

Formation of energy distribution of a multi-species ion beam moving through a drift gap

Yu. V. Korobkin

Lebedev Physical Institute of the RAS, Moscow, Russia

V. L. Paperny, A. A. Chernikh

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

Parameters of accelerated beams of metallic ions in different charge states that are separated from plasma of a pulse vacuum arc are investigated. By means of a small-size analyzer the energy distributions for ion beams moving through a drift gap were measured at different accelerated voltages. It was shown that shape of the distribution differs from this one expected in case of a pure electrostatic acceleration. In particular, width of the distribution is enhanced substantially as compared to that in the initial plasma jet and the average ion energy is lower than the expected one. Probe measurements revealed a marked electron component in the separated ion beam, which, nevertheless, doesn't compensate the space ion charge. It was shown that it was effect of the ion space charge that can explain the observed shape of energy distribution of the ion beam at motion through a drift gap.

PACS: 41.75.-i

УДК 533.95

Генерация электроном субаттосекундных электромагнитных импульсов при движении в релятивистски интенсивных лазерных полях

А. Л. Галкин, В. К. Клинков, В. В. Коробкин, М. Ю. Романовский, О. Б. Ширяев

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

Дан анализ движения электрона в поле интенсивного лазерного импульса релятивистской интенсивности для линейной и круговой поляризации. Анализ основан на численном решении уравнения Ньютона с силой Лоренца. Исследовано электромагнитное излучение электрона при таком движении. Показано, что это излучение состоит из очень коротких импульсов с длительностью в зептосекундном (субаттосекундном) диапазоне.

PACS: 52.38.-r

Введение

Одним из основных направлений лазерной физики является исследование взаимодействия с веществом сверхкоротких лазерных импульсов с длительностью вплоть до одного периода световых колебаний. При фокусировке таких импульсов достигаются интенсивности 10^{21} Вт/см² и выше.

Динамика заряженной частицы (например, электрона) в поле такого импульса определяется пространственным и временным распределениями поля. Очевидно, что для очень коротких импульсов с малым числом осцилляций, для анализа дви-

жения заряженной частицы необходимо использовать точное выражение для силы Лоренца. Часто используемое понятие пондеромоторной силы в случае коротких импульсов теряет смысл. Динамика электрона в электромагнитном поле рассматривалась в ряде работ [1—5]. Обычно рассматриваются сфокусированные гауссовские пучки, которые, как известно, имеют перетяжку, в окрестности которой фазовый фронт пучка плоский.

В работах [3, 4] показано, что электрон захватывается лазерным импульсом и движется вместе с ним. Движение первоначально покоящегося электрона сильно зависит от его исходного поло-

жения относительно фокуса [5]. После взаимодействия с лазерным импульсом кинетическая энергия электрона может достигать больших значений, сравнимых с максимальной энергией осцилляций в лазерном поле. В случае внеосевого смещения начального положения электрона происходит его выброс из зоны взаимодействия под некоторым углом к оси распространения.

Большой интерес представляет подробное изучение электромагнитного излучения, генерируемого электроном в процессе взаимодействия с интенсивным лазерным полем. Общие вопросы излучения движущейся заряженной частицы рассмотрены ранее, например, в работе [6]. Конкретный анализ применительно к движению частицы в высокочастотном лазерном поле релятивистской интенсивности в литературе не проводился. Некоторые предварительные результаты по изучению излучения заряженной частицы в поле короткого лазерного импульса представлены в работе [7].

Основная цель настоящей работы — описание временных характеристик электромагнитного излучения электрона в поле релятивистского лазерного импульса.

Уравнения движения

В настоящей работе рассмотрена динамика электрона в интенсивном электромагнитном поле. На основе уравнений с силой Лоренца анализируется движение электрона в поле короткого лазерного импульса релятивистской интенсивности с различными поляризациями (линейной и круговой).

Предположим, что лазерное излучение представляет собой сфокусированный пучок с гауссовским поперечным распределением интенсивности. На электрон действует высокочастотная сила Лоренца, и уравнение движения электрона имеет следующий вид:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c}[\mathbf{v}\mathbf{H}], \quad (1)$$

где $e > 0$ — абсолютная величина заряда электрона.

Уравнение (1) дополняется начальными условиями для скорости и положения электрона:

$$\mathbf{r}(0) = \mathbf{r}_0; \quad \mathbf{v}(0) = \mathbf{v}_0.$$

Выберем систему координат так, чтобы лазерный импульс распространялся вдоль оси z .

В покомпонентной записи из (1) имеем:

$$\frac{d}{dt} \frac{mv_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = -eE_x - \frac{e}{c}(v_y H_z - v_z H_y); \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{mv_y}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = -eE_y - \frac{e}{c}(v_z H_x - v_x H_z); \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{mv_z}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = -eE_z - \frac{e}{c}(v_x H_y - v_y H_x). \quad (4)$$

Пусть ρ_0 — минимальный диаметр пучка в перетяжке, тогда диаметр ρ для любого значения z имеет вид

$$\rho(z) = \rho_0 \sqrt{1 + z^2/z_R^2},$$

где $z_R = \pi\rho_0^2/\lambda$ — релеевская длина; λ — длина волны.

Структура электромагнитных полей для линейно поляризованного пучка с гауссовским поперечным распределением интенсивности исследовалась в работах [8—10]. Выражения для полей в случае эллиптической поляризации получены в работе [5] в первом порядке по малому параметру $\varepsilon = \lambda/2\pi\rho_0$ и могут быть представлены в следующем виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x = E_0(x, y, \xi) \sqrt{(1+\alpha)/2} \cos \varphi, \\ E_y = \mp E_0(x, y, \xi) \sqrt{(1-\alpha)/2} \sin \varphi, \\ E_z = -2E_0(x, y, \xi) (\varepsilon/\rho) \times \\ \quad \times \left(\sqrt{(1+\alpha)/2} x \sin \tilde{\varphi} \pm \sqrt{(1-\alpha)/2} y \cos \tilde{\varphi} \right), \\ H_x = -E_y, \\ H_y = E_x, \\ H_z = 2E_0(x, y, \xi) (\varepsilon/\rho) \times \\ \quad \times \left(-\sqrt{(1+\alpha)/2} y \sin \tilde{\varphi} \pm \sqrt{(1-\alpha)/2} x \cos \tilde{\varphi} \right). \end{array} \right. \quad (5)$$

Случай $\alpha = 1$ в выражениях (5) соответствует линейной поляризации вдоль оси x , $\alpha = 0$ — циркулярной поляризации (верхний знак соответствует левому вращению вектора поляризации, нижний — правому вращению).

Случай $\alpha = -1$ соответствует линейной поляризации вдоль оси y (два различных знака в этом случае соответствуют лишь различным значениям начальной фазы волны). Другие значения α описывают эллиптическую поляризацию.

Отметим, что при одинаковой интенсивности лазерного излучения амплитуды полей с линейной и циркулярной поляризациями отличаются в $\sqrt{2}$ раза.

Будем использовать следующую зависимость амплитуды $E_0(x, y, \xi)$ от времени и координат

$$E_0(x, y, \xi) = (E_m \rho_0 / \rho) \exp \times \left\{ - \left[(\xi - z_d / c) / \tau \right]^s - (x^2 + y^2) / \rho^2 \right\}, \quad (6)$$

где E_m — максимальное значение напряженности поля;

$\xi = t - z/x$, z_d — величина первоначального сдвига импульса относительно электрона, обеспечивающая при численном решении плавное включение поля;

τ — длительность импульса;

s — временная форма импульса.

Фазовые зависимости в выражениях (5) определяются выражениями

$$\varphi = 2\pi c \xi / \lambda + \arctan(z/z_R) - z r^2 / z_R \rho^2 - \varphi_0, \\ \tilde{\varphi} = \varphi + \arctan(z/z_R),$$

где φ_0 — начальная фаза.

Выражения (5) и (6) можно использовать для анализа движения электрона при выполнении условий [8]

$$\lambda / \rho_0 \ll 2\pi; \quad \rho_0 / c < \tau.$$

Интенсивность пучка определяется выражением

$$I(x, y, z, t) = \frac{c}{4\pi} \left[\mathbf{E}(x, y, z, t) \mathbf{H}(x, y, z, t) \right].$$

Максимум интенсивности I_m достигается на оси пучка в момент времени, соответствующий максимуму полей, и равен

$$I_m = c E_m^2 / 8\pi.$$

В случае, когда движение электрона локализовано в окрестности перетяжки и его продольное смещение L за время взаимодействия меньше z_R , выражения (5) и (6) упрощаются, в частности, $E_z = H_z = 0$, $\rho = \rho_0$. В этом случае фазовый фронт можно считать плоским.

При $\rho_0 \rightarrow \infty$ поле представляет собой неограниченную плоскую волну. Расчеты проводились для различных начальных ($t = 0$) положений частицы z_0 на оси пучка ($x_0 = y_0 = 0$) и при поперечном смещении относительно оси.

Движение электрона в поле лазерного импульса

Уравнения (2)—(4) могут быть записаны в безразмерных переменных \mathbf{r}/λ ; ct/λ ; \mathbf{v}/c ; $\lambda \mathbf{v}'/c^2$. Обезразмеренная амплитуда поля выражается через безразмерную интенсивность I/I_r , где I_r — релятивистская интенсивность, определяемая следующим выражением:

$$I_r = m^2 c^3 \omega^2 / 8\pi e^2 = 1,37 \cdot 10^{18} \cdot (1/\lambda [\text{мкм}])^2 [\text{Вт/см}^2].$$

Безразмерные координаты, скорости, ускорения, а также траектории и различные параметры динамики определялись в результате численного решения.

Проведен ряд расчетов динамики электрона и его излучения. В данной работе представлены результаты расчета для сверхкороткого ($ct/\lambda = 1,5$) импульса с гауссовским временным профилем ($s = 2$). Предполагается, что импульс остро сфокусирован ($\rho_0 / \lambda = 1$), так что в фокальном пятне $I_m/I_r = 1000$. Исследовались как линейная, так и круговая поляризация.

Анализ показал, что для приведенных выше значений параметров лазерного импульса выражения (5) могут иметь некоторую погрешность лишь для величин поперечных компонент полей. При больших удалениях от оси пучка величина этой погрешности может достигать 20%. Поскольку далее рассматривается движение электрона в области вблизи оси, то неточность определения величин полей не сказывается на полученных ниже результатах.

Отличие фазового фронта пучка от плоского, приводящее к ненулевым компонентам полей E_z , H_z , сказывается на зависимости динамики первоначально покоящегося на оси пучка электрона от начальной координаты z_0 . При его нахождении на оси на расстоянии z_0 от фокуса существует некоторое значение $z_0^* < 0$, при котором электрон после взаимодействия с импульсом останавливается за фокусом на таком же расстоянии, т. е. реализуется симметричная (относительно положения фокуса) траектория. При $z_0 < z_0^*$ электрон после взаимодействия с импульсом ускоряется назад, приобретая при этом значительную энергию, при $z_0 > z_0^*$ электрон после взаимодействия с импульсом ускоряется вперед.

Максимальную энергию электрон приобретает при некотором первоначальном положении z_0^m перед фокусом ($z_0^* < z_0^m < 0$), при котором в своем продольном движении он проходит точку фокуса в максимуме продольного ускорения.

На рис. 1 показаны временные профили для x/λ (см. рис. 1, а), v_x/c (см. рис. 1, б), z/λ (см. рис. 1, в), v_z/c (рис. 1, г), $\lambda v_z'/c^2$ (см. рис. 1, д) и кинетическая энергия W_k/mc^2 (см. рис. 1, е).

В рассматриваемом случае $L > z_R$ ($L \approx 11\lambda$, $z_R = 3,14\lambda$), поэтому приближение плоской волны ($E_z = H_z = 0$, $\rho = \rho_0$) применять нельзя. Отметим, что амплитуда осцилляций электрона сравнима с радиусом перетяжки. Продольное ускорение при-

ведено для иллюстрации, действующей на электрон продольной силы.

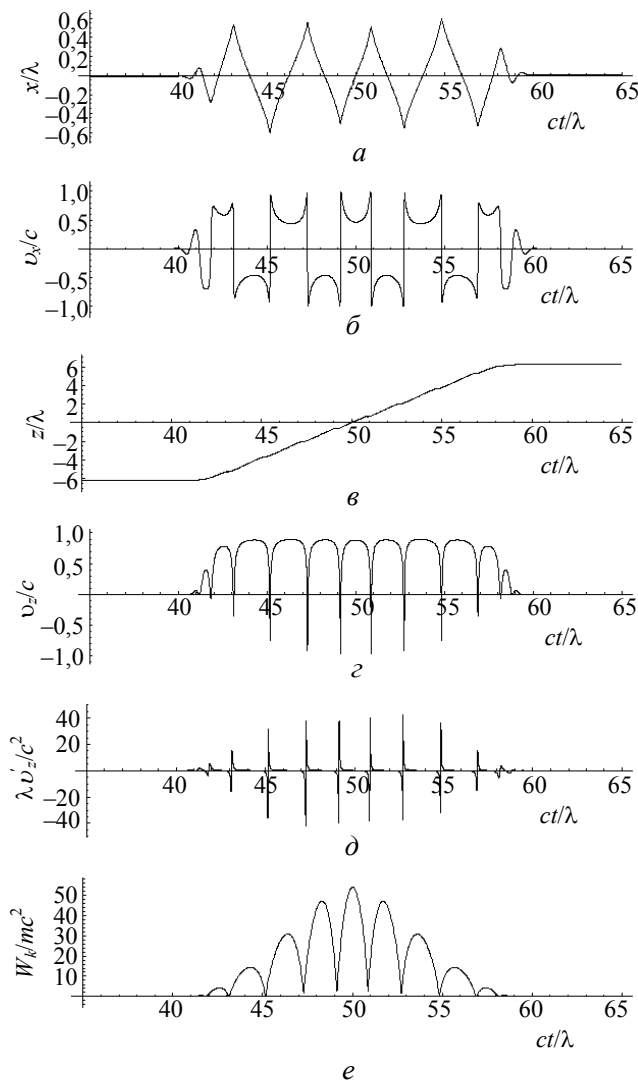


Рис. 1. Временные профили для x/λ (а), v_x/c (б), z/λ (в), v'_z/c (г) и кинетической энергии W_k/mc^2 (е).

Случай линейной поляризации и симметричной траектории ($z_0 = z^*_0$), параметры импульса $ct/\lambda = 1,5$; $\rho_0/\lambda = 1$; $I_m/I_r = 1000$

На рис. 2 представлены временные профили продольной скорости электрона при тех же параметрах импульса (см. рис. 1). Электрон первоначально покоится на оси, и меняется его положение z_0 относительно перетяжки: $z_0/\lambda = -10$ (см. рис. 2, а), $z_0/\lambda = -6,2$ (см. рис. 2, б), $z_0/\lambda = 0$ (см. рис. 2, в).

После взаимодействия с лазерным импульсом электрон в зависимости от величины z_0 ускоряется навстречу импульсу (см. рис. 2, а), останавливается (см. рис. 2, б) или движется в направлении импульса (см. рис. 2, в).

На рис. 3 изображены двухмерная симметричная траектория движения электрона для линейной поляризации в безразмерных координатах x/λ , z/λ (см. рис. 3, а) и трехмерная симметричная траектория движения электрона для круговой поляри-

зации в безразмерных координатах x/λ , y/λ и z/λ (см. рис. 3, б).

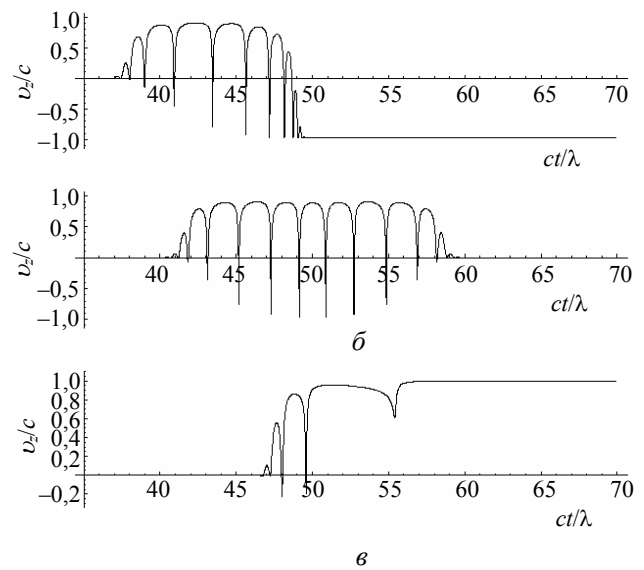


Рис. 2. Временные профили продольной скорости электрона при тех же параметрах импульса и разных положениях z_0 относительно перетяжки: а — $z_0/\lambda = -10$; б — $z_0/\lambda = -6,2$; в — $z_0/\lambda = 0$

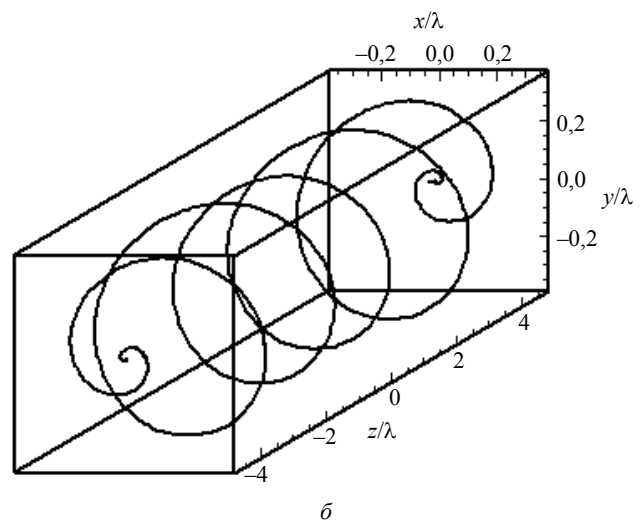
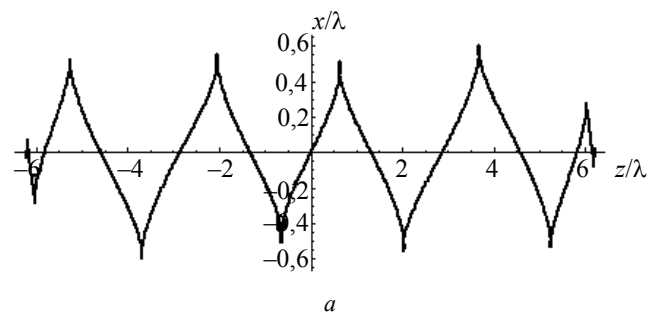


Рис. 3. Двухмерная симметричная траектория движения электрона для линейной поляризации (а) и трехмерная симметричная траектория движения электрона для круговой поляризации (б)

В первом случае траектория состоит из прямолинейных участков. Почти на всей длине каждого из прямолинейных отрезков электрон имеет значительную энергию (см. рис. 1, *e*), т. е. его скорость близка к *c*.

Во втором случае траектория имеет вид спирали с переменным шагом, кинетическая энергия меняется плавно и ее максимальная величина в центре $W_k / mc^2 = 18,4$. При круговой поляризации на траектории нет прямолинейных участков, но вследствие частичного захвата электрона лазерным импульсом ее центральная часть значительно удлинится, и движение электрона здесь приближается к прямолинейному.

Прямолинейные участки на траектории движения электрона имеют место и при некотором начальном радиальном смещении (или же вследствие не очень плавного включения интенсивности). В этом случае электрон после окончания лазерного импульса движется не только в продольном, но и в поперечном направлении, а прямолинейные участки будут присутствовать лишь в начале траектории. Заметим, что при нахождении в области каустики электронного облака основная часть электронов будет иметь на своих траекториях прямолинейные участки.

Электромагнитное излучение электрона в поле лазерного импульса

Электрическое поле излучения E_{rad} описывается потенциалами Лиенара-Вихерта и имеет (для электрона) следующий вид:

$$E_{rad} = -e \frac{1 - v^2/c^2}{(R - Rv/c)^3} \left(R - \frac{v}{c} R \right) - \frac{e}{c^2 (R - Rv/c)^3} \left[R \left[\left(R - \frac{v}{c} R \right) v' \right] \right]. \tag{7}$$

Вектор R соединяет электрон с точкой наблюдения, радиус-вектор электрона в этой же системе координат обозначим как r . Эти векторы связаны соотношением $r(t) + R(t) = R_0$, где R_0 — вектор из начала координат в точку наблюдения. Соответственно, величины v и v' , входящие в выражение (7), равны $v = dr/dt$, $v' = d^2r/dt^2$.

Все величины в (7) берутся в момент времени t , они могут быть пересчитаны на момент t_r прихода излучения в точку наблюдения. С учетом запаздывания t и t_r связаны соотношением $t + R(t)/c = t_r$, где $R(t) = |R(t)|$ — расстояние от электрона до точки наблюдения.

Предполагалось, что точка наблюдения, в которой вычислялись поля излучения электрона, располагается в плоскости (x, z). Расчеты проводили

для набора значений углов θ в окрестности R_0 в плоскости (x, z), где θ — угол между осью z и вектором R_0 . Ниже электрическое поле приводится в безразмерном виде $\Psi = E_{rad} / (e/\lambda^2)$.

Расчет электромагнитного излучения электрона выполняли для различных участков его траектории и различных начальных условий. В качестве примера на рис. 4 для центрального прямолинейного участка траектории электрона (см. рис. 3, *a*) приведены временные зависимости излучаемого электрического поля для линейной поляризации при четырех значениях угла θ : $\theta = 26,5^\circ$ (*a*), $\theta = 27,2^\circ$ (*б*), $\theta = 28,1^\circ$ (*в*) и $\theta = 29,5^\circ$ (*г*). Расстояние до точки наблюдения $R_0/\lambda = 10\ 000$. В этом случае Ψ имеет только одну компоненту, лежащую в x, z -плоскости.

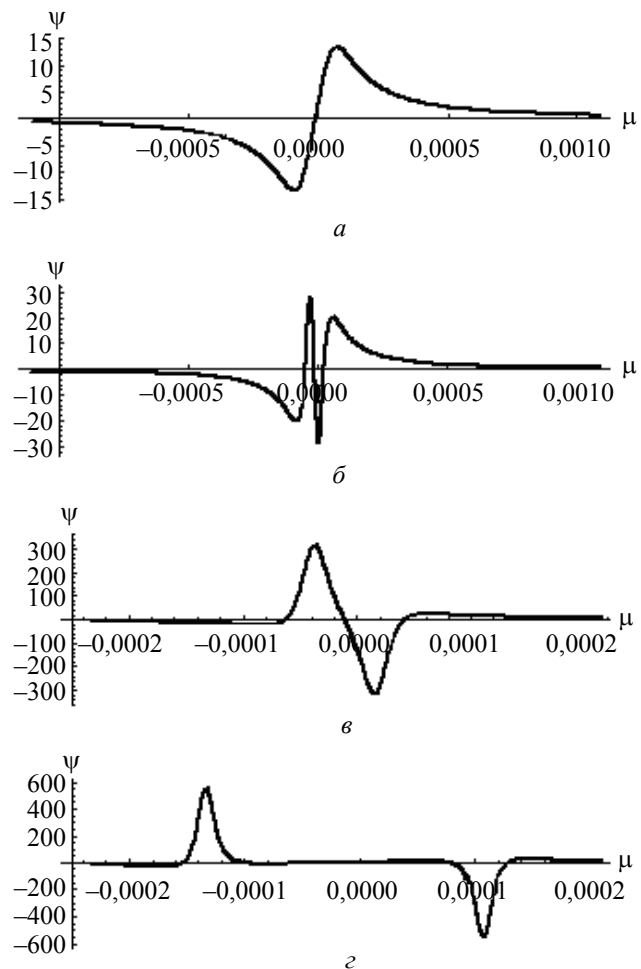


Рис. 4. Результаты расчета ультракороткого импульса электрического поля $\Psi = |E_{rad}| / (e/\lambda^2)$, излучаемого электроном при движении по центральному прямолинейному участку траектории (см. рис. 3, *a*), в зависимости от безразмерного смещенного времени μ и при разных значениях угла θ :

a — $\theta = 26,5^\circ$; *б* — $\theta = 27,2^\circ$; *в* — $\theta = 28,1^\circ$; *г* — $\theta = 29,5^\circ$

На рис. 4 представлены зависимости этой компоненты Ψ от безразмерного времени ct_r/λ . По-

скольку величина ct_r/λ в точке наблюдения принимает большие значения, то на рис. 4 использована сдвинутая шкала безразмерного времени: $\mu = ct_r/\lambda - R_0/\lambda - z_d/\lambda = ct_r/\lambda - 10\,050$. Отметим, что временные масштабы одинаковы на рис. 4, а и б; в и г.

Излучение электрона представляет собой очень короткие импульсы с величиной, на несколько порядков короче величины оптического периода. Наблюдаемое укорочение импульса в рассматриваемом релятивистском случае объясняется тем, что электрон движется по прямолинейным участкам траектории со скоростью, близкой к скорости света. В результате этого вклады от поля, генерируемого электроном в разные моменты его движения, приходят в точку наблюдения практически одновременно.

Параметры излучения сильно зависят от угла θ . Электрон излучает несколько импульсов, по одному с каждого прямолинейного участка траектории. Наибольший интерес представляет излучение с центрального участка траектории. Пусть θ_m — угол между центральным участком траектории и осью z в точке их пересечения. Основное излучение происходит в окрестности угла θ_m . При отклонении угла наблюдения от θ_m форма импульса существенно меняется вследствие того, что участок траектории не является строго прямолинейным.

- Для $\theta < \theta_m$ интенсивность излучения мала и увеличивается с приближением к θ_m , форма импульса меняется от представленной на рис. 4, а к представленной на рис. 4, б.

- Для $\theta = \theta_m$ интенсивность резко возрастает, принимая вид как на рис. 4, в. Положительные и отрицательные “полуволны” объясняются тем, что импульс формируется при максимальном значении скорости, когда ускорение изменяет знак.

- Для $\theta > \theta_m$ положительная и отрицательная “полуволны” смещены одна относительно другой (рис. 4, г). Это смещение объясняется тем, что траектория содержит два ее малых сегмента с одинаковыми значениями скорости и ускорения, равными по величине, но противоположными по знаку.

- При дальнейшем увеличении θ смещение увеличивается, а амплитуда “полуволн” уменьшается. Длительность импульсов лежит в субаттосекундном диапазоне. Для $\lambda = 8 \cdot 10^{-5}$ см (Ti—Sa-лазер) полуширина (на половине высоты амплитуды) каждой “полуволны” на рис. 4, г составляет 0,04 аттосек.

В случае круговой поляризации лазерного импульса излучение электрона почти симметрично относительно оси z . Его анализ может быть проведен для \mathbf{R}_0 , также лежащего в x, z -плоскости.

В этом случае Ψ имеет более сложную структуру и ее можно представить в виде двух компонент. Первая компонента Ψ_1 расположена в x, z -плоскости, вторая Ψ_2 — перпендикулярна этой плоскости. Обе компоненты перпендикулярны направлению распространения, задаваемому вектором \mathbf{R}_0 .

В качестве примера на рис. 5 приведен расчет излучения из центральной части траектории электрона, представленной на рис. 3, б. Рассмотрены временные зависимости электрического поля в точке наблюдения с $R_0/\lambda = 10\,000$ для трех значений угла. Компонента Ψ_1 при увеличении угла θ меняет знак, при $\theta = 49,25^\circ$ она обращается в нуль. Компонента Ψ_2 при $\theta = 47,5^\circ$ (в) имеет максимальную величину, при этом она всегда положительна и имеет длинные отрицательные крылья. При изменении направления вращения волны круговой поляризации эта компонента меняет знак, становясь отрицательной.

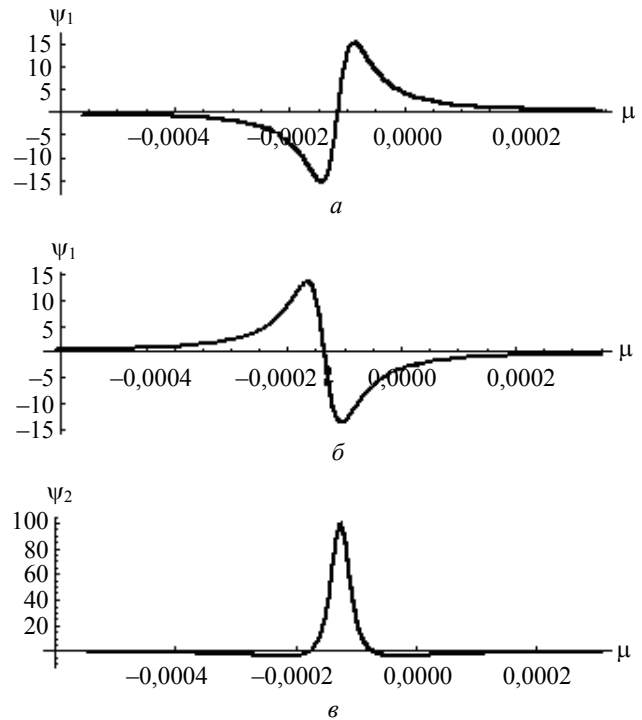


Рис. 5. Результаты расчета ультракороткого импульса электрического поля, излучаемого электроном при движении по центральному прямолинейному участку траектории (см. рис. 3, б), в зависимости от безразмерного смещенного времени μ

Компонента Ψ_1 представлена для углов $\theta = 47,5^\circ$ (а), $\theta = 51^\circ$ (б); компонента Ψ_2 — для $\theta = 49,25^\circ$ (в)

В целом для круговой поляризации интенсивности излучения электрона намного меньше, а длительности импульсов заметно больше по сравнению с линейной поляризацией.

Заметим, что при нахождении в фокальной области большого количества электронов основная

их часть на прямолинейных участках своих траекторий будет генерировать сверхкороткие электромагнитные импульсы зептосекундной длительности. Спектральный диапазон этого излучения будет очень широким, вплоть до жесткого рентгеновского излучения. О возможном уширении спектра электромагнитного излучения электрона, колеблющегося в поле лазерного импульса релятивистской интенсивности ранее упоминалось в работе [11].

Временной профиль излучения электрона в направлении распространения лазерного импульса близок к форме осциллирующих полей лазерного импульса.

Заключение

При релятивистских интенсивностях электрон частично захватывается полем и период его осцилляций меняется в зависимости от величины локальной интенсивности. Траектория электрона в случае линейной поляризации содержит протяженные квазипрямолинейные участки, в случае круговой поляризации вследствие частичного захвата в максимуме импульса — становится более полой.

Излучение электрона в поле короткого релятивистски интенсивного лазерного импульса пред-

ставляет собой цуг коротких импульсов. Длительность отдельного импульса в цуге много короче периода световых колебаний и может лежать в зептосекундном (субаттосекундном) диапазоне.

Литература

1. Pang J., Ho Y. K., Yuan X. Q., Cao N., Kong Q., Wang P. X., Shao L., Esarey E. H., Sessler A. M. // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 066501.
2. Hartemann F. V., Fochs S. N., Lesage G. P. et al. // Ibid. 1995. V. 51. P. 4833.
3. Wang P. X., Hua J. F., Lin Y. Z., Ho Y. K. // Phys. Lett. A. 2002. V. 300. P. 76.
4. Галкин А. Л., Галстян А. М., Коробкин В. В., Романовский М. Ю., Ширяев О. Б. // КСФ. 2007. № 3. С. 31.
5. Galkin A. L., Korobkin V. V., Romanovsky M. Yu., Shiryayev O. B. // Physics of Plasmas. 2008. V. 15. P. 023104.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. — М.: Наука, 1973.
7. Галкин А. Л., Галстян А. М., Коробкин В. В., Романовский М. Ю., Ширяев О. Б. // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. С. 903.
8. Quesnel B., Mora P. // Phys. Rev. E. 1998. V. 58. P. 3719.
9. Hua J. F., Ho Y. K., Lin Y. Z. et al. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 3705.
10. Бочкарев С. Г., Быченков В. Ю. // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. С. 273.
11. Ju Gao. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2006. V. 39. P. 1345.

Статья поступила в редакцию 11 июня 2008 г.

Generation of subattosecond electromagnetic pulses by electrons in relativistically intense laser fields

A. L. Galkin, V. K. Klinkov, V. V. Korobkin, M. Yu. Romanovsky, O. B. Shiryayev

A. M. Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Science, Moscow, Russia

The motions of electrons driven by the fields of relativistically intense laser pulses for both linear and circular polarizations are analyzed. The treatment is based on the numerical solution of Newton's equation with the Lorentz force. The electromagnetic radiation of an electron interacting with a laser pulse is studied. It is shown that this radiation comprises short pulses having zeptosecond (subattosecond) durations.

PACS: 52.38.-r

УДК 533.9

Параметрический резонанс пучковых волн в двухскоростном электронном пучке

В. В. Кулиш, А. В. Лысенко, М. Ю. Ромбовский

Сумской государственной университет, г. Сумы, Украина

Проведен анализ эффекта трехволнового параметрического резонанса пучковых волн в двухпотоковом релятивистском электронном пучке. Выяснено, что в такой модели воз-