах // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. 1986. Vol. 17, no. 5. P. 884–928.
 33. Байер В. Радиационная поляризация электронов в накопителях // *Успехи физических наук*. 1971. Vol. 105, no. 11. P. 441–478.

Список публикаций

- A1. Walker P. A., Alesini P. D., Alexandrova A. S. et al. Horizon 2020 EuPRAXIA design study // *Journal of Physics: Conference Series* / IOP Publishing. Vol. 874. 2017. P. 012029.
- A2. Weikum M. K., Akhter T., Alesini P. D. et al. EuPRAXIA—a compact, cost-efficient particle and radiation source // *AIP Conference Proceedings* / AIP Publishing LLC. Vol. 2160. 2019. P. 040012.
- A3. Assmann R. W., Weikum M. K., Akhter T., et al. EuPRAXIA Conceptual Design Report // *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 2020. Vol. 229. P. 3675–4284.

- A4. Weikum M. K., Akhter T., Alesini D. et al. Status of the Horizon 2020 Eu-PRAXIA conceptual design study // Journal of Physics: Conference Series / IOP Publishing. Vol. 1350. 2019. P. 012059.
- A5. Пугачёва Д. В., Андреев Н. Е. Динамика прецессии спина релятивистского электрона при лазерно-плазменном ускорении // Квантовая электроника. 2016. Vol. 46, no. 1. P. 88–93.
- A6. Pugacheva D. V., Andreev N. E., Cros B. Laser wakefield acceleration of polarized electron beams // Journal of Physics: Conference Series / IOP Publishing. Vol. 774. 2016. P. 012107.
- A7. Пугачёва Д. В., Андреев Н. Е. Влияние синхротронного излучения на динамику прецессии спина электрона в процессе лазерно-плазменного ускорения // Квантовая электроника. 2018. Vol. 48, no. 4. P. 291–294.
- A8. Пугачёва Д. В., Андреев Н. Е. О лазерно-плазменном ускорении поляризованных электронов до энергий ТэВ-диапазона // Квантовая электроника. 2021.
- A9. Пугачёва Д. В., Андреев Н. Е. Динамика характеристик электронных и позитронных пучков в лазерно-плазменном ускорителе // Вестник ОИВТ РАН. 2020. Vol. 5. P. 13–17.