

02;07;10

## **О классификации процессов взаимодействия релятивистских электронов с лазерным излучением**

© А.Х. Хоконов, М.Х. Хоконов

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик

E-mail: khokon6@mail.ru

*Поступило в Редакцию 4 августа 2004 г.*

Приводится классификация процессов взаимодействия релятивистских электронов с лазерным излучением в терминах трех лоренц-инвариантных параметров, которые можно определить, зная параметры лазера и энергию электронов. Классификация охватывает весь диапазон используемых в настоящее время энергий электронов и интенсивностей лазерного излучения с учетом квантовых эффектов и нелинейных процессов генерации высших гармоник.

Методы получения пучков рентгеновских и гамма-фотонов с помощью взаимодействия лазерного излучения с релятивистскими электронами (лазерные источники излучения — ЛИИ) обладают рядом преимуществ по сравнению с методами, основанными на взаимодействии электронов с веществом [1]. Прежде всего это высокая степень монохроматизма излучения без тормозного фона, высокая степень направленности излучения за счет отсутствия многократного рассеяния, возможность получения циркулярно поляризованных фотонов, а также возможность генерации коротких фемтосекундных импульсов рентгеновского и гамма-излучения [2,3]. До недавнего времени основным недостатком ЛИИ являлась относительно невысокая интенсивность излучения. Ситуация, однако, изменилась с появлением лазеров с мощностью в импульсе до нескольких тераватт. Напряженность электрического поля у таких лазеров одного порядка с напряженностью электростатического поля непрерывного потенциала в ориентированных кристаллах [4]. В зависимости от параметров лазера и энергии электронов форма спектра ЛИИ может существенно меняться — от дипольного спектра с одним пиком, обрывающимся на некоторой максимальной частоте, до сплошного синхротронного спектра, охватывающего все частоты вплоть до  $\hbar\omega \sim E$ , где  $E = m_0\gamma c^2$  — энергия электронов,  $\gamma$  — лоренц-фактор,

$m_0$  — масса покоя электрона. Энергии электронов, используемых в современных экспериментальных установках, меняются в диапазоне от десятков MeV [2,3] до  $\sim 10^2$  GeV [5]. Актуальным, таким образом, становится вопрос о такой классификации процессов взаимодействия релятивистских электронов с лазерным лучом, которая позволяла бы легко определять характер этого взаимодействия и тип спектра излучения.

Интенсивность электромагнитного поля лазерного луча характеризуется лоренц-инвариантным параметром (см. обзоры [6])

$$v_0^2 = \frac{e^2}{m_0^2 c^2} A^2 = \frac{e^2 \mathcal{E}_0^2}{m_0^2 c^2 \omega_0^2}, \quad (1)$$

где  $A = (0, \mathbf{A})$  — 4-потенциал поля лазера,  $\mathcal{E}_0$  — амплитудное значение напряженности электрического поля лазера с частотой  $\omega_0$ . Поле считается сильным, если  $v_0 \geq 1$ .

Параметр (1) имеет также другой смысл. Он характеризует, как сильно внешнее поле отклоняет движущийся электрон:  $v_0 \approx \theta_e \gamma$  [4], где  $\theta_e$  — угол отклонения электрона внешним полем. Если этот угол меньше характерного угла излучения  $\theta_\gamma \sim 1/\gamma$ , т.е.  $\theta_e \gamma \ll 1$ , то одновременно имеем  $v_0 \ll 1$ . Этот случай соответствует дипольному приближению. Спектр излучения при этом состоит из одной гармоники с максимальной частотой  $\omega_m = 2\gamma^2 \Omega_0$  (при  $\hbar\omega \ll E$ ),  $\Omega_0$  — частота поперечных осцилляций движущегося электрона. Например, при встречном взаимодействии электронного пучка и лазерного излучения  $\Omega_0 = 2\omega_0$  [4].

При  $v_0 \geq 1$  спектр излучения электрона состоит из множества максимумов, частоты которых определяются соотношением [1]

$$u_k = ak / (1 + v_0^2 + ak), \quad (2)$$

где  $u_k = \hbar\omega/E$ ,  $k$  — номер гармоники. Лоренц-инвариантный параметр  $a$  в (2) есть

$$a = \frac{2\hbar}{m_0^2 c^2} kp = \frac{2\hbar \Omega_0 \gamma}{m_0 c^2}, \quad (3)$$

где  $k$  и  $p$  — 4-импульсы лазерного фотона и электрона. Параметр  $a$  зависит от энергии электрона и определяет роль квантовых эффектов излучения.

В слабом лазерном поле, когда  $v_0 \ll 1$  (более точно при  $v_0 < 0.1$ ) и одновременно при  $a > 0.1$ , имеет место квантовое дипольное приближение. Этот случай называют еще обратным комптоновским рассеянием. Спектр излучения состоит из одной гармоники ( $k = 1$ ),

а форма спектра полностью определяется только одним параметром  $a$  (формула (9) в [1]). Если же  $v_0 < 0.1$  и  $a < 0.1$ , то справедливы дипольные формулы классической электродинамики [2,3] (обратное томсоновское рассеяние).

Если интенсивность лазерного поля велика  $v_0 \geq 1$ , то в большой области изменения параметров  $a$  и  $v_0$  имеет место синхротронный характер спектра излучения. Именно для применимости синхротронного приближения необходимо, чтобы член  $v_0^2$  в знаменателе (2) доминировал над  $ak$ . При этом достаточно выполнение условия  $v_0^2 > a$ .

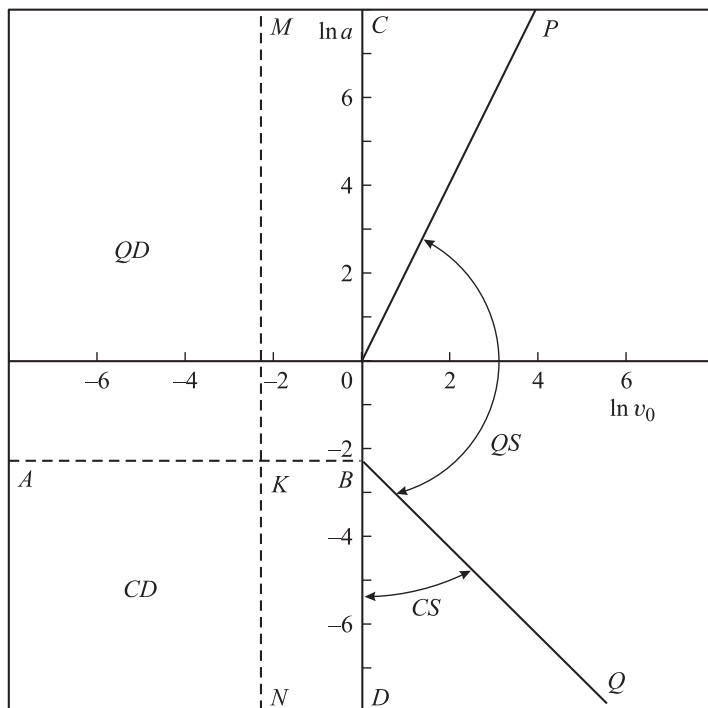
Для применимости классической электродинамики в синхротронном приближении (когда  $v_0 \geq 1$ ) уже недостаточно условия  $a \ll 1$  из-за наличия в спектре множества гармоник. Роль квантовых эффектов при синхротронном характере излучения (приближение постоянного поля) определяется инвариантным параметром Швингера

$$\chi = \frac{e\hbar|F_{\mu\nu}P^\nu|}{m_0^2c^3} \approx \frac{2e\mathcal{E}_0\hbar\gamma}{m_0^2c^3}. \quad (4)$$

Правая часть выражений (3) и (4) записана для случая встречного взаимодействия электронов с лазерным лучом. В приближении постоянного поля классическая электродинамика справедлива, если  $\chi < 0.1$  (см., например, [7]). Параметр  $\chi$  с точностью до численного коэффициента порядка единицы выражается через  $a$  и  $v_0$  как  $\chi \approx av_0$ .

Все сказанное выше можно наглядно изобразить диаграммой в переменных  $a$  и  $v_0$ . По осям координат удобно откладывать логарифмы этих параметров. На рисунке показана диаграмма, классифицирующая процессы взаимодействия лазерного излучения с релятивистскими электронами. Вдоль осей абсцисс и ординат отложены величины  $\ln v_0$  и  $\ln a$  соответственно. Оси координат теперь соответствуют единичным значениям параметров  $a$  и  $v_0$ . Область сильного поля находится справа от оси ординат, а область квантовых эффектов в излучении расположена в непосредственной близости и выше оси абсцисс.

Слева от пунктирной линии  $MN$  на рисунке лежит область слабого лазерного поля  $v_0 < 0.1$  ( $\ln 0.1 = -2.3$ ). Классическое рассмотрение при этом имеет место, если  $a < 0.1$ . Таким образом, область  $AKN$  на рисунке соответствует классическому дипольному приближению (обратное томсоновское рассеяние). Квантовый дипольный спектр (обратный Комптон-эффект) имеет место в области  $AKM$ . В обеих этих областях спектр обладает хорошей степенью монохроматичности излучения ( $\Delta\omega/\omega \sim 0.25$ ) и состоит из одного пика, обрывающегося на частоте (2)



Области  $AKM$  и  $AKN$  соответствуют квантовому ( $QD$ ) и классическому ( $CD$ ) дипольным спектрам (см. (9) в [1]). Сектор  $QS$  определяет область квантового синхротронного приближения (см. (11) в [1]), а сектор  $CS$  — классический синхротронный спектр (см. (20) в [9]). В области  $MKBOP$  требуется точный квантовый расчет с учетом высших гармоник (см. (7) в [1]), а в области  $NKBD$  справедливы формулы классической электродинамики, также с учетом высших гармоник [9,10].

(при  $k = 1$ ). Число фотонов, излучаемых за единицу времени, в классическом случае примерно равно  $n \sim \alpha v_0^2 \Omega_0$ , где  $\alpha = 1/137$  [4]. Квантовые эффекты уменьшают это число по сравнению с классическим расчетом. Так, при  $a = 1$  классическая формула завышает значение  $n$  в два раза, а при  $a = 7$  — в четыре раза (см. рис. 2 в [8]).

Условие применимости квантового синхротронного приближения  $v_0^2 > a$  (где  $v_0 > 1$ ) будет иметь вид  $2 \ln v_0 > \ln a$ , а соответствующая область лежит правее прямой линии  $OP$  на диаграмме. Спектр излу-

чения определяется при этом квантовой синхротронной формулой, а форма спектра зависит только от одного параметра  $\chi$  [1].

Поскольку  $\chi \approx av_0$ , то область классичности в синхротронном приближении (когда  $\chi < 0.1$ , но  $v_0 \geq 1$ ) будет определяться неравенством  $\ln a + \ln v_0 < -2.3$ , что соответствует сектору  $CS$  на рисунке. В этом случае спектр излучения имеет вид классического синхротронного спектра (см. выражение (20) в [9]). Соответственно в секторе  $QS$  имеет место квантовый синхротронный спектр (см. выражение (11) в [1]).

В остальных областях на рисунке требуется точный расчет с учетом высших гармоник. При этом в прямоугольной области  $NKBD$  справедливы формулы классической электродинамики [9,10], а в сложной области  $MKBOP$  следует пользоваться точными квантовыми выражениями (см. формулу (7) в [1]).

Классификация процессов взаимодействия релятивистских электронов с лазерным излучением, изложенная выше и представленная на рисунке, носит общий характер и не зависит от взаимной ориентации электронного и лазерного лучей, а также от типа поляризации последнего. Таким образом, зная энергию электронов и параметры лазера, можно вычислить инварианты (1), (3), (4) и по диаграмме, представленной на рисунке, определить характер спектра излучения в ЛИИ, а также формулы, по которым следует проводить расчет.

## Список литературы

- [1] Хоконов А.Х., Хоконов М.Х., Киздермишов А.А. // ЖТФ. 2002. Т. 72. С. 69–75.
- [2] Eisenberger P., Suckewer S. // Science. 1996. V. 274. P. 201–202.
- [3] Schoenlein R.W., Leemans W.P., Chin A.H. et al. // Science. 1996. V. 274. P. 236–238.
- [4] Khokonov M.Kh., Carrigan R.A. // Nucl. Inst. Meth. B. 1998. V. 145. P. 133–141.
- [5] Bula C., McDonald K.T., Prebys E.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 3116–3119.
- [6] Рутус В.И. // Труды ФИАН. 1979. Т. 111. С. 5–151; Труды ФИАН. 1986. Т. 168. С. 141–155.
- [7] Lindhard J. // Phys. Rev. A. 1991. V. 43. P. 6032–6037.
- [8] Хоконов А.Х., Хоконов М.Х., Кешев Р.М. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. С. 20–27.
- [9] Khokonov A.Kh., Khokonov M.Kh., Keshev R.M. // Nucl. Inst. Meth. B. 1998. V. 145. P. 54–59.
- [10] Salamin Y.I., Faisal F.H.M. // Phys. Rev. A. 1996. V. 54. P. 4338–4395.