
Математическое моделирование, численные методы и комплексы программ

УДК: 533.951

DOI:10.30987/2658-6436-2021-1-4-12

О. Б. Ширяев

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ, ФОРМИРУЮЩИХСЯ ПРИ УСКОРЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИ ИНТЕНСИВНЫМИ ГАУССОВСКИМИ И ЛАГЕРРОВСКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Построена математическая модель, описывающая распространения лазерных импульсов в вакууме с учетом поправок, обусловленных их конечной длительностью. На ее основе с помощью релятивистских уравнений Ньютона с соответствующей силой Лоренца осуществлено моделирование энергетических спектров ансамбля электронов релятивистски интенсивным лазерным излучением. Характеристики данных спектров исследовались для случаев гауссовских и лагерровских оптических импульсов. Электронные спектры в фиксированных угловых диапазонах локализуются вокруг релятивистских максимумов в случае гауссовских импульсов, но существенно немоноэнергетичны в случае лагерровских импульсов.

Ключевые слова: релятивистская интенсивность, волновой пакет, энергетические спектры электронов.

O.B. Shiryayev

MATHEMATICAL MODELING OF ENERGY SPECTRA FORMED AT ACCELERATING THE ELECTRONS BY RELATIVISTIC INTENSIVE GAUSSIAN AND LAGUERRE LASER PULSES

A mathematical model is constructed that describes the propagation of laser pulses in vacuum, taking into account the corrections due to their finite duration. On its basis, using Newton relativistic equations with the corresponding Lorentz force, the energy spectra of an ensemble of electrons are simulated by relativistically intense laser radiation. The characteristics of these spectra are studied for the cases of Gaussian and Laguerre optical pulses. Electronic spectra in the fixed angular ranges are localized around the relativistic maxima in the case of Gaussian pulses, but are substantially non-monoenergetic in the case of Laguerre pulses.

Keywords: relativistic intensity, wave packet, electron energy spectra.

Введение

В последние два десятилетия проблематика взаимодействия релятивистски интенсивного лазерного излучения с веществом и математического моделирования реализующихся при этом нелинейных процессов заняла одно из центральных мест в современной физике [1, 2]. К релятивистскому диапазону относятся чрезвычайно высокие интенсивности лазерного излучения, соответствующие электромагнитным полям, под действием которых электроны ускоряются до скоростей, сравнимых со скоростью света, причем, соответственно, их динамика становится релятивистской. Пороговое значение

релятивистской интенсивности определяется как

$$I_r = \frac{m^2 c^3 \omega^2}{8\pi e^2},$$

где m и e - масса и величина заряда электрона, ω - частота осцилляций электромагнитного поля. В зависимости от длины волны излучения λ данная величина составляет $1.37 \times 10^{18} (1/\lambda[\mu])^2$ Вт/см². Следует отметить, что в настоящее время лазерные системы ряда ведущих лабораторий располагают установками, генерирующими импульсы с интенсивностями, превосходящими релятивистский порог на несколько порядков. Эффекты, возникающие при взаимодействии лазерных импульсов релятивистской интенсивности с веществом, рассматриваются в качестве возможной основы для многочисленных приложений, среди которых особый интерес представляет создание лазерных ускорителей электронов. Предполагается, что такие системы станут реальной альтернативой используемым в настоящее время чрезвычайно громоздким и затратным традиционным ускорителям. В связи с этим большой интерес представляют математическое моделирование энергетических характеристик ускоряемых лазерными импульсами релятивистской интенсивности электронных пучков и, в частности, анализ факторов, ограничивающих их моноэнергетичность.

Схемы лазерного ускорения электронов оптическими импульсами сверхвысокой интенсивности основываются либо на конверсии энергии электромагнитного поля в энергию так называемых плазменных кильватерных полей, формирующихся в плазме в силу коллективных гидродинамических и кинетических эффектов [3-6], либо на непосредственном захвате и ускорении электронов распространяющимся электромагнитным полем в вакууме [7]. На практике второй из перечисленных выше подходов реализуется в форме инъекции электронных пучков низкой плотности в фокальное пятно лазерного импульса. В качестве оптического драйвера процесса ускорения используются сфокусированные лазерные импульсы, которые, как известно, имеют форму волновых пакетов, длительность которых перекрывает большое количество осцилляций оптического поля [8-15] (в качестве альтернативы развивается также концепция ускорения электронов различными интерференционными полями высокой интенсивности – см., например, [16, 17]).

Математическому моделированию динамики электрона в поле электромагнитного волнового пакета релятивистской интенсивности посвящен целый ряд работ, в которых показано, что в процессе ускорения электрон захватывается лазерным импульсом, движется с ним со скоростью, близкой к скорости света, постепенно вытесняется из области локализации интенсивного оптического поля под действием пондеромоторной силы, а после окончания взаимодействия высвобождается с существенной дополнительной кинетической энергией. Соответственно, в целом при математическом моделировании динамики электрона необходимым элементом является теория распространения сфокусированного электромагнитного волнового пакета в вакууме. В относительно простом варианте такая теория была построена путем решения уравнений Максвелла при помощи многомасштабного асимптотического метода в работе [18]. Как показано ниже, данное разложение в действительности требует существенного уточнения с целью учета конечной и в реальных условиях весьма малой длительности лазерного импульса.

В одной из экспериментальных работ, посвященных ускорению электронов лазерными импульсами релятивистской интенсивности, при интенсивности 10^{20} В/см² и длительности 30 фемтосекунд были измерены протяженные энергетические спектры рассеиваемых оптическим полем электронов, которые, по крайней мере при некоторых углах наблюдения, перекрывали как существенно релятивистские, так и субрелятивистские диапазоны энергий заряженных частиц [19]. При этом детальный анализ структуры фокального пятна лазерного импульса выявил наличие кольцевых компонент в распределении интенсивности поля, что в целом характерно для так называемых лагеровских пучков, описываемых полиномами Лагерра [20].

В настоящей работе в рамках численного моделирования на основе уточненной математической модели получено объяснение эффекта, наблюдавшегося экспериментально в [19]. Результаты описываемых ниже расчетов на основе уточненной модели показывают, каким образом регистрируемые в эксперименте энергетические спектры ускоряемых лазерными импульсами релятивистской интенсивности электронов формируются под действием оптических пучков лаггерровской структуры, предполагающей наличие высокого пика и менее выраженной кольцеобразной периферии в распределении интенсивности. Ниже представлена построенная на основе уравнений Максвелла для электромагнитного поля в вакууме общая математическая модель распространения сфокусированного волнового пакета, при чем в этой модели учтены существенные поправки высших порядков по малому параметру, равному отношению длины волны лазерного импульса к размеру фокального пятна. Эта модель пригодна для описания общего случая электромагнитного излучения, представляющего собой суперпозицию лаггерровских мод различных порядков. Численное моделирование динамики электронов в мощном оптическом поле произведено на ее основе путем решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений большой размерности. Нелинейность в данных уравнениях обусловлена как присутствием зависящих от искомым величин массовых множителей, так и структурой распределения электромагнитного поля, порождающего соответствующую силу Лоренца. В алгоритме решения дифференциальных уравнений использовались адаптивные шаги с контролем точности и схема Адамса различных порядков. При постановке задачи генерировались случайные начальные условия. Математическое моделирование позволило продемонстрировать влияние структуры распределения электромагнитного поля на характер соответствующих электронных энергетических спектров.

Математическая модель распространения сфокусированного электромагнитного волнового пакета в вакууме и релятивистской динамики электрона под его воздействием

Рассмотрим уравнения Максвелла (в кулоновской калибровке) для векторного потенциала электромагнитного поля в вакууме:

$$\Delta A - \partial_t^2 A = 0, \quad (\nabla, A) = 0, \quad (1)$$

здесь $\nabla = (\partial_x, \partial_y, \partial_z)$. Координаты и время в уравнениях (1) нормированы на w_0 и w_0/c , где c - скорость света, а w_0 - параметр, который в рассматриваемом случае целесообразно положить равным размеру фокального пятна сфокусированного лазерного импульса. Векторный потенциал в уравнениях (1) нормирован на mc^2/e . Полагая, что лазерное излучение поляризовано линейно, будем считать, что $A_y \equiv 0$, а решения уравнений (1) искать в виде:

$$A_x = \exp\left(i \frac{t-z}{\epsilon}\right) \left(a(\tau, x, y, s) + \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon^m a_{x,m}(\tau, x, y, s) \right) + c. c., \quad (2)$$

$$A_z = \exp\left(i \frac{t-z}{\epsilon}\right) \sum_{m=1}^{\infty} \epsilon^m a_{z,m}(\tau, x, y, s) + c. c., \quad (3)$$

где асимптотические переменные определяются как $\tau = 2\epsilon z$, $s = t - z$, $\epsilon = \lambda/(2\pi w_0)$, а λ - длина волны лазерного импульса. Так как в случае волнового пакета его апертура значительно превосходит длину волны, величина ϵ является малым параметром. При подстановке уравнений (2) и (3) в первое из уравнений (1) в нулевом и первом порядках по малому параметру получаются уравнения шредингеровского типа для огибающей волнового пакета и поправки к задающему ее выражению:

$$-4i \partial_{\tau} a + \Delta_{\perp} a = 0, \quad (4)$$

$$-4i \partial_{\tau} a_{x,1} + \Delta_{\perp} a_{x,1} = 4 \partial_{\tau s}^2 a. \quad (5)$$

Выше использовано обозначение: $\Delta_{\perp} = \partial_x^2 + \partial_y^2$. Решения уравнений (4) и (5), а также решение уравнения калибровки (3), имеют вид

$$a(\tau, x, y, s) = a_0(s)u(\tau, x, y), \quad (6)$$

$$a_{x,1}(\tau, x, y, s) = ia'_0(s) \partial_{\tau}(tu(\tau, x, y)), \quad (7)$$

$$a_{z,1}(\tau, x, y, s) = -ia_0(s) \partial_x u(\tau, x, y), \quad (8)$$

где функция $u(\tau, x, y)$ является решением уравнения (4). Следует отметить, что уравнением (7) определяется поправка первого порядка к выражению для составляющей электромагнитного поля, поперечной по отношению к направлению его распространения. Очевидно, возникновение данной поправки обусловлено учетом конечности длительности импульса. В пределе непрерывного лазерного излучения рассматриваемая модель упрощается и переходит в модель распространения лазерного излучения в вакууме, использовавшуюся в [15]. В модели работ [18, 19] данная поправка также отсутствовала.

В случае осевой симметрии распределения интенсивности лазерного излучения простейшее из существующих решений задает гауссовский импульс и определяется выражением:

$$u(\tau, x, y) = \frac{\Lambda(\tau, r)}{\sqrt{\tau^2 + 1}} \exp(i\psi(\tau, r)),$$

$$\Lambda(\tau, r) = \exp\left(-\frac{r^2}{\tau^2 + 1}\right), \quad \psi(\tau, r) = -\frac{\tau r^2}{\tau^2 + 1} + \arctan(\tau).$$

В более общем случае решения уравнения (4) соответствуют так называемым лагерровским пучкам:

$$u = \frac{2^{1/2} \left(\frac{r}{\sqrt{\tau^2 + 1}}\right)^l \sin(l\varphi + \varphi_0) L_{\delta}^l\left(\frac{2r^2}{\tau^2 + 1}\right) \exp\left(i(2\delta + l + 1) \tan^{-1}(\tau) - \frac{r^2(1 + i\tau)}{\tau^2 + 1}\right)}{\sqrt{\tau^2 + 1}}.$$

Выше L_{δ}^l – полином Лагерра, $\varphi = \arctan(y/x)$, а φ_0 – константа интегрирования. Общее же решение рассматриваемой задачи представляет собой суперпозицию лагерровских мод. Выражение для гауссовского импульса получается из приведённого выше решения при $l = 0$ и $\delta = 0$.

В целом, уравнения (2)-(3) и (6)-(8) задают приближения нулевого и первого порядков для решений уравнений Максвелла, описывающих распространение электромагнитного волнового пакета в вакууме. В принципе, изложенный подход может быть распространен на приближения более высоких порядков.

На основе выражений для электромагнитного поля (2)-(3) и (6)-(8) может быть составлено релятивистское уравнение Ньютона для электрона, движущегося под действием соответствующей силы Лоренца:

$$p_t = -(E + \gamma^{-1} p \times H), \quad (9)$$

где импульс электрона считается нормированном на mc . Выше $E = -\partial_t A$ и $H = \nabla \times A$ – электрическое и магнитное поля лазерного излучения, нормированные на $mc^2/(ew_0)$, а $\gamma = \sqrt{1 + p^2}$ – релятивистский массовый множитель. В настоящей работе уравнение (9) решается численно для массива случайных начальных условий для инжектируемых в фокальную область лазерного излучения электронов, что позволяет, в конечном итоге, вычислить их распределения по энергиям после взаимодействия с оптическим полем.

Результаты математического моделирования энергетических спектров электронов, формирующиеся в результате их ускорения лазерными импульсами релятивистской интенсивности

Будем считать, что временной профиль лазерного излучения имеет вид:

$$a_0(s) = ge^{-\frac{1}{2}\left(\frac{s-z_d}{\tau_0}\right)^2},$$

где τ_0 и z_d - длительность лазерного импульса и начальное расстояние до ускоряемого электрона, нормированные, соответственно, на w_0/c и w_0 . В представленных ниже результатах моделирования z_d считается сравнительно большой величиной. Параметр g и пиковая интенсивность лазерного излучения I связаны соотношением $g = \sqrt{I/I_r}/\epsilon$.

Как было показано ранее [15], электрон, взаимодействующий с сфокусированным лазерным импульсом, захватывается оптическим полем, ускоряется, а затем выпадает из апертуры лазерного импульса в результате поперечного пондеромоторного дрейфа и движется прямолинейно под некоторым углом к направлению распространения лазерного излучения с кинетической энергией, которая может достигать уровня нескольких энергий покоя частицы. В случае электронного пучка, т.е. ансамбля электронов, плотность которого достаточно низка, чтобы было допустимо пренебречь его внутренними кулоновскими взаимодействиями, по результатам моделирования траекторий электронов можно определить, какие из них после взаимодействия попадают в заданные диапазоны углов, и для этих углов построить электронные энергетические спектры, т.е. распределения частиц по их остаточным кинетическим энергиям.

Типичные результаты математического моделирования электронных энергетических спектров при взаимодействии электронных пучков с релятивистски интенсивным лазерным излучением представлены на рис. 1 и 2. Расчеты выполнены для лазерных импульсов с пиковой интенсивностью $50 I_r$, длительностью, составляющей 11.24 оптических циклов, и радиусом фокального пятна, равным 2.75 длинам волн (параметры эксперимента, о котором сообщалось в [19] - оптический цикл излучения мощной лазерной установки составляет 2.7 фемтосекунды, а длина волны – 0.7 микрона). Распределения амплитуд при этом являются гауссовским в случае, отображённом на рис. 1, и лаггерровским ($l = 0$ и $\delta = 0$ в уравнении лаггерровской моды), состоящим из центрального пика и кольца – на рис. 2. Задача состоит, в конечном итоге, в оценке влияния структуры амплитудного распределения оптического поля на энергетические спектры ускоряемых электронов. Угловые диапазоны в рассматриваемых случаях выбраны так, чтобы в наибольшей степени выявить типичные черты данных спектров. На рис. 1 представлены данные для угловых диапазонов (a) 40° - 50° ; (b) 50° - 60° ; (c) 60° - 70° ; (d) 70° - 80° , а на рис. 2 – для угловых диапазонов (a) 10° - 20° ; (b) 30° - 40° ; (c) 40° - 50° . Из финальных результатов удалены электроны с энергиями шумового уровня ($\leq 0.001mc^2$), а показанные на рисунках результаты получены путем интерполяции дискретных расчетных данных.

Основной вывод, следующий из сравнения рис. 1 и 2, состоит в том, что рассматриваемым типам распределений амплитуд лазерных импульсов соответствуют принципиально различные паттерны в энергетических спектрах ускоряемых ими электронов. В случае гауссовского импульса, угловой диапазон, в котором обнаруживаются электроны с наибольшими энергиями, охватывает поток электронов с единственным пиком в распределении по энергиям и достаточно четкой локализацией вокруг него, что хорошо прослеживается на рис. 2(a). Аналогичный эффект локализации, но вокруг пика, соответствующего меньшей энергии, имеет место и в смежном угловом диапазоне, как показано на рис. 2(b). При больших углах, к которым относятся результаты расчётов, визуализированные на рис. 2(c) и 2(d), в общей картине доминируют низкоэнергетичные электроны, а их распределение является пологим. На вставках на рис. 2(c) и 2(d) те же

данные представлены в полулогарифмическом масштабе, в котором становится очевиден почти экспоненциальный характер построенных распределений.

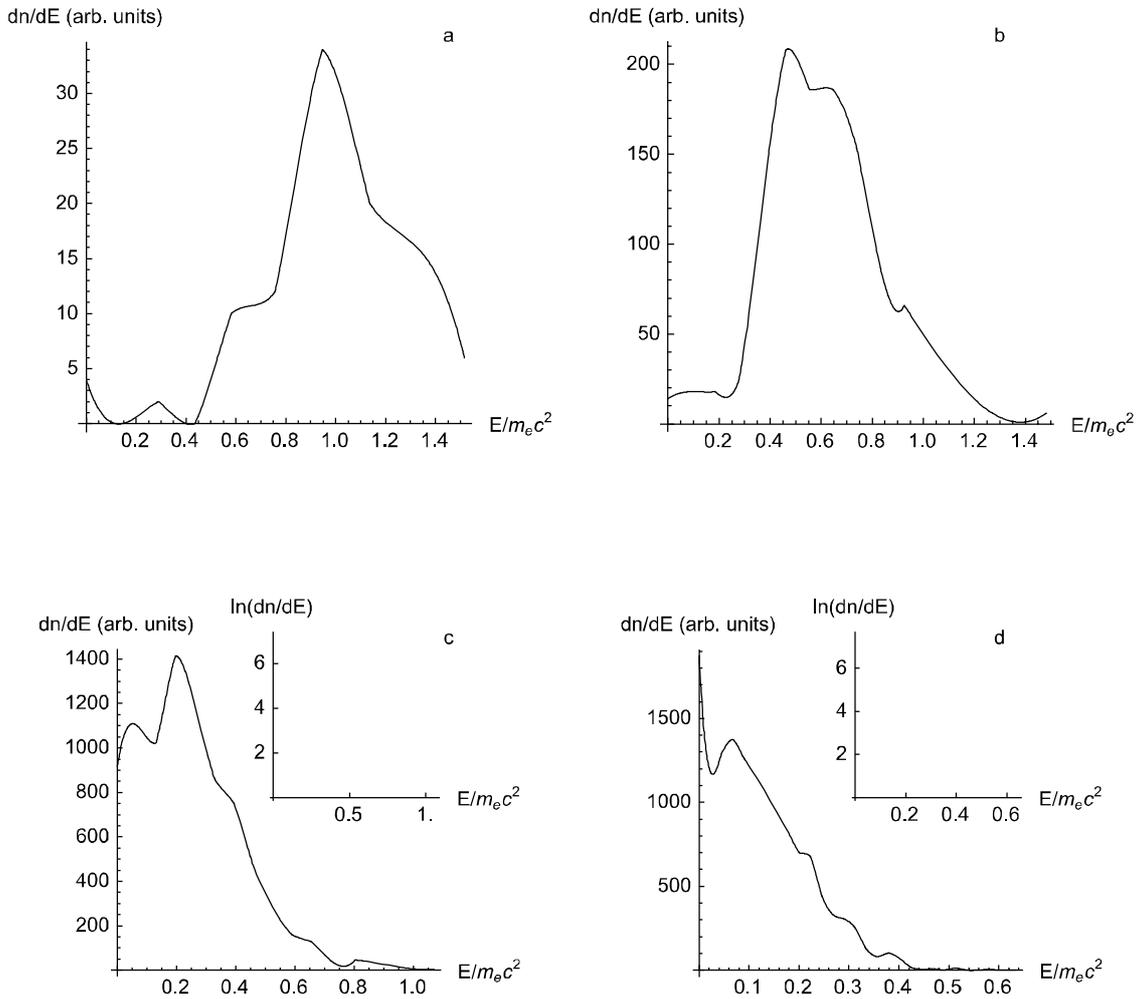


Рис. 1. Расчётные энергетические спектры электронов, ускоренных гауссовским лазерным импульсом с интенсивностью $50 I_r$, длительностью, составляющей 11.24 оптических циклов, и радиусом фокального пятна, равным 2.75 длинам волн. Спектры вычислены для электронов, в результате взаимодействия с лазерным излучением отклонившихся от оси его распространения на углы в диапазонах (а) 40° - 50° ; (b) 50° - 60° ; (с) 60° - 70° ; (d) 70° - 80° . На вставках на рис. (с) и (d) данные спектры, имеющие экспоненциальный характер, также представлены в полулогарифмическом масштабе

Напротив, при наличии лаггеровского пучка в различных угловых диапазонах прослеживаются энергетические спектры электронов, сочетающие в себе высокоэнергетичные и относительно низкоэнергетичные составляющие. В некоторых случаях сами пики, соответствующие релятивистским энергиям электронов, оказываются структурированными, как, например, на рис. 3(b), на котором присутствует раздвоенный пик. Низкоэнергетичные части соответствующих распределений показаны в полулогарифмическом масштабе на вставках на рис. 3(a, b, c) и также носят экспоненциальный характер.

Следует отметить, что построенная по итогам моделирования общая картина энергетических спектров электронов при их ускорении лаггеровскими лазерными импульсами в значительной степени воспроизводит экспериментальные результаты, о которых сообщалось в [19]. При этом и фотография фокального пятна в данном

эксперименте содержала следы наличия соответствующей лаггеровской амплитуде кольцевой структуры. В частности, обнаруженные при моделировании максимумы распределений, примерно соответствующие энергиям $2.2 m_e c^2$ и $4.6 m_e c^2$, согласуются с экспериментальными замераи с погрешностью менее $0.5 m_e c^2$.

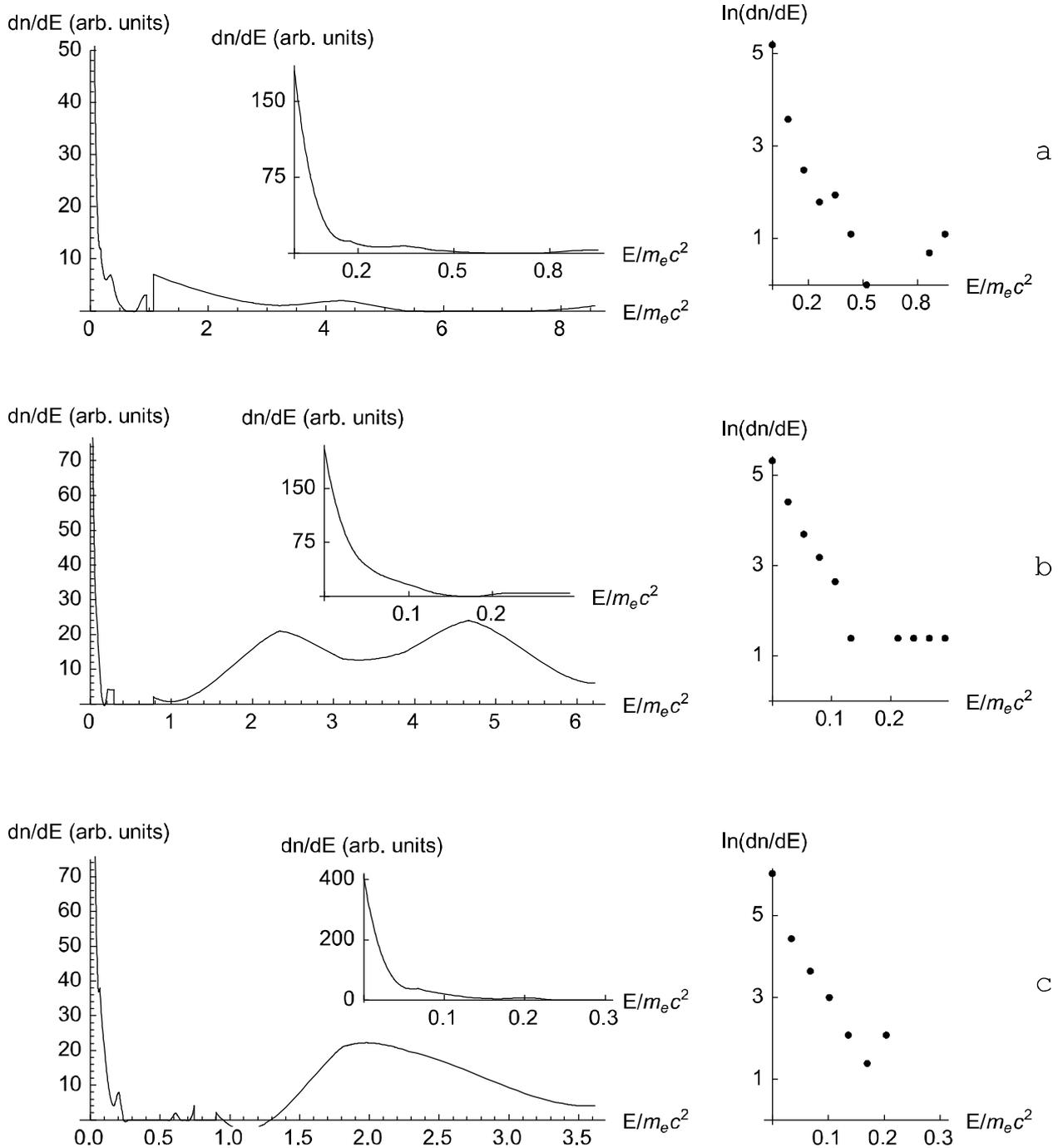


Рис. 2. Расчётные энергетические спектры электронов, ускоренных лаггеровским лазерным импульсом с интенсивностью $50 I_r$, длительностью, составляющей 11.24 оптических циклов, и радиусом фокального пятна, равным 2.75 длинам волн. Спектры вычислены для электронов, в результате взаимодействия с лазерным излучением отклонившихся от оси его распространения на углы в диапазонах (а) 10° - 20° ; (б) 30° - 40° ; (с) 40° - 50° . Для каждого диапазона углов представлены спектр с отфильтрованной низкоэнергетической составляющей, вставка с изображением спектра субрелятивистских электронов и те же данные в полулогарифмическом масштабе

Выводы

В рамках вычислительного эксперимента осуществлено математическое моделирование энергетических спектров электронов, ускоряемых сфокусированными лазерными импульсами релятивистской интенсивности и рассеиваемых при этом в различные диапазоны углов по отношению к оси распространения оптического поля. Динамика электронов рассчитывалась путем решения, при рандомизированных начальных условиях, релятивистских уравнений Ньютона с силой Лоренца, порождаемой распространяющимся в вакууме электромагнитным излучением. При помощи специально разработанного асимптотического метода из уравнений Максвелла выведена математическая модель распространения сфокусированных электромагнитных волновых пакетов, при чем в данной модели осуществлен учет асимптотических поправок, описывающих эффекты, обусловленные малой длительностью импульсов, а также продольное электромагнитное поле, формирующееся в результате острой фокусировки. Данная модель применена для описания динамики электронов как под действием гауссовских импульсов, так и структурно более сложных лаггерровских мод. Дифференциальные уравнения, описывающие динамику электронов, решались методом Адамса различных порядков.

Моделирование продемонстрировало существенные различия в характере энергетических спектров электронов, ускоряемых гауссовскими и лаггерровскими лазерными импульсами релятивистской интенсивности. В случае гауссовских импульсов энергетические спектры электронов обладают сравнительно большей моноэнергетичностью и, в угловых диапазонах, соответствующих наибольшему достигаемому энергиям, локализуются вокруг единственного пика. При ускорении электронов лаггерровскими импульсами формируются существенно немонаэнергетические спектры, включающие в себя два пика в релятивистском диапазоне энергий. Результат, относящийся к случаю лаггерровского лазерного импульса, с достаточной точностью согласуется с имеющимися экспериментальными данными.

Список литературы:

1. Mourou, G.A. Optics in the relativistic regime / G.A. Mourou // *Rev. Mod. Physics.* – 2006. – Vol.78. – P. 309-371.
2. Norreys, P.A. Intense laser-plasma interactions: New frontiers in high energy density physics / P.A. Norreys // *Phys. Plasmas* – 2009. – Vol.16. – P. 309-371.
3. Malka, V. Laser plasma accelerators/ V. Malka // *Phys. Plasmas.* – 2012. – Vol.19.
4. Esarey, E. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators / E. Esarey // *Rev. Mod. Physics.* – 2009. – Vol.8(1). – P. 1229-1285.
5. Mori, W.B. The development of laser- and beam-driven plasma accelerators as an experimental field / W.B. Mori // *Phys. Plasmas.* – 2007. – Vol.14.
6. Ohkubo, T. Wave-breaking injection of electrons to a laser wake field in plasma channels at the strong focusing regime / T. Ohkubo // *Phys. Plasmas.* – 2006. – Vol.13.
7. Wang, J. X. Electron capture and violent acceleration by an extra-intense laser beam / J.X.Wang // *Phys. Rev. E.* – 1998. – Vol.58.
8. Pang, J. Subluminal phase velocity of a focused laser beam and vacuum laser acceleration / J. Pang // *Phys. Rev. E.* – 2002. – Vol.66.
9. Kong, Q. Conditions for electron capture by an ultraintense stationary laser beam / Q.Kong // *Phys. Rev. E.* – 2000. – Vol.61

References:

1. Mourou, G.A. Optics in the relativistic regime / G.A. Mourou // *Rev. Mod. Physics.* – 2006. – Vol.78. – P. 309-371.
2. Norreys, P.A. Intense laser-plasma interactions: New frontiers in high energy density physics / P.A. Norreys // *Phys. Plasmas* – 2009. – Vol.16. – P. 309-371.
3. Malka, V. Laser plasma accelerators/ V. Malka // *Phys. Plasmas.* – 2012. – Vol.19.
4. Esarey, E. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators / E. Esarey // *Rev. Mod. Physics.* – 2009. – Vol.8(1). – P. 1229-1285.
5. Mori, W.B. The development of laser- and beam-driven plasma accelerators as an experimental field / W.B. Mori // *Phys. Plasmas.* – 2007. – Vol.14.
6. Ohkubo, T. Wave-breaking injection of electrons to a laser wake field in plasma channels at the strong focusing regime / T. Ohkubo // *Phys. Plasmas.* – 2006. – Vol.13.
7. Wang, J. X. Electron capture and violent acceleration by an extra-intense laser beam / J.X.Wang // *Phys. Rev. E.* – 1998. – Vol.58.
8. Pang, J. Subluminal phase velocity of a focused laser beam and vacuum laser acceleration / J. Pang // *Phys. Rev. E.* – 2002. – Vol.66.
9. Kong, Q. Conditions for electron capture by an ultraintense stationary laser beam / Q.Kong // *Phys. Rev. E.* – 2000. – Vol.61

10. Wang, P.X. Vacuum electron acceleration by an intense laser / P.X.Wang // Appl. Phys. Lett. –2001. – Vol.78
11. Salamin, Y.I. Electron scattering and acceleration by a tightly focused laser beam. / Y.I. Salamin // Phys. Rev. E ST. – 2002. – Accel. Beams 5
12. Wang, P.X. Characteristics of laser-driven electron acceleration in vacuum / P.X.Wang // J. Appl. Phys. – 2002. – Vol.91
13. Payeur, S. Generation of a beam of fast electrons by tightly focusing a radially polarized ultrashort laser pulse / S.Payeur // Appl. Phys. Lett. – 2012. – Vol.101.
14. Cao, N. Output features of vacuum laser acceleration / N. Cao // J. Appl. Phys. – 2002. – Vol. 92.
15. Galkin, A.L. Dynamics of an electron driven by relativistically intense laser radiation / A.L.Galkin // Phys. Plasmas . – 2008. – Vol. 15
16. Galkin, A.L. Acceleration of electrons to high energies in the field of a standing wave generated by counterpropagating intense laser pulses with tilted amplitude fronts / A.L.Galkin // Phys. Plasmas . – 2012. – Vol. 19
17. Korobkin, V.V. Concept of generation of extremely compressed high-energy electron bunches in several interfering intense laser pulses with tilted amplitude fronts / V.V. Korobkin // Laser and Particle Beams . – 2013. – Vol. 31.
18. Quesnel, B. Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum / B. Quesnel, P. Mora // Phys. Rev. E. – 1998. – Vol. 58.
19. Kalashnikov, M. Diagnostics of peak laser intensity based on the measurement of energy of electrons emitted from laser focal region / M. Kalashnikov // Laser and Particle Beams . – 2015. – Vol. 33.
20. Yariv, A. Quantum Electronics / A. Yariv // NY, Wiley. – 1989.
10. Wang, P.X. Vacuum electron acceleration by an intense laser / P.X.Wang // Appl. Phys. Lett. –2001. – Vol.78
11. Salamin, Y.I. Electron scattering and acceleration by a tightly focused laser beam. / Y.I. Salamin // Phys. Rev. E ST. – 2002. – Accel. Beams 5
12. Wang, P.X. Characteristics of laser-driven electron acceleration in vacuum / P.X.Wang // J. Appl. Phys. – 2002. – Vol.91
13. Payeur, S. Generation of a beam of fast electrons by tightly focusing a radially polarized ultrashort laser pulse / S.Payeur // Appl. Phys. Lett. – 2012. – Vol.101.
14. Cao, N. Output features of vacuum laser acceleration / N. Cao // J. Appl. Phys. – 2002. – Vol. 92.
15. Galkin, A.L. Dynamics of an electron driven by relativistically intense laser radiation / A.L.Galkin // Phys. Plasmas . – 2008. – Vol. 15
16. Galkin, A.L. Acceleration of electrons to high energies in the field of a standing wave generated by counterpropagating intense laser pulses with tilted amplitude fronts / A.L.Galkin // Phys. Plasmas . – 2012. – Vol. 19
17. Korobkin, V.V. Concept of generation of extremely compressed high-energy electron bunches in several interfering intense laser pulses with tilted amplitude fronts / V.V. Korobkin // Laser and Particle Beams . – 2013. – Vol. 31.
18. Quesnel, B. Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum / B. Quesnel, P. Mora // Phys. Rev. E. – 1998. – Vol. 58.
19. Kalashnikov, M. Diagnostics of peak laser intensity based on the measurement of energy of electrons emitted from laser focal region / M. Kalashnikov // Laser and Particle Beams . – 2015. – Vol. 33.
20. Yariv, A. Quantum Electronics / A. Yariv // NY, Wiley. – 1989.

Статья поступила в редколлегию 11.11.2020.

Рецензент:

канд. техн. наук, доц.,

Брянский государственный технический университет

Подвесовский А.Г.

Статья принята к публикации 28.11.2020.

Сведения об авторах

Ширяев Олег Борисович

доктор физико-математических наук, профессор РАН, ведущий научный сотрудник Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН
E-mail: DrOlegBShiryayev@gmail.com

Information about authors:

Shiryayev O.B.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of the Russian Academy of Sciences, Leading Researcher at the Institute of General Physics named after A.M. Prokhorov RAS
E-mail: DrOlegBShiryayev@gmail.com