

СВЕРХИНТЕНСИВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ПОЛЯ

PACS 41.75.Jv; 42.65.Re

Электроны в релятивистски интенсивном лазерном поле: генерация зептосекундных электромагнитных импульсов и энергетический спектр ускоренных электронов*

А.А.Андреев, А.Л.Галкин, М.П.Калашников, В.В.Коробкин, М.Ю.Романовский, О.Б.Ширяев

Исследуются движение электрона и излучение им электромагнитных волн в поле лазерного импульсного излучения с интенсивностью, превышающей релятивистскую. Динамика электрона описывается уравнением Ньютона с силой Лоренца в правой части. Показано, что электроны могут быть «выброшены» из области взаимодействия с большой энергией. Анализируются энергетический спектр этих электронов и методика определения по нему максимальной интенсивности в фокусе. Установлено, что электромагнитное излучение движущегося в интенсивном лазерном поле электрона происходит в малый угол в окрестности направления касательной к его траектории. Касательная быстро меняет направление в пространстве, поэтому электромагнитное излучение электрона в дальней зоне в некотором направлении в окрестности касательной представляет собой короткий импульс длительностью до зептосекунд. Проведен расчет временного и спектрального распределений излучаемого поля.

Ключевые слова: релятивистское движение электрона, генерация сверхкоротких электромагнитных импульсов.

1. Введение

В последнее время при фокусировке сверхкоротких лазерных импульсов получены интенсивности $\sim 10^{22}$ Вт/см². Изучение взаимодействия с веществом лазерного излучения с такой интенсивностью представляет большой интерес для современной физики.

Движение заряженной частицы (электрона) в поле лазерного излучения описывается уравнением Ньютона с силой Лоренца в правой части. В случае коротких лазерных импульсов использование вместо силы Лоренца пондеромоторной силы, как правило, невозможно.

Для коротких лазерных импульсов движение электрона анализировалось в работах [1–5]. Электрон осциллирует в поле лазерного излучения, при высоких интенсивностях амплитуда осцилляций становится сравнимой с длиной волны. Ранее было показано, что электрон, не находящийся первоначально на оси сфокусированного гауссова пучка, после нескольких осцилляций «выбрасывается» из области взаимодействия под некоторым углом с достаточно большой кинетической энергией. Такой процесс интерпретируется как рассеяние электрона. Определение углового и энергетического спектров ускоренных электронов представляет большой интерес и может быть использовано для диагностики параметров лазерного импульса.

Интерес представляет также генерация электромагнитного излучения электроном, осциллирующим в сильном лазерном поле. Некоторые аспекты этого процесса исследо-

довались в работах [6–11]. В [8] отмечено, что спектр излучения может быть очень широким, простираясь до жесткого рентгеновского и даже γ -диапазона. Это косвенно свидетельствует о генерации электроном очень коротких электромагнитных импульсов. Вместе с тем необходимо отметить, что ранее не выполнялись прямые расчеты параметров генерируемых импульсов, включая прямое сопоставление длительностей этих импульсов с их спектральным распределением.

Процесс генерации излучения электроном в электромагнитных полях хорошо известен и называется томсоновским рассеянием. В полях с релятивистской интенсивностью этот процесс становится сильно нелинейным (многоквантовым), что приводит к существенному изменению его характера. Например, как показано в [12], при линейной поляризации лазерного импульса электромагнитное излучение электрона в некоторый малый телесный угол представляет собой несколько сверхкоротких импульсов с длительностью, значительно меньшей периода световых колебаний. Поэтому широко используемый термин «нелинейное томсоновское рассеяние» не совсем корректен, и, по нашему мнению, более подходящим является название «нелинейная генерация ультракоротких электромагнитных импульсов».

Цель настоящей работы – изучение временных и спектральных характеристик электромагнитного излучения электрона, осциллирующего в поле лазерного импульсного излучения с релятивистской интенсивностью, а также энергетического спектра ускоренных электронов, вылетающих из области взаимодействия.

2. Уравнения движения

Для рассмотрения динамики электрона в интенсивном электромагнитном поле применялось уравнение движения с использованием силы Лоренца:

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

* Доложена на конференции «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, июнь 2010 г.

А.А.Андреев, А.Л.Галкин, М.П.Калашников, В.В.Коробкин, М.Ю.Романовский, О.Б.Ширяев. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: galkin@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 25 февраля 2011 г., после доработки – 23 июня 2011 г.

где $e > 0$ – абсолютная величина заряда электрона; \mathbf{p} – импульс электрона. Начальные условия для скорости \mathbf{v} и положения электрона были следующими: $\mathbf{v}(0) = \mathbf{v}_0$, $\mathbf{r}(0) = \mathbf{r}_0$. Для лазерного импульса, распространяющегося вдоль оси z , электрическое поле \mathbf{E} в случае линейной поляризации лежит в плоскости xz а магнитное поле \mathbf{H} – в плоскости yz .

Полагаем, что лазерное излучение представляет собой сфокусированный пучок с гауссовым поперечным распределением интенсивности. В центре каустики фазовый фронт пучка плоский, продольный размер каустики равен удвоенной рэлеевской длине $2z_R$, где $z_R = \pi\rho_0^2/\lambda$, а ρ_0 и λ – радиус пучка в центре каустики и длина волны излучения. Для произвольного значения z радиус пучка $\rho(z) = \rho_0(1 + z^2/z_R^2)^{1/2}$.

Выражения для полей с произвольной эллиптической поляризацией имеют вид [12]

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

где $\varepsilon = \lambda/(2\pi\rho_0)$ – малый параметр; $\alpha = 1$ соответствует линейной поляризации по оси x , $\alpha = -1$ – линейной поляризации по оси y , а $\alpha = 0$ – круговой поляризации;

$$\varphi = \frac{2\pi c \xi}{\lambda} + \arctan \frac{z}{z_R} - \frac{zr^2}{z_R \rho^2} - \varphi_0;$$

$$\tilde{\varphi} = \varphi + \arctan \frac{z}{z_R};$$

φ_0 – начальная фаза;

$$E_0(x, y, \xi) = \frac{E_m \rho_0}{\rho} \exp \left[-\left(\frac{\xi - z_d/c}{\tau} \right)^q - \frac{x^2 + y^2}{\rho^2} \right]; \quad (3)$$

E_m – максимальная напряженность электрического поля; $\xi = t - z/c$; z_d – начальное расстояние между лазерным импульсом и электроном. Временной профиль пучка в (3) описывается супергауссовым распределением с параметром q и «длительностью» импульса τ . Условиями применимости уравнений (1) и (2) являются $\lambda/\rho_0 \ll 2\pi$ и $\rho_0/c < \tau$ [13]. Интенсивность пучка дается выражением

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

Максимальная интенсивность $I_m = cE_m^2/(8\pi)$ достигается в момент прохождения максимума импульса через центр каустики. При одинаковой интенсивности лазерного излучения амплитуды полей с линейной и круговой поляризациями различаются в $\sqrt{2}$ раз.

Решения уравнения (1) приводятся далее в безразмерном виде в переменных x/λ , y/λ , z/λ , ct/λ . Вычислялись

компоненты скорости v_x/c , v_y/c , v_z/c , компоненты ускорения $\lambda v'_x/c^2$, $\lambda v'_y/c^2$, $\lambda v'_z/c^2$, а также кинетическая энергия $W/(mc^2)$. Амплитуда поля выражалась через безразмерную интенсивность I_m/I_r , где $I_r = m^2 c^3 \omega^2 / (8\pi e^2) = 1.37 \times 10^{18} / \lambda^2$ – релятивистская интенсивность (в Вт/см²); λ взято в мкм.

3. Движение электрона в лазерном поле

Нами выполнена серия расчетов динамики электрона в лазерном поле. Использовался короткий импульс ($ct/\lambda = 1.5$) с гауссовым временным профилем ($q = 2$). Распределение интенсивности задавалось выражением (3) при фокусировке излучения в пятно очень малого размера ($\rho_0/\lambda = 1$) и интенсивности в нем $I_m/I_r = 5000$.

Характер движения первоначально покоящегося на оси в точке $z = z_0$ электрона существенно зависит от его положения относительно центра каустики пучка. Есть некоторое значение $z_0^* < 0$, при котором электрон после взаимодействия с лазерным импульсом останавливается за фокусом на расстоянии $|z_0^*|$. В этом случае реализуется симметричная относительно фокуса траектория движения. При $z_0 < z_0^*$ электрон после взаимодействия движется со значительной энергией в противоположную направлению распространения лазерного импульса сторону, при $z_0 > z_0^*$ он ускоряется вперед. Максимальную кинетическую энергию колебаний электрон имеет в случае симметричной траектории. Это справедливо и для линейной, и для круговой поляризации, хотя соответствующие значения z_0^* несколько различаются.

На рис. 1,а для линейной поляризации представлена симметричная траектория движения электрона ($z_0/\lambda = -9.58 = z_0^*/\lambda$), первоначально находящегося точно на оси пучка. Видно, что вся траектория состоит из квазипрямолинейных отрезков. Скорость электрона на этих отрезках близка к скорости света. Центральный участок траектории показан на рис. 1,б. На концах прямолинейных участков электрон совершает петлеобразный разворот. Начальное смещение электрона в радиальном направлении приводит к его выбросу из области взаимодействия под некоторым углом к оси z . На рис. 1,в представлена траектория движения электрона при $x_0/\lambda = 0.1$. Эта траектория также состоит из квазипрямолинейных участков, причем на

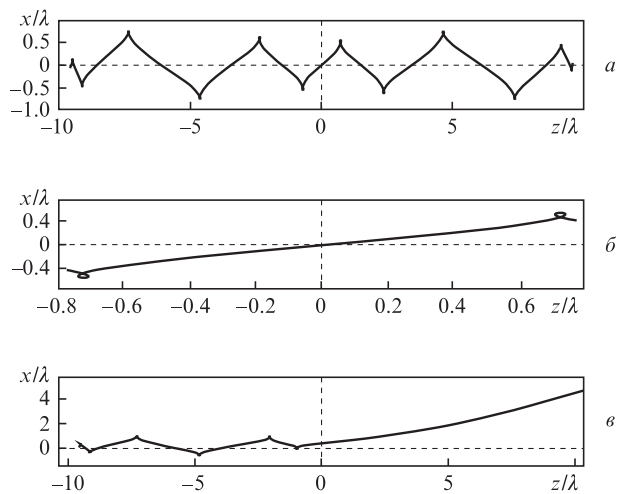


Рис. 1. Траектории движения электрона в случае линейной поляризации: симметричная траектория для $z_0/\lambda = -9.58 = z_0^*/\lambda$ (а), центральный участок симметричной траектории (б) и траектория при начальном смещении $x_0/\lambda = 0.1$ (в).

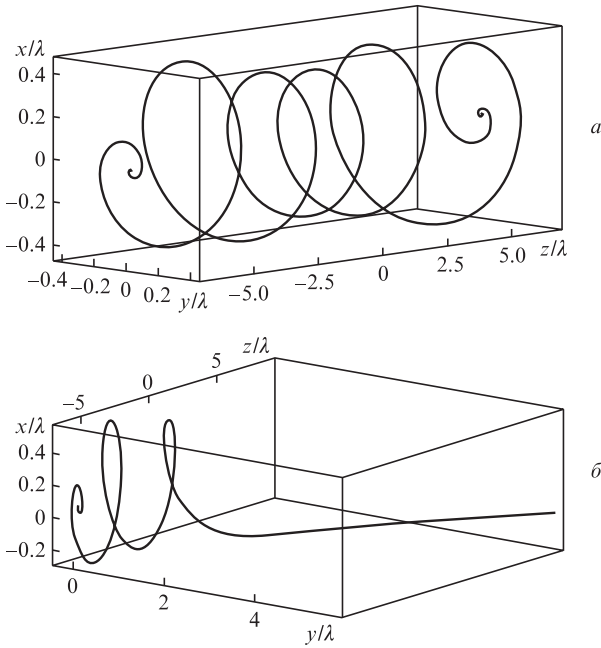


Рис.2. Траектории движения электрона в случае круговой поляризации: симметричная траектория для $z_0/\lambda = -6.79 = z_0^*/\lambda$ (а) и траектория при начальном смещении $r_0/\lambda = 0.1$ (б).

последнем участке электрон выбрасывается из каустики с остаточной кинетической энергией $W_r/(mc^2) = 128$.

На рис.2,а для круговой поляризации представлена симметричная траектория движения электрона ($z_0/\lambda = -6.79 = z_0^*/\lambda$). Параметры лазерного импульса и диаметр фокального пятна были те же, что и при линейной поляризации. Траектория электрона представляет собой спираль, диаметр которой сильно изменяется в начале и в конце импульса. Спираль имеет переменный шаг, кинетическая энергия плавно изменяется, и ее максимальная величина в центре пятна $W_r/(mc^2) = 42$. При круговой поляризации на траектории нет явно выраженных прямолинейных участков, но вследствие частичного захвата электрона лазерным полем центральная часть траектории значительно удлиняется, и движение электрона по ней приближается к прямолинейному. На рис.2,б приведена траектория движения электрона при его начальном смещении по радиусу на величину $r_0/\lambda = 0.1$. На начальном этапе форма траектории движения электрона близка к спирали, далее электрон выбрасывается из области взаимодействия с энергией $W_r/(mc^2) = 92$.

Во всех рассматриваемых случаях потери, связанные с торможением излучением, малы. Учету этих потерь будет посвящена отдельная публикация.

4. Электромагнитное излучение электрона

Для исследования временных и спектральных характеристик электромагнитного излучения электрона используются полученные выше параметры его движения. Электрическое поле излучения определяется потенциалами Лиенара – Вихерта и имеет (для электрона) следующий вид:

$$\mathbf{E} = -e \frac{1 - v^2/c^2}{(R - Rv/c)^3} \left(\mathbf{R} - \frac{v}{c} \mathbf{R} \right) - \frac{e}{c^2 (R - Rv/c)^3} \mathbf{R} \left[\left(\mathbf{R} - \frac{v}{c} \mathbf{R} \right) \mathbf{v}' \right], \quad (5)$$

где радиус-вектор \mathbf{R}_0 , проведенный из начала системы координат, задает точку, в которой исследуется излучение; \mathbf{r} – радиус-вектор электрона; вектор \mathbf{R} соединяет электрон с точкой наблюдения; $\mathbf{r}(t) + \mathbf{R}(t) = \mathbf{R}_0$; $\mathbf{v} = d\mathbf{r}/dt$; $\mathbf{v}' = d^2\mathbf{r}/dt^2$. Все величины в (5) берутся в момент времени t . Они могут быть пересчитаны на момент времени t_r прихода излучения в точку наблюдения. С учетом запаздывания t и t_r связаны соотношением $t + R(t)/c = t_r$.

Точку наблюдения для определения электрического поля электромагнитного излучения движущегося электрона расположим в плоскости xz на расстоянии $R_0/\lambda = 10000$. Угол φ между \mathbf{R}_0 и осью z может варьироваться в широких пределах. Для характеристики электрического поля используется безразмерный вектор $\Psi = E/(e/l^2)$. При линейной поляризации исходного лазерного излучения вектор Ψ перпендикулярен \mathbf{R}_0 и лежит в плоскости xz . В случае круговой поляризации вектор Ψ имеет две компоненты: $\Psi_{||}$ в плоскости, проходящей через вектор \mathbf{R}_0 и ось z , и Ψ_{\perp} в плоскости, перпендикулярной ей. Величина Ψ_{ω} представляет собой спектральное распределение Ψ .

На рис.3 приведены результаты расчета параметров электромагнитного поля, излучаемого электроном на центральном участке траектории под углом $\varphi = 29^\circ$ при движении по симметричной траектории (рис.1,а) в лазерном поле с линейной поляризацией. Зависимость от времени

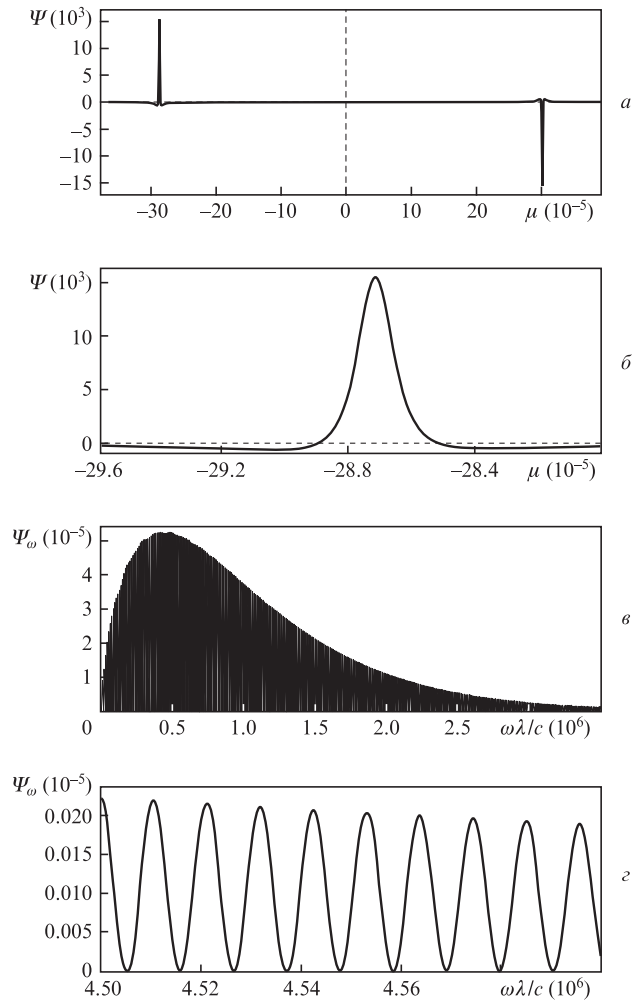


Рис.3. Параметры электромагнитного поля для угла $\varphi = 29^\circ$: зависимость электрического поля от времени $\mu = ct_r/\lambda - \mu_0$ (а), левый импульс на рис.3,а в увеличенном масштабе (б), спектры импульсов излучения, представленных на рис.3,а (в, г).

величины Ψ имеет вид двух коротких симметричных разнополярных импульсов (рис.3,а). Левый импульс показан отдельно на рис.3,б. Его длительность при длине волны $\lambda = 800$ нм (Ti:сапфировый лазер) составляет 3.5×10^{-21} с. Спектральное распределение Ψ_ω представлено на рис.3,в и в более узком интервале частот на рис.3,г. Для данного варианта максимальная безразмерная напряженность в точке наблюдения $\Psi = 1.5 \times 10^4$, что дает интенсивность 3×10^8 Вт/см².

На рис.4 приведены результаты расчета параметров электромагнитного поля, излучаемого электроном, первоначально смещенным относительно оси пучка (рис.1,в). Исследовалось излучение, распространяющееся под углом $\varphi = 14.25^\circ$, на конечном (перед выбросом из области взаимодействия) участке траектории. На рис.4,а показана зависимость от времени величины Ψ , имеющая вид двух коротких несимметричных разнополярных импульсов. Правый импульс, более интенсивный, изображен отдельно на рис.4,б. Его длительность при $\lambda = 800$ нм составляет 5.5×10^{-21} с. Структура спектрального распределения (рис.4,в) становится более сложной вследствие асимметрии излучаемых импульсов.

Результаты расчета параметров электромагнитного поля, излучаемого электроном при движении по траекто-

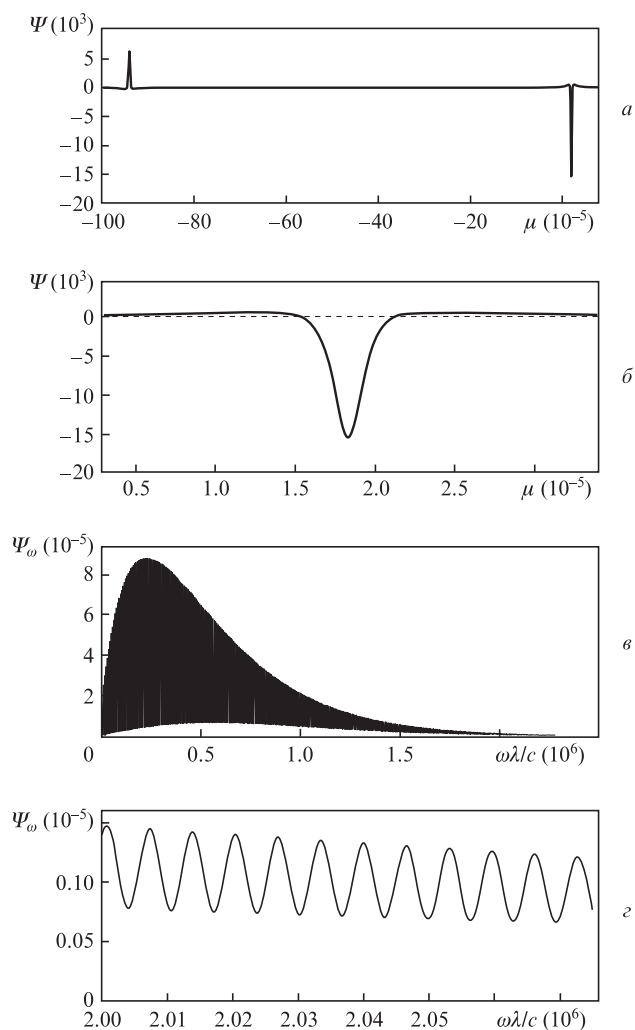


Рис.4. Параметры электромагнитного поля для угла $\varphi = 14.25^\circ$: зависимость электрического поля от времени $\mu = ct_r/\lambda - \mu_0$ (а), правый импульс на рис.4,а в увеличенном масштабе (б), спектры импульсов излучения, представленных на рис.4,а (в, г).

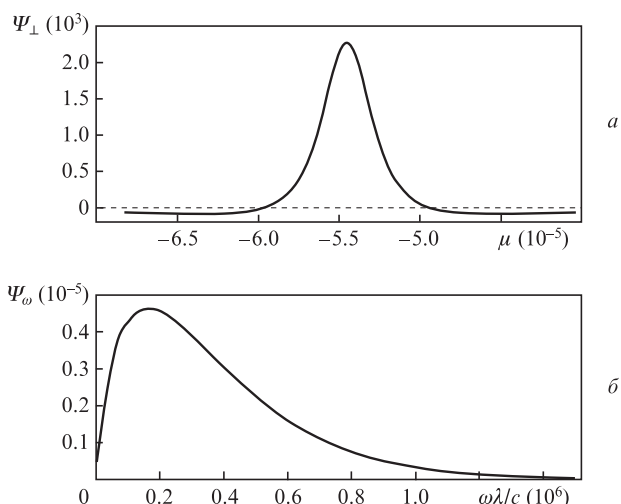


Рис.5. Параметры электромагнитного поля для угла $\varphi = 48.1^\circ$: зависимость электрического поля от времени $\mu = ct_r/\lambda - \mu_0$ (а) и соответствующий ей спектр излучения (б).

рии, соответствующей рис.2,а, в лазерном поле с круговой поляризацией показаны на рис.5. В случае круговой поляризации достаточно проанализировать излучение в одной плоскости, например xz . В середине траектории в этой плоскости касательная направлена под углом $\varphi = 48.1^\circ$. Для этого угла на рис.5,а приведена зависимость от времени величины Ψ_\perp . Излучение представляет собой одиночный короткий импульс длительностью 9.2×10^{-21} с при $\lambda = 800$ нм. Его спектральное распределение представлено на рис.5,б. В излучении электрона в поле с круговой поляризацией есть и компонента Ψ_\parallel , но менее интенсивная и более протяженная во времени.

При релятивистской интенсивности лазерного импульса излучение электроном электромагнитных волн происходит в окрестности касательной к траектории. При движении электрона по прямой линии с околосветовой скоростью поля, генерируемые электроном в разные моменты его движения, приходят в точку наблюдения практически одновременно. Это приводит к формированию очень короткого электромагнитного импульса. В случае линейной поляризации траектория электрона состоит из набора квазипрямолинейных участков. Поскольку на каждом из этих участков траектория все же заметно отличается от прямолинейной и касательная к ней изменяет свое направление, то в электромагнитное излучение электрона в дальней зоне в какой-то момент времени в некотором выделенном направлении (в окрестности направления касательной) вносит вклад только излучение на сравнительно небольших отрезках траектории, в пределах которых движение можно считать прямолинейным. Заданному углу φ соответствуют, как правило, два разных отрезка, относящиеся к одному и тому же квазипрямолинейному участку траектории. Генерируются два импульса разной полярности, поскольку при переходе через центральную точку квазипрямолинейного участка траектории изменяется знак ускорения. Если одному и тому же углу φ соответствуют несколько отрезков, относящихся к разным квазипрямолинейным участкам, то импульсов может быть несколько, и спектр оказывается модулированным. Характер модуляции и полная ширина спектра определяются параметрами импульсов. В простейшем случае двух симметричных импульсов ширина спектра обратно пропорциональ-

на длительности импульса, а частота модуляции – временному сдвигу импульсов. При начальном смещении электрона перпендикулярно оси пучка его траектория также имеет квазипрямолинейные участки, излучение на которых аналогично излучению несмещенных электронов. Это демонстрирует сопоставление рис.3 и 4.

В случае круговой поляризации электрон при движении по спирали излучает более равномерно, направление касательной к траектории изменяется по спирали. В каждом направлении в окрестности касательной излучаются короткие импульсы. При круговой поляризации длина участков, на которых движение электрона может рассматриваться как прямолинейное, много меньше, чем при линейной поляризации. Интенсивность генерируемых в определенном направлении импульсов в этом случае примерно на порядок меньше (рис.3 и 5).

Фазы различных спектральных компонент рассеянного излучения определяются исходным лазерным пучком и параметрами движения электрона. Интерференция этих компонент и приводит к генерации сверхкоротких импульсов.

Используемый в литературе способ расчета спектров, совмещающий процедуру вычисления потенциалов Лиенара–Вихерта (5) с одновременным расчетом их фурье-образа, может приводить к некорректным результатам. Примененное в данной работе последовательное вычисление параметров излучения, а затем параметров спектра позволяет избежать подобных ошибок.

В реальных средах в области каустики лазерного пучка находится огромное количество электронов, а излучаемые ими импульсы не синхронизованы во времени. Суммарное излучение из области каустики представляет собой импульс с очень широким спектром и длительностью, равной времени прохождения лазерного импульса по длине каустики. Анализ параметров спектра может быть использован для идентификации механизма его уширения. Вопросы о синхронизации электромагнитных импульсов, излучаемых отдельными электронами, выходят за рамки данной статьи.

5. Энергетический спектр электронов

При распространении релятивистски интенсивного лазерного импульса через газ на его переднем фронте происходит полная ионизация с образованием в области фокуса электронов с концентрацией n_e . Для вычисления их энергетического спектра область каустики разбивается на части плоскостями, перпендикулярными оси пучка. Каждая часть каустики, характеризуемая некоторым значением z_0 , делится далее на цилиндрические слои. Предполагается, что электроны, выбрасываемые из каждого такого слоя, имеют одинаковую остаточную кинетическую энергию. Полный энергетический спектр электронов является суммой спектров для этих слоев.

Расчеты показывают, что траектория электрона в поле линейно поляризованного лазерного импульса лежит в плоскости, проходящей через ось z и точку начального расположения электрона. Для упрощения записи последующих формул введем параметр $s \equiv z_0$. Остаточная кинетическая энергия электрона зависит от его смещения относительно оси $h = (x_0^2 + y_0^2)^{1/2}$ и начальной координаты s на оси как для круговой, так и для линейной поляризации пучка: $W_r(h, s)$. Полное число электронов, выбрасываемых из заполненной ионизованным газом области взаимодействия длиной L , есть

$$N = \iiint_V n_e dV = 2\pi \int_L ds \int_0^\infty n_e h dh.$$

С другой стороны, полное число электронов N можно представить в виде интеграла по энергетическому спектру электронов:

$$N = \int_0^\infty P(W_r) dW_r,$$

где $P(W_r)$ – число электронов с остаточными энергиями от W_r до $W_r + dW_r$.

Обратная функция $h(W_r, s)$ существует при каждом фиксированном значении s . Переходя от переменных интегрирования h, s к переменным W_r, s (используя при этом выражение для якобиана $\partial(h, s)/\partial(W_r, s) = |\partial h/\partial W_r|$), получаем

$$P(W_r) = 2\pi n_e \int_L h \left| \frac{\partial h}{\partial W_r} \right| ds = \pi n_e \int \left| \frac{\partial h^2}{\partial W_r} \right| ds. \quad (6)$$

При неоднозначности функции $W_r(h, s)$ в (6) суммирование следует проводить по ветвям однозначного решения. Для нормировки спектра используется константа $P_0 = \pi[n_e \lambda^3/(mc^2)](L/\lambda)$. Таким образом, расчет спектра (6) следует проводить с использованием функции $h^2(W_r)$, получаемой из зависимости $W_r(h)$.

Максимальная остаточная кинетическая энергия электрона W_r , выбрасываемого из зоны взаимодействия, зависит от максимальной энергии осцилляций в лазерном поле. Поэтому измерения высокоэнергетической части спектра электронов позволяют определить максимальную энергию осцилляций электрона в лазерном поле.

В работе [14] показано, что высокоэнергетическая часть спектра описывается выражением $P/P_0 \sim \exp[-W/(kT)]$, где T – некий параметр, «температура». Безразмерная «температура» $\theta = kT/(mc^2)$. Измерение T и лежит в основе метода диагностики максимальной интенсивности лазерного излучения в фокальной области.

Результаты расчета основных характеристик $W_r(h)$ для гауссова импульса ($\lambda = 800$ нм, $ct/\lambda = 11$, $\rho_0/\lambda = 8.5$, $n_e = 2.67 \times 10^{16}$ см⁻³) с интенсивностями $I_m/I_r = 10, 30$ и 100 приведены на рис.6,а.

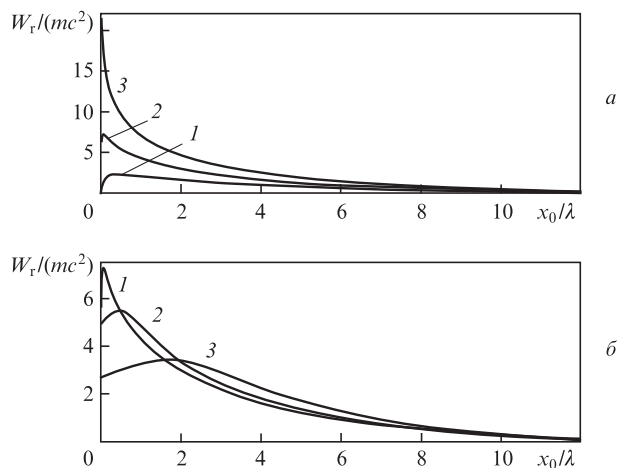


Рис.6. Зависимости остаточной кинетической энергии электрона $W_r/(mc^2)$ от его начального положения x_0/λ ($y_0 = 0, z_0 = 0$) при $I_m/I_r = 10$ (1), 30 (2) и 100 (3) (а) и при пороге ионизации 0 (1), 5.0×10^{15} (2) и 1.5×10^{17} Вт/см² (3) для $I_m/I_r = 30$ (б).

Рассмотренная выше динамика одиночного электрона предполагает его существование до появления меняющегося во времени лазерного поля. Если же электрон возникает в момент времени, когда интенсивность лазерного излучения в данной точке пространства достигает пороговых значений для многофотонной или туннельной ионизации, то в момент своего появления он испытывает сильный динамический удар. Это может привести к изменению его скорости и соответственно остаточной кинетической энергии W_r . В свою очередь это приведет к изменению зависимостей $W_r(h, s)$ (рис.6,б) и, следовательно, спектра (б). Оценим эти изменения. На рис.6,б кривая 1 соответствует электронам, первоначально имевшимся в каустике. Электронам, появляющимся в момент, когда интенсивность излучения равна пороговой для ионизации некоторого газа (например, порог для гелия составляет $\sim 5 \times 10^{15}$ Вт/см² [15]), соответствует кривая 2 на рис.6,б. Оценка «температуры» θ по зависимостям, приведенным на рис.6,б, дает разброс $\sim 3\%$. Даже при использовании газа с порогом ионизации $\sim 1.5 \times 10^{17}$ Вт/см² (кривая 3 на рис.6,б) погрешность не превышает 10%.

Энергия, регистрируемая детектором, может отличаться от остаточной энергии электрона, рассчитанной в предыдущем разделе. Во-первых, положительный заряд ионного облака действует на электроны и уменьшает их кинетическую энергию. Во-вторых, энергия электронов может изменяться из-за плазменных эффектов, например вследствие воздействия кильватерной волны. В-третьих, на динамику ансамбля электронов оказывает влияние кулоновское и магнитное (пинч-эффект) взаимодействия внутри облака вылетающих электронов. Вторым из упомянутых факторов существен для плазмы, т.е. когда ρ_0 сравнимо с дебаевским радиусом $r_D = [kT/(4\pi n_e e^2)]^{1/2}$. Если $\rho_0 \ll r_D$, плазменными эффектами можно пренебречь. Вклад пинч-эффекта при низких концентрациях электронов также мал. Магнитное взаимодействие может изменять направление движения электрона, но не его энергию.

Оценим влияние кулоновского взаимодействия вылетающих из области действия лазерного импульса электронов с остающимся положительным зарядом. Это можно сделать из следующих соображений. Пусть полное количество образовавшихся в каустике свободных электронов есть N_f . Тогда в каустике образуется положительный заряд $Q = eN_f$. Объем каустики могут покинуть только N_f^* электронов, кинетическая энергия которых больше или равна энергии притяжения этим положительным зарядом. С учетом выражения для спектра электронов имеет место следующее соотношение: $N_f^* = N_f \exp[-3N_f e^2 / (2\rho_0 kT)]$. При $n_e \sim 10^{16}$ см⁻³ величина $N_f^* \sim N_f$. Это значит, что практически все электроны покидают область каустики, а кулоновское взаимодействие с ионным облаком слабо меняет их выходную энергию.

Из проведенного выше анализа следует, что в предложенном методе диагностики максимальной интенсивности лазерного излучения газ в фокальной области должен иметь низкую плотность.

6. Выводы

1. Излучение электрона в поле короткого, релятивистски интенсивного лазерного импульса под некоторым заданным углом к оси пучка представляет собой электромагнитные импульсы с длительностью, значительно меньшей периода оптических колебаний. Основным механизмом генерации этих сверхкоротких импульсов является когерентное сложение излучения со всей длины имеющегося на траектории и ориентированного под заданным углом квазипрямолинейного отрезка в один сверхкороткий импульс. Поскольку длины этих квазипрямолинейных отрезков при линейной поляризации больше, чем при круговой, интенсивности излучаемых импульсов в первом случае больше, а их длительности меньше. Генерируемым импульсам соответствуют широкие спектральные распределения (вплоть до γ -диапазона). Асимптотика спектров может быть использована для подтверждения того или иного механизма их уширения.

2. Показано, что методика определения максимальной интенсивности лазерного излучения в фокусе по энергетическим спектрам ускоренных электронов может быть использована как при фокусировке излучения в предварительно созданную плазму, так и при ионизации газа самим лазерным импульсом.

Работа частично финансировалась фондом А.Гумбольдта и ВМБФ.

- 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*, **66**, 066501 (2002).
- Hartemann F.V., Fochs S.N., Le Sage G.P., Luhmann N.C., Woodworth J.G. Jr., Perry M.D., Chen Y.J., Kerman A.K. *Phys. Rev. E*, **51**, 4833 (1995).
- Wang P.X., Hua J.F., Lin Y.Z., Ho Y.K. *Phys. Lett. A*, **300**, 76 (2002).
- Галкин А.Л., Галстян А.М., Коробкин В.В., Романовский М.Ю., Ширяев О.Б. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 3, 31 (2007).
- Galkin A.L., Korobkin V.V., Romanovsky M.Yu., Shiryayev O.B. *Phys. Plasmas*, **15**, 023104 (2008).
- Szu-yuan Chen, Maksimchuk A., Umstadter D. *Nature*, **396**, 653 (1998); Ta Phuoc K., Rousseau A., Pittman M., Rousseau J.P., Malka V., Fritzier S., Umstadter D., Hulin D. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 195001 (2003).
- Lau Y.Y., Fei He, Umstadter D.P., Kowalczyk R. *Phys. Plasmas*, **10**, 2155 (2003).
- Ju Gao. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **39**, 1345 (2006); Pengfei Lan, Peixiang Lu, Wei Cao. *Phys. Plasmas*, **13**, 013106 (2006); Lee K., Kim B.H., Kim D. *Phys. Plasmas*, **12**, 043107 (2005).
- Галкин А.Л., Коробкин В.В., Романовский М.Ю., Ширяев О.Б. *Квантовая электроника*, **37** (10), 903 (2007).
- Галкин А.Л., Клинков В.К., Коробкин В.В., Романовский М.Ю., Ширяев О.Б. *Прикладная физика*, № 1, 65 (2009).
- Galkin A.L., Korobkin V.V., Romanovsky M.Yu., Shiryayev O.B. *Contrib. Plasma Phys.*, **49** (7-8), 593 (2009).
- Galkin A.L., Egorov V.A., Kalashnikov M.P., Korobkin V.V., Romanovsky M.Yu., Shiryayev O.B., Trofimov V.A., Vorobyev A.A. *Contrib. Plasma Phys.*, **49** (7-8), 544 (2009).
- Quesnel B., Mora P. *Phys. Rev. E*, **58**, 3719 (1998).
- Galkin A.L., Kalashnikov M.P., Klinkov V.K., Korobkin V.V., Romanovsky M.Yu., Shiryayev O.B. *Phys. Plasmas*, **17**, 053105 (2010).
- Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением* (М.: Физматлит, 2001).