

07;09;10

Особенности спектра излучения при движении релятивистских электронов в сверхинтенсивном лазерном поле

© А.Х. Хоконов, М.Х. Хоконов, Р.М. Кешев

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик

Поступило в Редакцию 17 октября 1997 г.

В окончательной редакции 5 мая 1998 г.

Выявлены существенные отличия спектральных характеристик излучения релятивистских электронов, движущихся в поле тераваттного лазера от случая прохождения их через статические поперечные поля. При этом в рамках квазиклассического метода Байера–Каткова проанализирована роль нелинейных эффектов генерации высших гармоник и квантовых эффектов отдачи и спина при излучении жесткого фотона.

1. Основные особенности взаимодействия релятивистских электронов с плоской электромагнитной волной были изучены в середине шестидесятых годов (см. обзор [1] и приводимые там ссылки). Однако в последнее время интерес к этой проблематике вырос опять [2–5] в связи с появлением мощных тераваттных лазеров ($1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$), для которых значение лоренц-инвариантного параметра поля

$$\nu_0^2 = \frac{e^2 \mathcal{E}_0^2}{2m^2 \omega_0^2 c^2} \quad (1)$$

может превышать единицу. Здесь \mathcal{E}_0 — амплитуда электрического поля лазерной волны, частота которой ω_0 , e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света. Лазерные пучки с $\nu_0 > 1$ будем называть сверхинтенсивными. В частности, недавно наблюдались первые четыре гармоники при взаимодействии электронов с энергией 46.6 GeV с циркулярно поляризованным лазерным пучком со значением параметра поля в фокусе $\nu_0 = 0.6$ [2].

В настоящей работе мы рассматриваем проблему излучения релятивистских электронов в поле тераваттного лазерного излучения на основе квазиклассического метода Байера–Каткова [6]. Такой подход

имеет те преимущества по сравнению с недавними работами других авторов (см., например, [5]), что позволяет сравнительно просто учесть квантовые эффекты отдачи при излучении жесткого фотона, влияние спина на излучение и нелинейные эффекты, связанные с появлением высших гармоник в спектрах излучения.

2. При сравнении излучения электронов, движущихся в поле плоской волны (ПВ) со случаем движения в статических поперечных полях (СПП), важным является то обстоятельство, что инвариант, называемый параметром недипольности, $\beta_{\perp}\gamma$ совпадает с параметром поля (1) (здесь β_{\perp} есть составляющая скорости, поперечная к направлению средней скорости электрона) [7]. Так, для электрона, движущегося навстречу линейно поляризованной ПВ имеет место равенство $\overline{\beta_{\perp}^2\gamma^2} = \nu_0^2$, где черта означает усреднение по периоду поперечного движения электрона. Это соотношение указывает на существенное отличие излучения в поле ПВ от случая СПП. Далее, в качестве типичного примера излучения в СПП мы будем рассматривать излучение при каналировании (ИК [8]).

В ПВ, когда излучение есть результат рассеяния реальных фотонов на электроне, параметр недипольности не зависит от энергии электронов, т.е. при $\nu_0 \ll 1$ дипольное приближение применимо даже тогда, когда энергии излучаемых фотонов становятся порядка энергии электронов, а поскольку поперечное движение в поле ПВ существенно гармоническое, то излучается только одна гармоника с резким дипольным максимумом в спектре. При движении же в СПП, когда излучение есть результат рассеяния виртуальных фотонов на электроне, такая ситуация на практике не реализуется, потому что параметр недипольности $\beta_{\perp}\gamma$ растет с ростом энергии (для ИК, например, $\beta_{\perp}\gamma \sim \gamma^{1/2}$) и когда угол отклонения электрона внешним полем превышает характерный угол излучения (т.е. когда $\beta_{\perp}\gamma \gg 1$), то становится существенным излучение высших гармоник и спектр определяется формулами синхротронного типа [6,9].

При достижимых сегодня на ускорителях энергиях электронов ($E \sim 300 \text{ GeV}$) вклад спина в ИК незначителен, хотя и не пренебрежимо мал [10]. Это происходит потому, что спектр излучения определяется в основном относительно мягкими фотонами, а число фотонов с $\hbar\omega \sim E$ сравнительно невелико. При движении же в поле ПВ энергия излучаемых фотонов растет с ростом E быстрее, чем при каналировании и, если параметр поля (1) не слишком превышает единицу, то, как это будет видно из последующего, вклад спина в жесткую часть спектра является

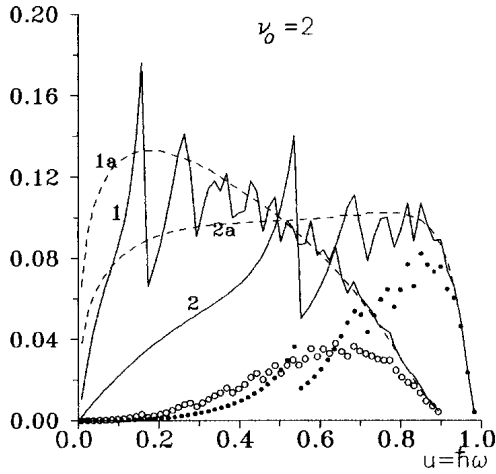


Рис. 1. Спектры излучения электронов, движущихся навстречу линейно поляризованной плоской волне с $\nu_0 = 2$. Сплошные кривые 1 и 2 соответствуют значениям $a = 1$ и $a = 6$ соответственно. Пунктирные кривые 1а и 2а — синхротронное приближение для этих же значений a . Символы — вклад спина: \circ — для $a = 1$ и \bullet — для $a = 6$.

определяющим. Подробное сравнение ИК с излучением при движении в поле ПВ для случая, когда спектр излучения является дипольным и лежит в рентгеновской области, проведено недавно в [7].

3. Помимо параметра поля (1) нас будут интересовать еще два лоренцинварианта: $a = 2\hbar k_0^\mu p_\mu / (m^2 c^2)$ и $\chi = e\hbar |F_{\mu\nu} p^\nu| / (m^3 c^4)$, где k_0^μ — 4-волновой вектор падающей ПВ, p^μ — 4-импульс электрона, $F^{\mu\nu}$ — тензор электромагнитного поля. При $\gamma \gg 1$ с точностью до β_\perp^4 имеем

$$a \approx 2\hbar\Omega_0\gamma^2/E, \quad \chi \approx e\mathcal{E}\hbar c(1+\beta)/(m^2 c^2 \gamma), \quad (2)$$

где $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos \omega_0(t + z/c)$ — величина электрического поля в ПВ. Величина $\Omega_0 = \omega_0(1+\beta)$ имеет смысл частоты поперечных осцилляций электрона в поле ПВ. В (2) величина a не зависит от времени, а зависимость от времени инварианта χ входит только через $\mathcal{E} = \mathcal{E}(t)$. Параметр χ хорошо известен в теории электромагнитных процессов в постоянных внешних полях [1,6].

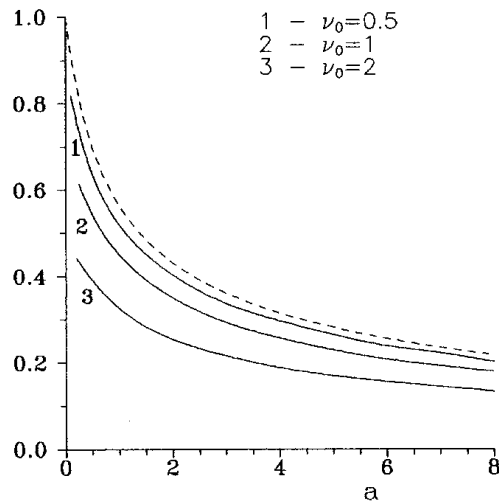


Рис. 2. Полное число излучаемых на единицу длины фотонов в единицах N_0 (4) в зависимости от параметра a (2). Пунктирная кривая — дипольное приближение: $\nu_0 \ll 1$. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют значениям $\nu_0 = 0.5, 1$ и 2 соответственно.

4. Результаты расчетов для электронов, движущихся навстречу линейно поляризованному лазерному лучу с длиной волны $1 \mu\text{m}$, представлены на рис. 1–2. Метод Байера–Каткова приводит в этом случае к точным аналитическим выражениям, аналогичным по форме случаю плоскостного каналирования позитронов ([8], § 3.3). Соответствующие громоздкие, но простые выражения мы приводить здесь не будем (см. также Приложение А в [1]). Форма спектра излучения в поле ПВ определяется в общем случае двумя параметрами a и ν_0 , однако ситуация существенно упрощается в двух предельных случаях, когда $\nu_0 \ll 1$ (слабое внешнее поле) и $\nu_0 > 1$ (сильное поле).

5. Случай $\nu_0 \ll 1$ соответствует дипольному приближению. В этом случае спектр определяется всего одним инвариантом a . Квантовые дипольные формулы хорошо известны в теории взаимодействия плоской волны с движущимися электронами (см. [11], § 101). В отличие от случая СПП дипольное приближение при движении в поле ПВ спра-

ведливо при сколь угодно больших энергиях электронов, если только выполняется условие $\nu_0 \ll 1$. При каналировании, например, ситуация, в которой бы играли роль квантовые эффекты и при этом спектр излучения описывался бы дипольными формулами, на практике никогда не реализуется, потому что при достаточно больших энергиях, когда роль квантовой отдачи и спина становится существенной (это энергии $E > 50 - 100 \text{ GeV}$), условие дипольности излучения с неизбежностью нарушается. В этом смысле способ получения жестких поляризованных фотонов с $\hbar\omega \sim E$ с помощью лазеров с $\nu_0 \sim 0.2 - 0.5$ имеет преимущества перед ИК в том, что спектр излучения обладает большей степенью монохроматичности и при этом отсутствует многофотонный фон в мягкой части спектра. Такой фон, связанный с высокой кратностью излучения, является неизбежным при каналировании электронов и позитронов с энергиями $E \geq 50 - 100 \text{ GeV}$ [12]. При меньших или при больших значениях ν_0 эти преимущества излучения в поле ПВ теряются. Так, при $\nu_0 \ll 1$ полная вероятность излучения в поле ПВ сравнительно мала. При $\nu_0 > 1$ увеличивается роль нелинейных эффектов в комптоновском рассеянии и спектр становится более широким. Кроме того, в сверхинтенсивных лазерных полях также становится существенной кратность излучения [2] и увеличивается роль такого деструктивного фактора, как выталкивание электрона из лазерного пучка за счет неоднородного пространственного распределения интенсивности по его поперечному сечению [13,14].

6. Форма спектра излучения в поле ПВ упрощается также и в пределе $\nu_0 > 1$, когда становится определяющим вклад высших гармоник. В этом случае спектр также определяется только одним параметром (теперь уже χ) и представляет собой хорошо известную квантовую синхротронную формулу [15], усредненную по периоду поперечного движения $T = 2\pi/\Omega_0$, причем связь параметра χ с инвариантами a и ν_0 такова: $\chi = a\nu_0 \sin(\Omega_0 t)/\sqrt{2}$. Можно показать, что такое синхротронное приближение применимо, если выполняется условие

$$\nu_0^2 u a^{-1} (1 - u)^{-1} > 1, \quad (3)$$

где $u = \hbar\omega/E$ — безразмерная частота излучаемого фотона.

Синхротронное приближение успешно применяется для расчета спектров ИК для электронов с энергиями свыше 100 GeV [6,9,12], причем чем больше энергия электрона, тем с большей степенью точности

применимо синхротронное приближение. Однако для случая ПВ, наоборот, при заданном значении параметра поля ν_0 условие применимости синхротронного приближения нарушается с ростом энергии электронов, как это следует из (3).

7. На рис. 1 показаны энергетические спектры излучения электронов, движущихся навстречу линейно поляризованному лазерному лучу с $\nu_0 = 2$. Значения $a = 1$ (кривая 1) и $a = 6$ (кривая 2) соответствуют энергиям электронов ~ 50 и 300 GeV. По оси ординат отложена величина uN_u/N_0 , где N_u есть число фотонов с заданными частотами, излучаемых на единицу длины, N_0 есть полное число фотонов, излучаемых на единицу длины в слабом лазерном поле, когда $\nu_0 \ll 1$:

$$N_0 = (2/3)\alpha\nu_0^2\Omega_0/e, \quad (4)$$

здесь $\alpha = 1/137$.

Расчеты в синхротронном приближении показаны на рис. 1 пунктирными кривыми $1a$ (для $a = 1$) и $2a$ (для $a = 6$). Видно, что синхротронное приближение хорошо описывает жесткую часть спектра, если выполняется условие (3). Кружки показывают вклад спинового слагаемого в спектр.

Увеличение энергии электронов при заданном ν_0 приводит к ухудшению точности синхротронного приближения в согласии со сказанным выше (ср. кривые 1 и 2 на рис. 1). С другой стороны, с ростом энергии усиливается роль спина в жесткой части спектра. Так, уже при $\nu_0 = 2$ и $a = 6$ роль спинового слагаемого в жесткой части спектра является определяющей. Заметим для сравнения, что при тех же энергиях электронов в ориентированных кристаллах роль спинового слагаемого значительно меньше, а сложная структура спектра, связанная с вкладом отдельных гармоник, совсем не проявляется [10,12].

8. На рис. 2 показана зависимость полного числа излучаемых на единицу длины фотонов N от параметра a для различных значений ν_0 , рассчитанная по точным формулам (сплошные кривые) и в дипольном приближении (пунктирная кривая). По оси ординат отложено отношение N/N_0 .

Практический интерес представляет число жестких излученных фотонов, приходящихся на один электрон, с энергиями $0.8u_m < u < u_m$, где $u_m \sim a/(1+a)$ — максимальная энергия излучаемого фотона (в оценках мы ограничимся дипольным приближением). Число таких фотонов $N_1 \sim 0.1 \times N_0$ для $a > 3$, где N_0 определяется формулой (4). Для

лазера мощностью 1 TW и с длиной волны $1 \mu\text{m}$, взаимодействующего с 150 GeV-ными электронами получаем $N_1 \approx 1.1 \cdot 10^{-4}$ фотонов на длине $L = 0.5 \text{ mm}$ при поперечной площади лазерного луча $\Sigma = 1 \text{ mm}^2$ (здесь $u_m = 0.75E$ и $\nu_0^2 \approx 3.7 \cdot 10^{-5}$). Это число значительно возрастает при уменьшении поперечного сечения луча. Так, при $\Sigma = 100 \mu\text{m}^2$ ($\nu_0^2 \approx 0.37$) на той же длине излучается уже $N_1 \sim 1$. Последнее значение соизмеримо с тем, что можно получить при той же энергии электронов в ориентированных кристаллах. Это обстоятельство не является неожиданным, так как величина плотности энергии поля в фокусе тераваттных лазеров может быть соизмерима с плотностью электростатической энергии в поле непрерывного потенциала кристалла [7].

Спектр излучения релятивистских электронов в поле плоской волны имеет ярко выраженный осцилляционный вид. Это связано с интерференцией волн, излучаемых с различных участков строго периодической поперечной траектории (см. сплошные кривые на рис. 1). Синхротронное приближение учитывает вклад в излучение лишь с небольшого участка траектории, который можно аппроксимировать частью окружности. Осцилляций такой спектр не описывает. С увеличением интенсивности лазерного поля при фиксированной энергии электронов роль высших гармоник в спектре возрастает и в пределе больших ν_0 (при рассматриваемых энергиях это $\nu_0 > 3 - 4$) спектр все более приближается к синхротронному.

9. Таким образом, показано, что характер излучения релятивистских электронов, движущихся в поле интенсивной лазерной волны, существенно отличается от случая движения их в статических поперечных полях. Особенно это касается зависимости спектральных характеристик излучения от энергии электронов и роли спина в излучении. С практической стороны для получения жестких гамма-квантов наиболее предпочтительно применение лазеров с $\nu_0 \sim 0.2 - 0.5$. В свою очередь применение ориентированных кристаллов предпочтительнее для задач, в которых требуется большое общее число фотонов независимо от степени монохроматичности спектра, например для цели получения интенсивных позитронных пучков [16].

Авторы выражают благодарность Р.Карригану из Ферми-лаборатории за стимулирование интереса к данной проблематике, а также Й.У.Андерсону и особенно Й.Линдхарду из Института физики в Орхусе за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] *Putys V.I.* // Труды ФИАН. 1979. Т. 111. С. 5.
- [2] *Bula C., McDonald K.T., Prebys E.J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 3116–3119.
- [3] *Eisenberger P., Suckewer S.* // Science. 1996. V. 274. P. 201–202.
- [4] *Schoenlein R.W., Leemans W.P., Chin A.H.* et al. // Science. 1996. V. 274. P. 236–238.
- [5] *Salamin Y.I., Faisal F.H.M.* // Phys. Rev. A. 1996. V. 54. N 5. P. 4383–4395.
- [6] *Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М.* Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах. Новосибирск: Наука, 1989.
- [7] *Carrigan R.A., Khokonov M.Kh.* Fermilab preprint. Pub-97/115. 1997.
- [8] *Beloshitsky V.V., Komarov F.F.* // Phys. Rep. 1982. V. 93. N 3. P. 117–197.
- [9] *Kimball J.C., Cue N.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 1747.
- [10] *Sorensen A.H.* // Nucl. Instr. and Methods B. 1996. V. 119. P. 1–29.
- [11] *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Путаевский Л.П.* // Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989.
- [12] *Хоконов М.Х.* // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. С. 162.
- [13] *Kibble T.W.B.* // Phys. Rev. 1966. V. 150. N 4. P. 1060–1069.
- [14] *Lindhard J.* Private communication.
- [15] *Клеников Н.Г.* // ЖЭТФ. 1954. Т. 26. С. 19.
- [16] *Artru X., Baier V.N., Baier T.V.* et al. // Nucl. Instr., and Methods B. 1996. V. 119. P. 246.