

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ В СИЛЬНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОЛЯХ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

И.Ю. Костюков, Е.Н. Неруш

Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия

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

Исследованы особенности излучения фотонов сгустками высокоэнергетических электронов в плазменных полях, генерированных мощным лазерным импульсом. Вычислена вероятность испускания энергетического фотона релятивистским электроном в сильном плазменном поле. Разработан модуль для PIC-кода, позволяющий моделировать излучение ультрарелятивистских электронов в лазерной плазме в квантовом режиме, когда энергия излучаемого фотона близка к энергии электрона. Представлены и обсуждаются результаты численного моделирования излучения ультрарелятивистского электронного пучка в плазменной полости, возбуждаемой лазерным импульсом.

1. ВВЕДЕНИЕ

Энергия электронов, ускоренных в плазменной волне, возбуждаемой мощным лазерным импульсом, недавно перешагнула барьер в 1 ГэВ [1]. В последнее время обсуждаются различные плазменные схемы, состоящие из нескольких стадий, где энергия ускоренных электронов может достигать сотен гигаэлектронвольт. Поскольку интенсивность плазменных полей достаточно высокая, то при таких энергиях электронов становятся существенными различные квантовые эффекты [2].

Следует отметить, что до настоящего времени для исследования квантовых эффектов энергетических частиц в сильных полях, используются кристаллические мишени и лазерные поля, где достигаются в лабораторных условиях рекордные интенсивности. Так, вдоль кристаллографических осей и плоскостей кристаллов напряженность электрического поля может достигать 10^{11} В/см. Когда ультрарелятивистский электрон с энергией в сотни гигаэлектронвольт (энергия, достижимая для современных ускорителей, основанных на обычной схеме) движется вдоль этих плоскостей, электрическое поле в системе отсчета электрона может достигать критического значения $E_{cr} = m^2 c^3 / (e\hbar) \approx 10^{16}$ В/см. При таких интенсивностях становятся существенными квантовые эффекты. Среди интересных эффектов, наблюдавшихся в экспериментах по взаимодействию электронных пучков с кристаллами, можно отметить квантовую отдачу при излучении фотона, рождение электрон-позитронных пар, переворачивание спина и т.д. [3].

2. КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИЛЬНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОЛЯХ

Квантовые эффекты в сильном электромагнитном поле характеризуются инвариантами

$\chi = e\hbar/(m^3 c^5) |F_{\mu\nu} p_\nu| \approx \gamma(F_\perp/eE_{cr})$ и $\Upsilon \approx (\hbar\omega/mc^2)(F_\perp/eE_{cr})$, где $F_{\mu\nu}$ – тензор электромагнитного поля, p_μ – четырехвектор частицы, $\hbar\omega$ – энергия фотона, F_\perp – поперечная сила, действующая на релятивистский электрон, $\varepsilon = \gamma mc^2$ – энергия электрона. χ определяет отношение напряженности электрического поля в системе отсчета, связанной с электроном, к напряженности критического поля E_{cr} . Υ определяет взаимодействие фотона с электромагнитным полем. Квантово-электродинамические эффекты становятся существенными при $\chi \geq 1$ или $\Upsilon \geq 1$. Если $\chi \gg 1$, то $\hbar\omega \approx \varepsilon$, и квантовая отдача электрона, связанная с испусканием фотона, становится значительной.

Если электрон движется в поле плазменной полости, генерированной ультрарелятивистским лазерным импульсом, то поперечная сила, действующая на электрон со стороны плазменного поля, равна $F_\perp \approx m\omega_p^2 r / 2$, где r – расстояние от электрона до оси полости [4]. Действие силы F_\perp приводит к поперечным бетатронным колебаниям ультрарелятивистского электрона в полости и эффективному излучению энергетических фотонов [5]. Инварианты для плазменного поля могут быть представлены в виде $\chi \approx 10^{-6} \gamma$ и $\Upsilon \approx 10^{-6} (\hbar\omega/mc^2)$ для параметров $n_0 \approx 10^{19}$ см⁻³ и $r = 15$ мкм. Как следует из полученных выражений, инварианты становятся близки к единице при энергиях частиц около 500 ГэВ. При плотности плазмы $n_0 = 10^{20}$ см⁻³ пороговое значение энергии электрона, выше которой излучение фотона носит квантовой характер, близко к 50 ГэВ.

Движение релятивистского электрона в поле плазменной полости является квазиклассическим, в то время как сам процесс излучения фотона может быть квантовым, поскольку энергия фотона растет как квадрат энергии электрона и может быть близка к ε . В этом случае удобно описать генерацию излучения в квантовом режиме квазиклассическим операторным методом. Угловое и частотное распределение энергии, излучаемой релятивистским электроном в плазменной полости, имеет вид [2]:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega_n} = 2e^2\omega^2\rho^2 N_b 3\pi^2 c^3 \gamma^4 (1 + \Psi^2) \times \left\{ K_{1/3}^2(x) \left[12(\hbar\omega\varepsilon')^2 + \Psi^2\varepsilon^2 + \varepsilon'^2 2\varepsilon'^2 \right] + (1 + \Psi^2)\varepsilon^2 + \varepsilon'^2 2\varepsilon'^2 K_{2/3}^2(x) \right\}, \quad (1)$$

где $\Psi = \gamma\psi$, $x = (1/3)(\varepsilon/\varepsilon')(\omega\rho/c)\gamma^{-3}(1+\psi^2)^{3/2}$, $\varepsilon' = \varepsilon - \hbar\omega$ – энергия электрона после излучения фотона, ψ – угол между n и $v(t_k)$, t_k – момент времени испускания фотона, определяемый точкой перевала $\mathbf{n} \cdot \dot{\mathbf{v}}(t_k) \approx 0$, ρ – радиус кривизны электронной траектории в момент $t = t_k$, N_b – количество бетатронных колебаний, совершаемых электроном в плазменной полости, $K_\nu(x)$ – модифицированная функция Бесселя. Пространственное распределение плазменного поля учитывается через классическую траекторию электрона, определяемую $v(t)$ и $r(t)$.

Удобно ввести нормированную мощность излучения $dQ/d\xi = dP/d(\hbar\omega)$, где $Q = P/\varepsilon$, $\xi = \hbar\omega/\varepsilon$, $P = dW/dt$ – мощность излучения. Выражение для нормированного спектра излучения имеет вид:

$$\frac{dQ}{d\xi} = \frac{\alpha c}{\sqrt{3}\pi\lambda_c} \frac{\xi}{\gamma} \quad (2)$$

$$\times \left[\left(1 - \xi + \frac{1}{1 - \xi} \right) K_{2/3}(\delta) - \int_\delta^\infty K_{1/3}(s) ds \right],$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$ – постоянная тонкой структуры, $\lambda_c = \hbar/mc$ – комптоновская длина волны, $\delta = 2\xi/3(1 - \xi)\chi$. Параметр χ определяется параметрами плазменной полости – $\chi \approx \hbar\gamma\omega_p^2 r / (2mc^3)$.

Выражение для мощности излучения по всему частотному спектру может быть получено интегрированием выражения (2) по энергии фотона. Так же, как в теории излучения электрона в магнитном поле или поле кристалла, мощность излучения в классическом пределе с учетом квантовых поправок имеет вид:

$$P/P_{cl} \approx 1 - 55\sqrt{3}\chi/16 + 48\chi^2,$$

где $P_{cl} \approx \gamma^2 \omega_p^4 r_0^2 / 12c^3$ – мощность излучения электрона в плазменной полости в классическом пределе. В квантовом пределе $\chi \gg 1$ мощность излучения принимает вид $P/P_{cl} \approx 1.2\chi^{-4/3}$. Как следует из полученных выражений, радиационные потери в плазменных полях пропорциональны энергии электрона в степени 2/3 в квантовом режиме излучения ($\chi \gg 1$), в то время как в классическом пределе потери пропорциональны энергии электрона в квадрате.

Помимо излучения фотона релятивистским электроном в плазменном поле возможен обратный квантовый эффект – рождение электрон-позитронной пары энергетическим фотоном в плазменном поле. С точки зрения квантовой электродинамики это два перекрестных канала одной и той же реакции. Вероятность образования электрон-позитронной пары $w_p(\Upsilon, \varepsilon)$ может быть вычислена с помощью операторного квазиклассического метода, использованного выше для описания излучения фотона [2]. Она определяется параметром $\Upsilon \approx (1/2)(\hbar\omega/mc^2)(\hbar\omega_p/mc^2)(r\omega_p/c)$.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАНТОВЫХ ЭФФЕКТОВ ПОНДЕРОМОТОРНЫМ PIS-КОДОМ

Для моделирования генерации фотонов разработан модуль, работающий совместно с пондеромоторным PIS-кодом, позволяющим моделировать образование пучков ультрарелятивистских электронов в лазерной плазме. Основным приближением пондеромоторного PIS-кода является описание воздействия лазерного поля на плазменные электроны через пондеромоторный потенциал. В отличие от ранее разработанного «квазистатического» PIS-кода [6], где электромагнитное поле описывалось квазистатическими уравнениями, в данном аксиальносимметричном PIS-коде численно интегрируются непосредственно уравнения Максвелла, что позволяет корректно описать важные кинетические эффекты и, в частности, захват плазменных электронов в нелинейную плазменную волну.

Пусть в момент времени t_0 происходит испускание фотона электроном ультрарелятивистского пучка. С помощью модуля вычисляется $t_{ph} = 1/W_{ph}$ – характерное время излучения фотона, равное обратной вероятности излучения фотона в единицу времени:

$$W_{ph} = \frac{\alpha c}{3\sqrt{3}\pi\gamma\lambda_c} \int_0^\infty \frac{5s^2 + 7s + 5}{(1+s)^3} K_{2/3}\left(\frac{2s}{3\chi}\right) ds, \quad (3)$$

где χ вычисляется с помощью значения F_\perp для данного электрона в момент t_0 . В этот момент также вычисляются угловое и частотное распределения энергии излучения. На отрезке

времени $[t_0; t_0 + t_{ph}]$ учитывается изменение импульса электрона из-за эффекта отдачи. В момент $t_0 + t_{ph}$ происходит испускание данным электроном следующего фотона, находятся характеристики излучения и так далее.

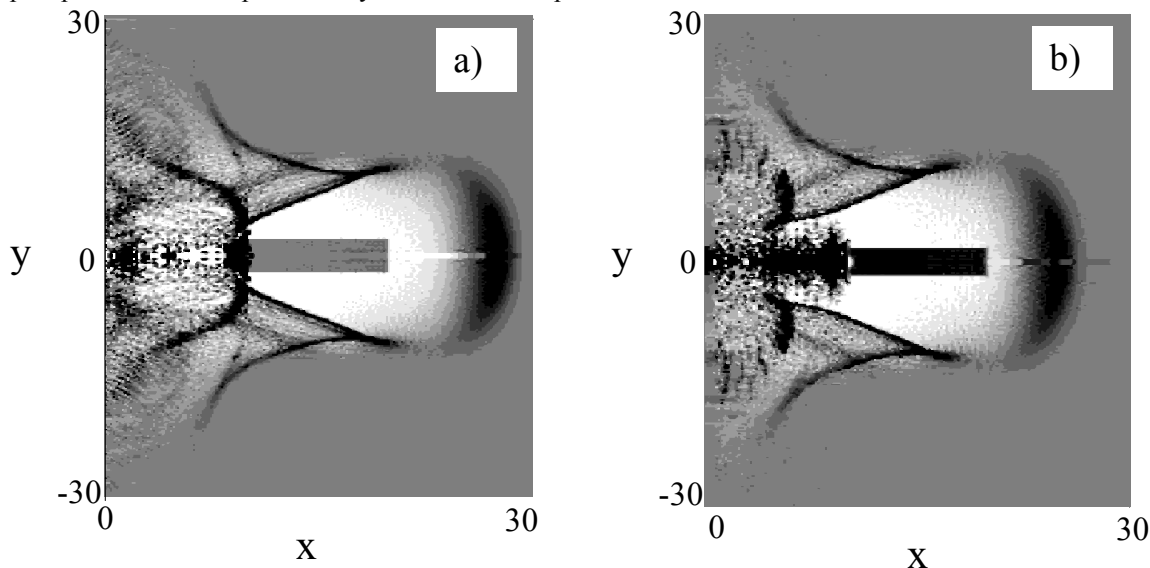


Рис.1. Распределение электронной концентрации при распространении в ней короткого сверхсильного лазерного импульса и сгустка ультрарелятивистских электронов, вычисленное с помощью пондеромоторного PIC-кода. Лазерный импульс прошел в плазме (а) 50 лазерных длин волн, (б) 900 лазерных длин волн. Более темный оттенок серого цвета соответствует более высокой концентрации электронов

Результаты моделирования излучения фотонов сгустком ультрарелятивистских электронов в плазменной полости, образованной мощным внешним лазерным импульсом, показаны на Рис.1.

Падающий лазерный импульс был циркулярно поляризован, имел гауссову форму, $a = a_0 \exp\left[-r^2/r_i^2 - (x-ct)^2/L_l^2\right]$ и длину волны излучения $\lambda = 0.91$ мкм. Параметры лазерного импульса были следующие: $r_i = 5c/\omega_p$, $L_l = 2c/\omega_p$, $a_0 = 10$. Импульс распространялся в плазме с плотностью $n_0 = 10^{-19}$ см⁻³. Параметры внешнего электронного сгустка следующие: $\gamma = 3 \cdot 10^5$, длина $L_b = 10c/\omega_p$, радиус $r_b = 2c/\omega_p$ и плотность $n_b = n_0$.

На Рис.1 показано распределение электронной концентрации плазмы и внешнего электронного сгустка после прохождения лазерным импульсом в плазме 50 лазерных длин волн (см. Рис.1,а) и 900 лазерных длин волн (см. Рис.1,б). Как видно из Рис.1,б внутри полости формируется собственный сгусток. Собственный сгусток образуется в результате захвата в плазменную полость плазменных электронов, которые ускоряются в полости до энергии несколько сотен мегаэлектронвольт. Собственный сгусток практически не влияет на динамику внешнего сгустка, поскольку из-за высокой энергии электронов магнитная составляющая и

электрическая составляющая силы Лоренца со стороны собственного сгустка почти полностью компенсируют друг друга. Внешний пучок в процессе распространения в фокусирующем поле плазменной полости несколько сжимается в радиальном направлении (см. Рис.1,б).

В результате действия фокусирующей силы со стороны плазменной полости электроны внешнего пучка излучают электромагнитные кванты. Спектр излучения, рассчитанный с помощью модуля, представленного выше, показан на Рис.2.

Поскольку электроны пучка находятся на разном расстоянии от оси полости, то на них действует разная фокусирующая сила. Параметр χ , зависящий от значения фокусирующей силы, также меняется в зависимости от положения электрона. Наибольший вклад вносят электроны, наиболее удаленные от оси полости. Для таких электронов $\chi \approx 0.03$. Несмотря на небольшое значение χ , спектр таких электронов, рассчитанный с учетом квантовых поправок, примерно на 10% уже спектра, рассчитанного в рамках классического подхода.

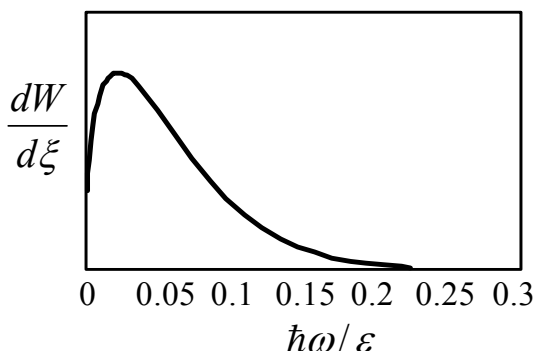


Рис.2. Спектр фотонов (в произвольных единицах), излучаемых внешним пучком в поле плазменной полости, где $\varepsilon = 150$ ГэВ – энергия электронов внешнего пучка

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Так же как и кристалл, плазма может служить эффективным источником гамма-квантов и позитронов, преобразуя энергию релятивистских электронов в энергию электромагнитного излучения и частиц. Более того сильные поля в плазменной полости являются квазистатическими и имеют более крупномасштабную структуру по сравнению с полями в кристаллах и лазерными полями. Сильные поля в кристаллах сосредоточены около кристаллографических осей в очень узком слое (10^{-4} мкм), а лазерные поля меняются на масштабе лазерной длины волны (1 мкм). Крупномасштабная структура плазменного поля обеспечивает более эффективное взаимодействие с электронным пучком, так как поперечный размер типичных ультрарелятивистских пучков в настоящее время составляет не менее десяти микрометров, что близко к размеру плазменной полости.

В данной работе представлен модуль для PIC-кода, позволяющий моделировать излучение ультрарелятивистских электронов в плазменном

SIMULATION OF HIGH-ENERGY RADIATIVE PROCESSES IN STRONG PLASMA FIELDS GENERATED BY LASER PULSE

I.Yu. Kostyukov, E.N. Nerush

Photon emission of high-energy electron bunches in plasma field generated by high-power laser pulse acceleration is studied. The probability of photon emission of relativistic electrons in strong plasma field is calculated. The module for PIC code for simulation of photon emission by relativistic electrons in laser plasma in quantum regime when the photon energy is close to the electron energy is developed. The results of simulation of radiation generation by the ultrarelativistic beam in plasma cavity generated by the laser pulse are presented and discussed.

МОДЕЛЮВАННЯ РАДІАЦІЙНИХ ПРОЦЕСІВ ВИСОКОЇ ЕНЕРГІЇ В СИЛЬНИХ ПЛАЗМОВИХ ПОЛЯХ, ЩО ГЕНЕРУЮТЬСЯ ЛАЗЕРНИМ ІМПУЛЬСОМ

І.Ю. Костюков, Є.Н. Неруш

Досліджено особливості випромінювання фотонів згустками високоенергетичних електронів у плазмових полях, генерованих потужним лазерним імпульсом. Обчислено ймовірність випускнення енергетичного фотона релятивістським електроном у сильному плазмовому полі. Розроблено модуль для PIC-коду, що дозволяє моделювати випромінювання ультрарелятивістських електронів у лазерній плазмі у квантовому режимі, коли енергія випромінюваного фотона близька до енергії електрона. Представлено і обговорюються результати чисельного моделювання випромінювання ультрарелятивістського електронного пучка у плазмовій порожнині, що порушується лазерним імпульсом.

поле, возбуждаемом мощным лазерным импульсом, в квантовом режиме, когда энергия излучаемого фотона близка к энергии электрона. Исследуемые в работе квантовые эффекты могут играть важную роль в плазменных ускорителях электронов будущего.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ (грант № 07-02-01239-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. W.P. Leemans, B. Nagler, A.J. Gonsalves, Cs. Toth, K. Nakamura, C.G.R. Geddes, E. Esarey, C.B. Schroeder and S.M. Hooker. GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator // *Nature Physics*. 2006, v.418, p.1-4.
2. E. Nerush and I. Kostyukov. Radiation emission by extreme relativistic electrons and pair production by hard photons in a strong plasma wakefield // *Physical Review E*. 2007, v.78.
3. U.L. Uggerhoj. The interaction of relativistic particles with strong crystalline fields // *Rev. Mod. Phys.* 2005, v.77, p.1131-1171.
4. I. Kostyukov, A. Pukhov and S. Kiselev. Phenomenological theory of laser-plasma interaction in bubble regime // *Physics of Plasmas* (11). 2004, №14, p.5256-5264.
5. I. Kostyukov, A. Pukhov and S. Kiselev. X-ray generation in an ion channel // *Physics of Plasmas* (12). 2003, №10, p.4818-4828.
6. И.Ю. Костюков. Моделирование лазерно-плазменного источника синхротронного излучения гибридным PIC-кодом // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Ядерно-физические исследования»* (47). 2006, №3, с.154.
Статья поступила в редакцию 19.05.2008 г.