

УДК 533.9

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ В СВЕРХСИЛЬНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

*Е.Н. Неруш, И.Ю. Костюков*

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

*E-mail: kost@appl.sci-nnov.ru*

Приводится описание кода QUILL, позволяющего моделировать квантовые процессы в сильном лазерном поле, например, процессы излучения электронами жестких фотонов и процессы распада фотонов с образованием электрон-позитронных пар. Учет данных процессов необходим во многих экспериментах по взаимодействию сверхсильного лазерного излучения с веществом. Приведены примеры результатов численного моделирования в различных задачах.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время достигнуты интенсивности лазерного излучения порядка  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>. В ближайшее время планируется увеличение интенсивности лазерного излучения на три порядка [1]. При столь высоких интенсивностях излучения движение заряженных частиц в лазерном импульсе становится ультрарелятивистским, кроме того, возникает необходимость учитывать силу радиационного трения, а также квантовые эффекты, например, квантовую отдачу при излучении электроном фотона и распад жестких фотонов с образованием электрон-позитронных пар. Эти эффекты могут существенно влиять на движение заряженных частиц и их энергетические спектры, что может оказаться важным для таких приложений, как ускорение электронов и ионов, генерация высоких гармоник и т. д.

Одним из наиболее распространенных способов исследования взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом является численное моделирование, использующее метод частиц в ячейках (particle-in-cell, PIC). Нами разработан код QUILL (QUantum Intense-Laser-matter interaction simuLation), использующий PIC-метод и метод Монте-Карло для моделирования процессов излучения и распада фотонов в лазерной плазме. В коде QUILL для описания вероятностей процессов используются результаты квазиклассического подхода Байера-Каткова. В рамках этого подхода для описания движения электрона используются квазиклассические волновые функции. Возможность их использования объясняется тем, что энергия электрона много больше энергии нижнего уровня и расстояния между энергетическими уровнями в рассматриваемых электромагнитных полях. Вероятность процесса рассчитывается с использованием выражений, получаемых в первом порядке теории возмущений. Полученные Байером и Катковым формулы для вероятности излучения и спектрального распределения вероятности синхротронного излучения справедливы в очень широкой области параметров и могут быть применены как в классическом (при энергии излученного фотона, много меньшей энергии элек-

трона), так и в квантовом (энергия излученного фотона порядка начальной энергии излучившего его электрона) пределах. Таким образом, можно считать, что электрон движется по классической траектории, однако в некоторые моменты времени излучает фотон в направлении своего движения, теряя при этом энергию, равную энергии фотона. Из этой теории также следует, что определяющим параметром, отделяющим квантовую область от классической, является параметр  $\chi = E_{\perp} \gamma / E_{cr}$ , где  $E_{cr} = m^2 c^3 / (|e| \hbar)$  – швингеровское поле [2];  $E_{\perp}$  – поперечная (по направлению к скорости) сила, деленная на модуль заряда электрона;  $\chi \ll 1$  соответствует классической области,  $\chi \gg 1$  – квантовой.

Следует отметить, что метод Монте-Карло может быть использован и для описания синхротронного излучения (и силы радиационного трения) в классическом пределе, поскольку в классическом пределе излучение фотонов происходит достаточно редко.

### 2. МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО

В PIC-кодах, как правило, для вычисления траектории движения квазичастиц используется метод Борнса. В этом методе в качестве начальных условий на шаге используются значения импульса и координаты в некоторые моменты времени:  $p^n$  и  $r^{n+1/2}$ , где верхний индекс обозначает соответствующий момент времени (например,  $n$  обозначает момент времени  $t = n\Delta t$ ,  $\Delta t$  – шаг по времени в программе). При квантовых расчетах шаг сетки, необходимый для правильного описания вероятностей процессов, много меньше, чем шаг, необходимый для достаточно точного описания движения частицы.

Шаг, используемый в программе, может быть в десятки и сотни раз меньше длины волны лазерного излучения, поэтому приближенно в выражениях для вероятностей квантовых процессов можно использовать значение поля в момент времени  $n+1/2$  вместо значения поля в момент времени  $n$ . Таким образом, можно считать, что нам известно распределение вероятности излучения в единицу времени

по частоте  $w(\omega)$ , а также распределение вероятности рождения электрон-позитронной пары в момент времени, соответствующий  $n$ . Остановимся подробно на процессе излучения. Разобьем интервал частот от 0 до  $\varepsilon/\hbar$  на отрезки длиной  $\Delta\omega$ . Выберем интервал времени  $\tau$  такой, что  $w(\omega)\tau\Delta\omega \ll 1$  для характерных частот, соответствующих максимуму в распределении интенсивности излучения по частоте. Вероятность излучения фотона за время  $\tau$  в частотном интервале  $[i\Delta\omega, (i+1)\Delta\omega]$  приближенно равна  $w[(i+1/2)\Delta\omega]\tau\Delta\omega$ . Если эта величина оказывается больше случайной величины  $f$ , имеющей равномерное распределение на отрезке  $[0,1]$ , то происходит излучение фотона на частоте  $(i+1/2)\Delta\omega$ . Перебор частот можно осуществить, организовав цикл по  $i$ , однако можно избежать этого, выбрав  $\tau = \Delta t \text{floor}[\varepsilon/(\hbar\Delta\omega)]$ . При этом, очевидно, вместо цикла по  $i$  используем цикл по времени, на каждом временном шаге вычисляя только одно значение вероятности для некоторой частоты. Для того чтобы сгладить дискретность частотного интервала и избавиться от возможных паразитных эффектов, связанных с его последовательным прохождением, можно вместо последовательного перебора частот воспользоваться следующим способом. Вычислим случайную величину  $g$ , имеющую равномерное распределение на отрезке  $[0,1]$  и с использованием этой величины вычислим частоту излучения  $\omega = \varepsilon g/\hbar$ .

Таким образом, в коде QUILL на каждом шаге по времени для каждого электрона с использованием равномерного распределения на отрезке  $[0,1]$  вычисляются два случайных числа:  $f$  и  $g$ . После этого вычисляется частота излучения  $\omega = \varepsilon g/\hbar$  и вероятность излучения на данной частоте  $w(\omega)$ . Далее величина  $w(\omega)\varepsilon\Delta t/\hbar$  сравнивается с  $f$ , и, если оказывается, что она меньше, чем  $f$ , происходит излучение фотона на частоте  $\omega$ . Следовательно, в расчетную область добавляется фотон с теми же координатами и направлением скорости, что и у излучившего его электрона. Импульс фотона равен  $\hbar\omega$ . Это значение вычитается из импульса электрона, излучившего этот фотон (угол между направлением скорости излученного фотона и излучившего его электрона  $\sim 1/\gamma$  считается пренебрежимо малым). Легко проверить, что такой способ дает верное распределение вероятности излучения. Вероятность того, что на временном интервале  $\Delta t$  частота излучения попадет в интервал  $\Delta\Omega$ , равна  $\hbar\Delta\Omega/\varepsilon$ , вероятность излучения равна  $w(\omega)\varepsilon\Delta t/\hbar$ , а произведение этих величин даст вероятность излучения фотона за время  $\Delta t$  на частоте  $\omega$  в интервале частот  $\Delta\Omega$ :  $w(\omega)\Delta\Omega\Delta t$ .

В данном методе, как уже было отмечено выше, решение об излучении фотона принимается по результатам сравнения величин  $f \in [0,1]$  и  $w(\omega)\varepsilon\Delta t/\hbar$ . Можно заметить, что если в некотором

интервале частот  $(\Omega, \Omega + \Delta\Omega)$  величина  $w(\Omega)\varepsilon\Delta t/\hbar > 1$ , то получаемое в программе распределение вероятности в этом интервале будет равно не  $w(\Omega)$ , а  $\hbar/(\varepsilon\Delta t)$ . Таким образом, предлагаемый алгоритм принятия решения об излучении фотона применим только в том случае, если для существенных частот задачи выполнено условие  $w(\omega)\varepsilon\Delta t/\hbar < 1$ . Существенными частотами следует считать те частоты, на которых излучается значительная энергия, т.е. частоты, лежащие вблизи максимума спектра интенсивности. Например, для синхротронного спектра  $w(\omega)$  стремится к бесконечности на малых частотах, однако энергия, уносимая низкочастотными фотонами, пренебрежимо мала. При использовании предлагаемого алгоритма количество низкочастотных фотонов будет во много раз меньше, чем в реальной ситуации, однако этот факт, практически, не скажется на энергетических спектрах электронов. Кроме того, для учета низкочастотных фотонов не будут расходоваться компьютерные ресурсы.

Таким образом, необходимым условием применимости данного алгоритма является следующее:  $w(\omega_m)\varepsilon\Delta t/\hbar < 1$ , где  $\omega_m$  – частота, соответствующая максимуму спектральной интенсивности. Другое условие применимости связано с тем, что мы предполагали, что на времени одного шага  $\Delta t$  излучается не более одного фотона. Это предположение справедливо, если  $W\Delta t \ll 1$ , где  $W$  – полная вероятность излучения в единицу времени. Для широкого спектра, ширина которого порядка начальной энергии электрона, деленной на постоянную Планка, второе условие оказывается более жестким, чем первое. Для достаточно узкого спектра (например, в классическом пределе ширина спектра порядка  $\omega_m$ , а  $\omega_m \ll \varepsilon/\hbar$ , а при  $\chi \gg 1$  спектр прижат к  $\omega = mc^2\gamma/\hbar$ ) первое условие может стать достаточно жестким. Однако в этом случае можно выбрать более узкий интервал частот, содержащий существенные частоты. Как и ранее, с помощью одного числа, имеющего равномерное распределение, можно выбирать частоты из этого интервала, а с помощью другого ( $f$ ) принимать решение об излучении фотона. При сравнении с числом  $f$ , как и ранее, следует умножать  $w(\omega)$  на  $\Delta t$  и ширину частотного интервала, которая теперь не равна  $\varepsilon/\hbar$ . Таким образом, ограничение  $w(\omega_m)\varepsilon\Delta t/\hbar$  оказывается преодолимым, если выполнено условие  $W\Delta t \ll 1$ , которое, следовательно, является единственным условием применимости данного алгоритма принятия решения об излучении фотона. В то же время стандартные условия применимости PIC-моделирования также должны быть выполнены, в частности, число частиц должно быть достаточным для корректной аппроксимации функции распределения. Аналогичным образом работает численная схема, описывающая рождение электрон-позитронной пары в результате распада фотона в сильном поле.

Оказывается, что полная вероятность излучения в единице времени в интенсивных электромагнитных полях может быть достаточно велика. Например, при столкновении электронного пучка с лазерным импульсом эта вероятность может быть оценена как отношение мощности синхротронного излучения к  $\hbar\omega_m$ . При этом оказывается, что для выполнения условия  $W\Delta t \ll 1$  необходимо использовать временной шаг  $\Delta t \sim 137/(a_0\omega)$ , где  $a_0$  – нормированная на  $mc\omega/|e|$  амплитуда электрического поля лазерного импульса. Таким образом, при  $a_0 \gg 100$  необходимо использовать временной шаг, много меньший периода лазерной волны, при этом он может оказаться меньше, чем временной шаг, достаточный для получения нужной точности в решении уравнений Максвелла и уравнений движения частиц.

Достоинством данного метода вычислений является то, что при его использовании не возникает необходимости в генерации случайных чисел, имеющих распределение, отличное от равномерного. Следует также отметить, что в коде QUILL для вычисления функции  $w(\omega)$  используются аппроксимационные формулы, дающие достаточно хорошее совпадение с квазиклассическими формулами, приведенными, например в [2], как в квантовом, так и в классическом пределах.

### 3. ПРОВЕРКА ЧИСЛЕННОЙ СХЕМЫ

Для проверки численной схемы использовали следующие тесты. Сначала проверялось излучение сгустка релятивистских электронов в сильном магнитном поле. Для сгустка из 2000 электронов рассчитывалось среднее время излучения первого фотона. Для его вычисления находилась сумма времени излучения электронов, которая делилась на число электронов в сгустке. Согласно теории характерное время излучения фотона электроном в результате магнитотормозного излучения определяется выражением;

$$t_{rad} = W_{rad}^{-1},$$

$$W_{rad} = \frac{\alpha}{\pi 3\sqrt{3}} \frac{mc^2}{\hbar\gamma} \int_0^\infty \frac{5x^2 + 7x + 7}{(1+x)^3} K_{2/3}\left(\frac{2x}{3\chi}\right) dx, \quad (1)$$

где  $\alpha = e^2/\hbar c$  – постоянная тонкой структуры;  $K_{2/3}(x)$  – модифицированная функция Бесселя. Для электрона с энергией  $\gamma = 10^4$  и поперечного магнитного поля с напряженностью  $B = 1.3 \cdot 10^9$  Гс квантовый параметр равен  $\chi \approx 0.3$ , а характерное время излучения электрона, согласно формуле (1), равно  $t_{rad} \approx 5.6 \cdot 10^{-15}$  с. Среднее время излучения, полученное из моделирования,  $t_{rad,sim} \approx 5.8 \cdot 10^{-15}$  с. Для других параметров результаты следующие. Для  $\gamma = 10^5$  и  $B = 1.3 \cdot 10^9$  Гс:  $\chi \approx 3$ ,  $t_{rad} \approx 7.9 \cdot 10^{-15}$  с и  $t_{rad,sim} \approx 7.8 \cdot 10^{-15}$  с; для  $\gamma = 10^6$  и  $B = 1.3 \cdot 10^9$  Гс имеем  $\chi \approx 30$ ,  $t_{rad} \approx 1.45 \cdot 10^{-14}$  с и  $t_{rad,sim} \approx 1.34 \cdot 10^{-14}$  с; для  $\gamma = 10^5$  и  $B = 1.3 \cdot 10^{10}$  Гс:  $\chi \approx 30$ ,  $t_{rad} \approx 1.4 \cdot 10^{-15}$  с и  $t_{rad,sim} \approx 1.4 \cdot 10^{-14}$  с; для  $\gamma = 10^4$  и  $B = 1.3 \cdot 10^{10}$  Гс:  $\chi \approx 3$ ,

$t_{rad} \approx 7.9 \cdot 10^{-16}$  с и  $t_{rad,sim} \approx 8.1 \cdot 10^{-16}$  с; для  $\gamma = 10^3$  и  $B = 1.3 \cdot 10^{10}$  Гс:  $\chi \approx 0.3$ ,  $t_{rad} \approx 5.6 \cdot 10^{-16}$  с и  $t_{rad,sim} \approx 7.4 \cdot 10^{-16}$  с. Как следует из полученных результатов, данные, полученные из моделирования, находятся в хорошем согласии с данными, следующими из формулы (1).

Аналогичным образом проверялось рождение пар в результате распада фотона в сильном магнитном поле. Для сгустка из 2000 фотонов рассчитывалось время рождения пары. Согласно теории характерное время рождения пары в результате распада фотона в сильном магнитном поле определяется выражением:

$$t_{pair} = W_{pair}^{-1},$$

$$W_{pair} = \frac{\alpha}{\pi 3\sqrt{3}} \frac{mc^2}{\hbar\varepsilon} \int_0^1 \frac{9-x^2}{1-x^2} K_{2/3}\left(\frac{8}{3\kappa(1-x^2)}\right) dx, \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  – энергия фотона. Для фотона с энергией  $\varepsilon = 5.1 \cdot 10^9$  эВ и поперечного магнитного поля с напряженностью  $B = 1.3 \cdot 10^{10}$  Гс квантовый параметр  $\kappa \approx 3$ , а характерное время излучения электрона, согласно формуле (2),  $t_{pair} \approx 7.9 \cdot 10^{-15}$  с. Среднее время излучения, полученное из моделирования,  $t_{pair,sim} \approx 8.7 \cdot 10^{-15}$  с. Для других параметров результаты следующие. Для  $\varepsilon = 1 \cdot 10^{10}$  эВ и  $B = 1.3 \cdot 10^{10}$  Гс:  $\kappa \approx 6$ ,  $t_{pair} \approx 5.7 \cdot 10^{-15}$  с и  $t_{pair,sim} \approx 6.1 \cdot 10^{-15}$  с; для  $\varepsilon = 5.1 \cdot 10^8$  эВ и  $B = 1.3 \cdot 10^{11}$  Гс:  $\kappa \approx 3$ ,  $t_{pair} \approx 7.6 \cdot 10^{-16}$  с и  $t_{pair,sim} \approx 7.6 \cdot 10^{-16}$  с; для  $\varepsilon = 5.1 \cdot 10^9$  эВ и  $B = 1.3 \cdot 10^{11}$  Гс:  $\kappa \approx 30$ ,  $t_{pair} \approx 5.9 \cdot 10^{-16}$  с и  $t_{pair,sim} \approx 6.1 \cdot 10^{-16}$  с. Как следует из полученных результатов, данные, полученные из моделирования, находятся в хорошем согласии с данными, следующими из формулы (2).

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В последнее время достаточно актуальной является задача о столкновении лазерного импульса с ультрарелятивистским электронным пучком. На пролетающие сквозь лазерный импульс электроны действует большая поперечная сила со стороны полей лазерного импульса, из-за чего электроны интенсивно излучают и теряют энергию. Подобная схема эксперимента может быть использована для проверки квантовой электродинамики [3] или для описания движения электронов с введением силы радиационного трения в классическом пределе [4]. Код QUILL позволяет провести моделирование задачи столкновения лазерного импульса с электронным пучком в различных режимах.

Одним из основных параметров задачи является параметр  $\chi$ . Для электрона, сталкивающегося с лазерным импульсом, справедлива оценка  $\chi \sim a_0 \hbar \omega / m$ . Здесь считаем, что  $\gamma \gg a_0^2$ , и направление распространения лазерного импульса противоположно направлению распространения электронного пучка. Другим важным параметром

является характерное время излучения одного фотона. Его можно оценить как отношение характерной энергии фотона  $\hbar\omega_m$  к мощности излучения. Используя выражения для мощности излучения в квантовом и классическом пределах из [2] и учитывая, что в классическом пределе  $\omega_m \sim a_0\gamma^2\omega$ , а в квантовом –  $\hbar\omega \sim mc^2\gamma$ , можно написать выражение для характерного времени излучения фотона  $t_{W^{-1}}$ , справедливое как в классическом, так и в квантовом пределах:

$$l_{W^{-1}} \sim \frac{\hbar c}{e^2} (1 + \chi^{1/3}) l_{1/\gamma}, \quad (3)$$

где  $l_{W^{-1}}$  – путь, пройденный электроном за время  $t_{W^{-1}}$ ;  $l_{1/\gamma}$  – длина формирования излучения, равная пути, который пройдет электрон за то время, на котором направление его скорости отклонится на угол  $1/\gamma$ ;  $l_{1/\gamma} \sim c/(a_0\omega)$ . Из точного решения задачи о движении электрона в поле лазерного импульса с учетом силы радиационного трения в форме Ландау-Лифшица [5] можно получить выражение для гамма-фактора электрона после пролёта через линейно поляризованный гауссов лазерный импульс ( $E \propto \exp(-(x-t)^2/\sigma_x^2)$ ), здесь и далее считаем  $c = 1$ , длину нормируем на  $c/\omega$ ):

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{1 + r a_0^2 \gamma_0 \sigma_x \sqrt{\pi/2}}, \quad (4)$$

где  $\gamma_0$  – начальный гамма-фактор электрона,  $r = 4\pi e^2 / (3mc^2 \lambda)$ .

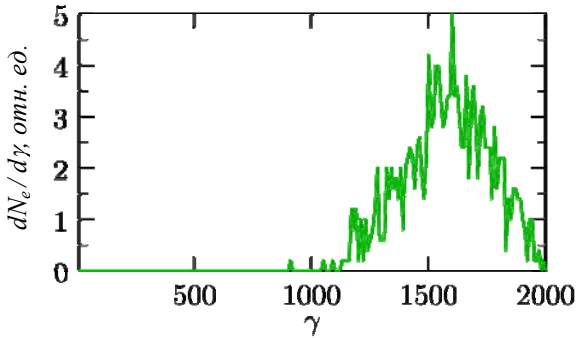


Рис.1. Спектр электронного пучка после столкновения с лазерным импульсом;  $a_0=5$ ,  $\sigma_x=200$ ,  $\gamma_0=2000$

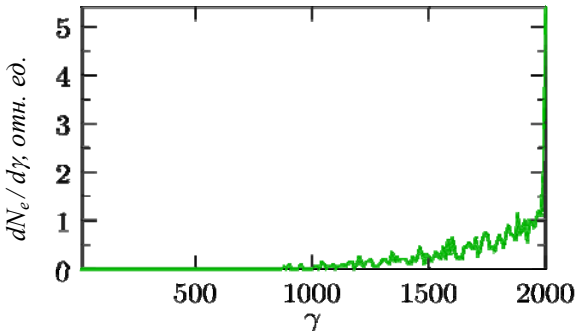


Рис.2. Спектр электронного пучка после столкновения с лазерным импульсом;  $a_0=20$ ,  $\sigma_x=10$ ,  $\gamma_0=2000$

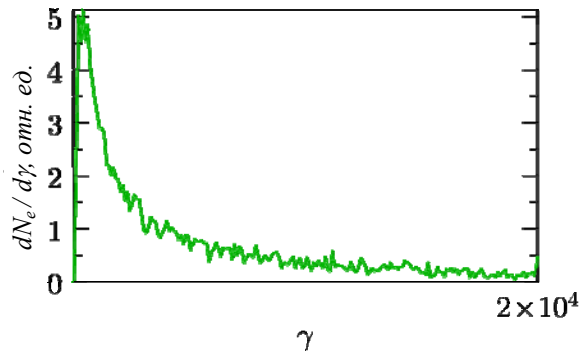


Рис.3. Спектр электронного пучка после столкновения с лазерным импульсом;  $a_0=100$ ,  $\sigma_x=10$ ,  $\gamma_0=20000$

На Рис.1-3 показаны энергетические спектры сгустков электронов, полученные с помощью численного моделирования в различных режимах взаимодействия электронного пучка с линейно поляризованным лазерным импульсом ( $\lambda=0.8$  мкм). Предполагается, что ширина лазерного импульса много больше ширины электронного пучка. Рис.1 соответствует следующим параметрам:  $a_0=5$ ,  $\sigma_x=200$ ,  $\gamma_0=2000$ , при этом  $\chi \sim 0.03 \ll 1$ ,  $l_{W^{-1}} \sim 30$ . Данные параметры соответствуют классическому режиму излучения, однако отношение  $\sigma_x/l_{W^{-1}}$  не очень велико. Из этого следует, что электроны испускают не очень большое количество фотонов и разброс как по количеству излученных фотонов, так и по потерянной энергии может быть значительным, чем и объясняется большая ширина энергетического спектра (см. Рис.1). Следует отметить, что в рамках классической электродинамики энергия фотона бесконечно мала, и ширина энергетического спектра стремится к нулю, при этом гамма-фактор электронов в рамках классической электродинамики после взаимодействия равен  $\gamma=1580$  (см. уравнение (4)), что находится в хорошем соответствии со средним гамма-фактором ( $\gamma=1568$ ), полученным из спектра на Рис.1, несмотря на большую ширину энергетического спектра. Таким образом, в некоторых случаях следует учитывать квантовый характер излучения даже при  $\chi \ll 1$ .

Рис.2 соответствует параметрам  $a_0=20$ ,  $\sigma_x=10$ ,  $\gamma_0=2 \cdot 10^3$ , при этом  $\chi \sim 0.1$ ,  $l_{W^{-1}} \sim 10$ . В данном случае  $\sigma_x/l_{W^{-1}} \sim 1$ , электроны в среднем за время взаимодействия излучают по одному фотону. Некоторые электроны вообще не излучают фотонов, о чем свидетельствует пик в спектре при  $\gamma=2000$ . Кроме того, средние потери энергии электронов порядка величины энергетического разброса. Рис.3 соответствует параметрам  $a_0=100$ ,  $\sigma_x=10$ ,  $\gamma_0=20000$ , при этом  $\chi \sim 6$ ,  $l_{W^{-1}} \sim 1$ . Электроны теряют значительную часть начальной энергии, кроме того, для большого числа излученных фотонов  $k \geq 1$ . Часть этих фотонов распадается в поле лазерного импульса с образованием электрон-позитронных пар, что и наблюдается в численном эксперименте.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами разработан код QUILL, позволяющий моделировать квантовые процессы в сильном лазерном поле, например, процессы излучения электронами жестких фотонов и процессы распада фотонов с образованием электрон-позитронных пар. Учет данных процессов необходим во многих экспериментах по взаимодействию сверхсильного лазерного излучения с веществом. Код основан на численной схеме, использующей метод частиц в ячейках и метод Монте-Карло. Предполагается дальнейшее развитие кода, в частности, разработка модуля «слипания макрочастиц» для предотвращения переполнения вычислительной памяти при сверхбыстром развитии электромагнитного каскада-лавины, состоящей из фотонов и ускоряемых в сильном поле электронов и позитронов.

Результаты получены при проведении поисковой научно-исследовательской работы в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013гг. и

при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

## ЛИТЕРАТУРА

1. <http://www.exstreme-light-infrastructure.eu/>
2. В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Теоретическая физика, Квантовая электродинамика* // М.: «Физматлит», 2002, т.IV.
3. C. Bamber, et al. Studies of nonlinear QED in collisions of 46.6 GeV electrons with intense laser pulses // *Physical Review D*. 1999, v.60, p.092004.
4. A.Di Piazza, K.Z. Hatsagortsyan, C.H. Keitel. Strong Signatures of Radiation Reaction Below the Radiation-Dominated Regime // *Physical Review Letters*. 2009, v.102, p.254802.
5. A.Di Piazza. Exact solution of the Landau-Lifshitz equation in a plane wave // arXiv: 0801.1751v2 [physics.optics], 2008.

*Статья поступила в редакцию 09.06.2010 г.*

## MODELLING OF QED EFFECTS IN SUPERSTRONG LASER FIELD

*E.N. Nerush, I.Yu. Kostyukov*

The new PIC-Monte-Carlo code QUILL that allows to model QED effects in superstrong laser field is presented. Such effects as photon emission and pair production can be modeled. These effects should be taken into account in simulations of interactions of high-intense laser pulses with matter. The results of numerical simulations are discussed.

## МОДЕЛЮВАННЯ ЕФЕКТІВ КВАНТОВОЇ ЕЛЕКТРОДИНАМІКИ У НАДСИЛЬНОМУ ЛАЗЕРНОМУ ПОЛІ

*Є.Н. Неруш, І.Ю. Костюков*

Наведено опис коду QUILL, що дозволяє моделювати квантові процеси в сильному лазерному полі, наприклад, процеси випромінювання електронами жорстких фотонів і процеси розпаду фотонів з утворенням електрон-позитронних пар. Облік даних процесів необхідний в багатьох експериментах із взаємодії надсильного лазерного випромінювання з речовиною. Наведені приклади результатів чисельного моделювання в різних завданнях.