

01;02;10

©1993 г.

СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИЗКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ, ДВИЖУЩИХСЯ ПО ДУГЕ ОКРУЖНОСТИ

А. В. Серов

Численными методами рассчитано спектрально-угловое распределение низкочастотного излучения релятивистских частиц. Показано, что распределение сильно отличается от синхронного даже в случае излучения в “длинном” магните, в котором угол поворота частицы много больше характерного угла γ^{-1} . Получены аналитические выражения, описывающие спектрально-угловые распределения интенсивности низкочастотного излучения.

Излучение частиц, движущихся в неоднородном магнитном поле, обладает рядом особенностей, которые оказываются важными при решении некоторых практических задач. Свойства этого излучения рассматривались в целом ряде работ [1-6], в большинстве из которых исследовалась только высокочастотная область спектра излучения вблизи от так называемой критической частоты. Интерес к этой области спектра обусловлен тем, что в ней сосредоточена основная часть мощности излучения. Как следует из теории [7,8], излучение релятивистской частицы направлено по касательной к орбите и сконцентрировано в узком луче, угловая ширина которого $\delta\psi = \gamma^{-1}$, где γ — относительная энергия частицы. В зависимости от соотношения между γ^{-1} и углом поворота частицы в магнитном поле $\Delta\varphi$ различают два типа поворотных магнитов. Магнит называется “коротким”, если $\Delta\varphi < \gamma^{-1}$, и “длинным”, если $\Delta\varphi > \gamma^{-1}$. Спектрально-угловое распределение излучения существенно зависит от того, в каком из магнитов движется излучающая частица. Как показано в работах [5,6], интерференция излучения сформированного на краевых полях “короткого” магнита приводит к осцилляциям в спектральной плотности излучения. В угловом распределении интенсивности будет наблюдаться последовательность колец с максимальной и минимальной интенсивностью. При движении частицы в “длинном” магните угловое распределение мощности размывается по углу φ и возникает изотропия излучения в азимутальном направлении [8]. Спектр излучения приближается к синхронному. В плоскости орбиты π -компонента линейной поляризации отсутствует, а σ -компонента линейной поляризации излучения имеет резкий максимум. В области низких частот мощ-

ность излучения мала и падает пропорционально $\omega^{1/3}$. Однако излучение в длинноволновой части спектра кроме теоретического может представлять и практический интерес, поскольку в некоторых случаях длина волны будет сравнимой с размерами сгустка, излучение становится когерентным и его мощность в этом диапазоне резко возрастает. Знание особенностей длинноволнового излучения может быть важным, например, при описании радиоизлучения пульсаров, поскольку когерентно излучающие сгустки, движущиеся в неоднородных магнитных полях, являются одной из возможных моделей пульсара [8]. Как показали эксперименты [9], при смещении в область низких частот изменяется не только интенсивность излучения, но происходит и существенные качественные изменения спектрально-углового распределения мощности излучения. В данной работе рассматриваются особенности низкочастотного излучения релятивистской частицы при ее движении по дуге окружности.

Пусть частица с зарядом e и энергией $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$, где v — скорость частицы, движется во внешнем магнитном поле, описывая дугу окружности радиуса r_0 , заключенную между азимутальными углами φ_1 и φ_2 . Будем считать, что магнитное поле направлено по оси z , а орбита лежит в плоскости xy . Положим также, что точка наблюдения расположена в плоскости zy . В точке наблюдения σ - и π -компонент Фурье векторного потенциала поля излучения определяются соотношениями [7]

$$A_{\omega, \sigma} = ve (\exp(ikR)/cR) \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sin(\varphi) \exp in(\varphi - (v/c) \cos \theta \sin \varphi) d\varphi,$$

$$A_{\omega, \pi} = \theta ve (\exp(ikR)/cR) \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos(\varphi) \exp in(\varphi - (v/c) \cos \theta \sin \varphi) d\varphi, \quad (1)$$

где $\varphi = \omega_0 t$, $\omega_0 = v/r_0$ — частота обращения частицы по круговой орбите; θ — угол, отсчитываемый от орбитальной плоскости; $n = \omega/\omega_0$ — номер гармоники излучения; k — волновой вектор излучаемой волны; R — расстояние от орбиты до точки наблюдения.

Фаза экспоненты в подынтегральном выражении для частот вблизи критической частоты $\omega_c = c\gamma^3/r_0$ является быстроосциллирующей функцией. Поэтому при расчете углового распределения излучения частицы, движущейся в “длинном” магните, верхний и нижний пределы интегрирования принимали равными бесконечности, не совершая при этом существенной ошибки. При этом в угловом распределении возникает азимутальная изотропия излучения. Однако принятое приближение перестает выполняться в области низких частот, где изменение пределов интегрирования приводит к существенным изменениям в распределении мощности излучения.

Для расчета азимутально-углового распределения излучения необходимо в соотношениях (1) менять верхний и нижний пределы интегрирования таким образом, чтобы оставался постоянным угол поворота частицы в магнитном поле $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$, по которому происходит интегрирование. Такое изменение соответствует перемещению точки наблюдения относительно излучающей области орбиты, т.е. изменению азимутального угла наблюдения φ_n . Углу наблюдения $\varphi_n = 0$ соответствуют пределы

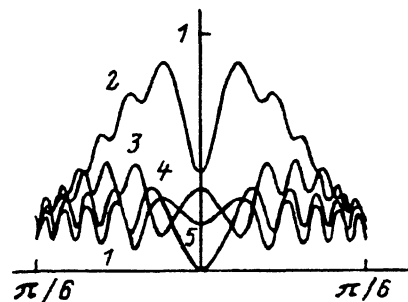
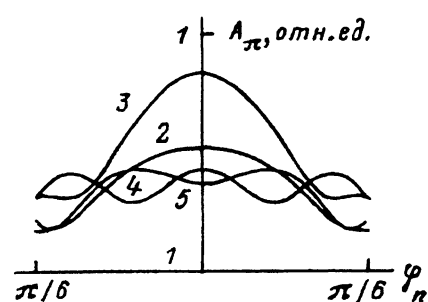
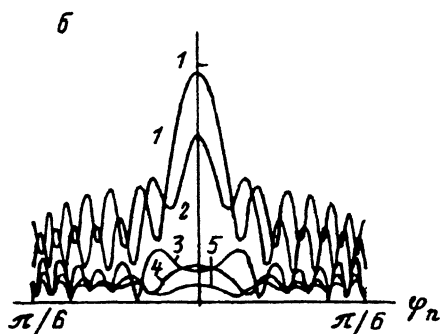
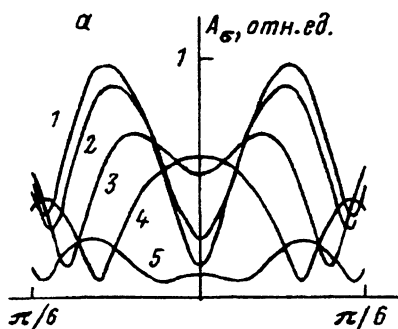


Рис. 1. Угловые распределения A_σ и A_π -компонент векторного потенциала. $a - \lambda = 12$, $b - 1.5$ мм, θ : 1 — 0, 2 — 0.15, 3 — 0.30, 4 — 0.45, 5 — 0.60.

интегрирования $\varphi_2 = -\varphi_1 = \Delta\varphi/2$. На рис. 1 приведены результаты численного расчета углового распределения σ - и π -компоненты векторного потенциала поля излучения. Рассчитывалось поле излучения заряда с энергией $\gamma = 15$, отклоняемого однородным магнитным полем напряженностью $H = 1800$ э на угол $\Delta\varphi = 35^\circ$. Магнит для частиц с такой энергией является “длинным”, поскольку угол поворота в магните много больше угловой ширины луча излучения, равной $\approx 4.0^\circ$. Распределения рассчитаны для длинноволновых гармоник излучения $\lambda = 12$ и 1.5 мм, а критическая длина волны излучения в этом случае равна $\lambda_c = 0.15$ мм. Как видно из рисунка, угловые распределения σ - и π -компонент излучения сильно отличаются от распределения синхротронного излучения. В угловых распределениях нет азимутальной изотропии излучения. Для $\lambda = 12$ мм при азимутальном угле наблюдения $\varphi = 0$ σ -компонента излучения имеет минимальное значение в плоскости орбиты.

Результаты расчетов показывают, что при описании распределения низкочастотных гармоник спектра излучения критерием, по которому магниты делятся на “длинные” и “короткие”, не может служить угловая ширина луча $\delta\psi = \gamma^{-1}$, содержащего основную часть излучения. По-видимому, более точным критерием является угловая ширина распределения излучения с данной длиной волны $\delta\psi_\lambda$. Для длин волн больше критической угловая ширина распределения излучения больше, чем γ^{-1} , и равна $\delta\psi_\lambda \approx 0.66(10\lambda/r_0)^{1/3}$ [8]. Однако расчеты показывают (рис. 1, б), что характеристики излучения частиц, отклоняемых в магните на угол, в

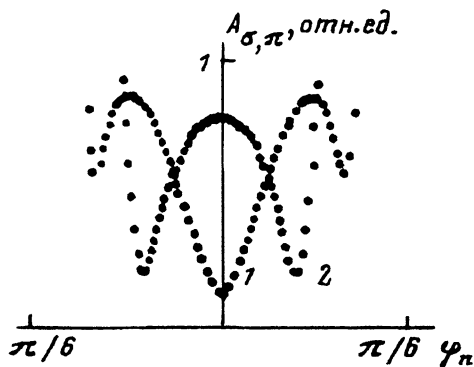


Рис. 2. Распределение компонент A_σ (1) и A_π (2), рассчитанные по формулам. $\lambda = 12$ мм, θ : 1 — 0, 2 — 0.30.

три раза превышающий угловую ширину распределения, все еще сильно отличаются от характеристик синхротронного излучения.

Спектрально-угловое распределение длинноволновых гармоник излучения можно описать аналитически [9], если угол поворота в магните $\Delta\varphi$ и номер гармоники излучения n удовлетворяют условию $\Delta\varphi < (6/n)^{1/3}$. В этом случае тригонометрические функции в (1) можно разложить в ряд по малым аргументам. Учитывая степени не выше четвертой, после интегрирования получаем для $A_{\omega,\sigma}$ и $A_{\omega,\pi}$ следующие выражения:

$$\begin{aligned}
 A_{\omega,\sigma} &= B \left(\sum_1^6 a_i \left[(\varphi_n + (\Delta\varphi/2))^{(2i+1)} - (\varphi_n - (\Delta\varphi/2))^{2i+1} \right] + \right. \\
 &\quad \left. + i \sum_1^8 b_j \left[(\varphi_n + (\Delta\varphi/2))^{2j} - (\varphi_n - (\Delta\varphi/2))^{2j} \right] \right), \\
 A_{\omega,\pi} &= \theta B \left(\sum_1^5 c_i \left[(\varphi_n + (\Delta\varphi/2))^{(2i-1)} - (\varphi_n - (\Delta\varphi/2))^{2i-1} \right] + \right. \\
 &\quad \left. + i \sum_1^6 f_j \left[(\varphi_n + (\Delta\varphi/2))^{2j} - (\varphi_n - (\Delta\varphi/2))^{2j} \right] \right), \quad (2)
 \end{aligned}$$

где $B = ev(\exp(ikR)/cR)$, $a_1 = d/3$, $a_2 = (n - d^3 - d)/5 \cdot 6$, $a_3 = (d^3 - n - 3nd)/7 \cdot 36$, $a_4 = (d^2n - dn^2)/9 \cdot 72$, $a_5 = (3dn^2 - n^3)/11 \cdot 6^4$, $a_6 = n^3/13 \cdot 6^5$, $b_1 = 1/2$, $b_2 = (-3d^2 - 1)/4 \cdot 6$, $b_3 = (d^4 - 4dn + 2d^2)/6 \cdot 24$, $b_4 = (dn - (n^2) + d^3n - (d^4/4))/8 \cdot 36$, $b_5 = ((n^2/2) + 1.5d^2n^2 - d^3n)/10 \cdot 6^3$, $b_6 = (dn^3 - 1.5d^2n^2)/12 \cdot 6^4$, $b_7 = ((n^4/4) - dn^3)/14 \cdot 6^5$, $b_8 = -n^4/64 \cdot 6^5$, $d = n((1/\gamma^2) + \theta^2)/2$, $c_1 = 1$, $c_2 = (-d^2 - 1)/6$, $c_3 = (d^2 - (2dn/3))/20$, $c_4 = (nd - (n^2/6))/7 \cdot 12$, $c_5 = n^2/6^4$, $f_1 = d/2$, $f_2 = (n - 3d - d^3)/24$, $f_3 = (-d^2n + d^3 - d)/72$, $f_4 = (d^2n - (dn^2/3))/24 \cdot 8$, $f_5 = ((dn^2/4) - (n^3/36))/10 \cdot 36$, $f_6 = n^3/4 \cdot 6^5$.

Результаты расчетов по формулам (2) представлены на рис. 2. Как видно, результаты численного интегрирования хорошо согласуются с результатами расчетов по формулам (2) в области углов наблюдения, когда мало изменение фазы в показателе экспоненты.

Автор благодарен Б.М.Болотовскому за многочисленные обсуждения вопросов рассмотренных в этой статье.

Список литературы

- [1] Багров В.Г., Тернов И.М., Федосов Н.И. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. Вып. 5. С. 1442-1448.
- [2] Никитин М.М., Медведев А.Ф., Моисеев Н.Б. и др. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. Вып. 3. С. 763-774.
- [3] Башмаков Ю.А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 3. С. 515-520.
- [4] Coisson R. // Phys. Rev. 1979. Vol. A.20. N 2. P. 524-528.
- [5] Смоляков Н.В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 7. С. 1262-1268.
- [6] Смоляков Н.В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 3. С. 489-497.
- [7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988.
- [8] Тернов И.М., Михайлин В.В. Синхротронное излучение. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- [9] Болотовский Б.М., Серов А.В. // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. Вып. 5(11). С. 1506-1511.

Физический институт им.П.Н.Лебедева
Москва

Поступило в Редакцию
24 ноября 1992 г.

