

ОБ УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНА ПРИ ДВИЖЕНИИ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Б. Тлячев, А.И. Шамбин

Адыгейский государственный университет, г. Майкоп

Проведено компьютерное моделирование углового распределения спектральных компонент мощности излучения электрона, движущегося в неоднородном магнитном поле. Частично подтверждается эффект деконцентрации в угловом распределении, обнаруженный ранее для синхротронного излучения.

В работе [1] были обнаружены новые свойства углового распределения синхротронного излучения. В этой связи возникает вопрос о существовании таких же свойств излучения, возникающего при движении частиц в других электромагнитных полях, в частности, неоднородных магнитных полях.

Как показывает анализ литературы точных решений уравнений движения в неоднородных магнитных полях очень мало, а еще меньше случаев, когда удастся провести вычисления спектрально-угловых характеристик излучения, получить замкнутые и удобные для анализа аналитические выражения. Рассмотрим один из таких случаев [2], для которого изучим поведение углового распределения отдельных гармоник и интегральных характеристик излучения.

Рассмотрим движение частицы с зарядом e в магнитном поле

$$H_x = H_y = 0, \quad H_z = H_0 \left(\frac{y_0}{y} \right)^2, \quad (1)$$

где H_0 и y_0 – некоторые постоянные [2]. Поля такого типа могут реализовываться в приборах СВЧ-электронике [3], магнитных ловушках, применяемых в физике плазмы¹

Движение в таком поле можно представить как суперпозицию периодических колебаний по оси y с частотой $\omega_0 = \frac{mc^3(1-\beta^2)^{-1/2}}{eH_0y_0^2\beta^2 \cos^2 \psi \sin^3 \psi}$ и перемещением вдоль оси x со средней скоростью v_x . Траектория движения представлена на рис. 1.1. Угол $0 < \psi < \pi/2$ характеризует скорость $v_x = c\beta_x = -c\beta \cos \psi$, c – скорость света.

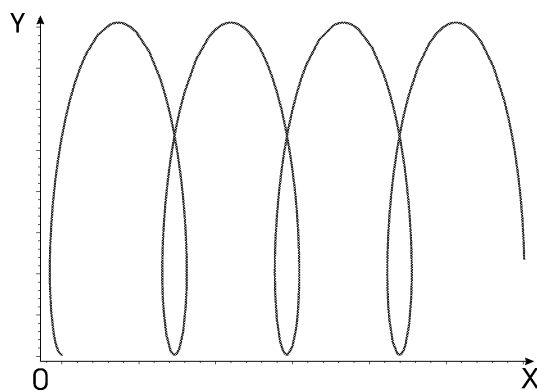


Рис. 1. 1. Траектория движения частицы в неоднородном магнитном поле.

¹См., например, Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. – М.: Наука, 1988. – 304 с., Сборники трудов "Вопросы теории плазмы".

Представим спектрально-угловое распределение мощности спонтанного излучения заряженной частицы при движении в неоднородном магнитном поле в виде разложения по компонентам поляризации так, как это принято в теории СИ и сделано в [1]:

$$W_i = W_0 \Phi_i(\beta), \quad W_0 = \frac{m^2 c^5}{H_0^2 y_0^4} \left(\frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \right)^3 \frac{\sin^3 \psi}{\cos^4 \psi}, \quad (2)$$

$$\Phi_i(\beta) = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} S(\beta, \varphi, \theta) F_i(\beta, \varphi, \theta) \sin \theta d\theta d\varphi, \quad F_i(\beta, \theta) = \sum_{\nu=1}^\infty \nu^2 f_i(\nu, \beta; \varphi, \theta),$$

$$f_0(\nu, \beta; \varphi, \theta) = f_2(\nu, \beta; \varphi, \theta) + f_3(\nu, \beta; \varphi, \theta).$$

$$F_0(\beta, \varphi, \theta) = F_2(\beta, \varphi, \theta) + F_3(\beta, \varphi, \theta), \quad \Phi_0(\beta) = \Phi_2(\beta) + \Phi_3(\beta).$$

Здесь

$$S(\beta, \varphi, \theta) = \frac{(1 - \beta^2)^2 \sin^5 \psi}{(1 + \beta \cos \psi \cos \varphi \sin \theta)^3 A^4},$$

$$f_2 = \frac{1}{4} (1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^2 \sin 2\psi \sin^2 \varphi J_\nu^2(x) + A^2 (\cos \psi \cos \varphi + \beta \sin \theta)^2 J_\nu^2(x),$$

$$f_3 = \cos^2 \theta [(\cos \psi \cos \varphi + \beta \sin \theta)^2 \sin^2 \varphi J_\nu^2(x) + A^2 \cos^2 \psi \sin^2 \varphi J_\nu^2(x)],$$

$$x = \frac{\nu A}{1 + \beta \cos \psi \cos \varphi \sin \theta}.$$

$$A^2 = (1 + \beta \cos \psi \cos \varphi \sin \theta)^2 - \sin^2 \psi (1 - \beta^2 \sin^2 \theta).$$

Если осуществить суммирование в формулах (2) по ν и интегрирование по углу φ , то получим, что угловое распределение интегральных характеристик излучения полностью совпадает с синхротронным.

Проведем компьютерное моделирование углового распределения излучения, характер поведения которого, как это видно из (2) определяется средней скоростью движения вдоль оси x .

Численный анализ структуры углового распределения излучения гармоник с номерами от 1 до 50 для π -компоненты показывает, что при любых скоростях всегда наблюдаются два максимума (θ_1, θ_2), симметрично расположенных относительно $\theta = \pi/2$, причем $\theta_2 = \pi - \theta_1$. При релятивистских скоростях ($\beta_x \sim 0,99$) эти максимумы расположены в направлении $\varphi = \pi$. Их значения при одной и той-же скорости не меняются для любого номера гармоники. Например, для $\beta = 0,999$ это будут $\theta_1 \approx 0,223(12,8^\circ)$ и $\theta_2 \approx 2,919(167,25^\circ)$. При этом, для релятивистских скоростей значение мощности растет с номером гармоники и максимум приходится на все более высокие гармоники. Этот результат подтверждает аналогичный вывод, сделанный в [2].

При других значениях скорости $\beta < 0,999$ эти максимумы для номеров $\nu > 1$ с уменьшением скорости и ростом номера гармоники смещаются к направлению $\varphi = 0$. В тоже время, для первой гармоники максимумы с уменьшением скорости перемещаются от направления $\varphi = \pi$ к $\varphi = \pi/2$. В качестве характерного примера, на рис. 1.2 показан вид угловых распределений мощности излучения π -компоненты для первой и второй гармоник.

Отметим, что для просуммированного по гармоникам углового распределения π -компоненты излучения также имеются два максимума при любых скоростях частицы.

Более разнообразной выглядит картина углового распределения по номерам гармоник для σ -компоненты.

При движении частицы с релятивистской скоростью в угловом распределении мощности ее излучения с номерами гармоник от 1 до 3 наблюдается всего лишь один максимум в направлении $\theta = \pi/2, \varphi = \pi$ (Рис. 1.3 (а)). Для более высоких гармоник в структуре углового распределения появляются два, симметрично-расположенных направления, где достигается максимум излучения (Рис. 1.3 (б)). При этом, с ростом номера гармоники значение мощности уменьшается.

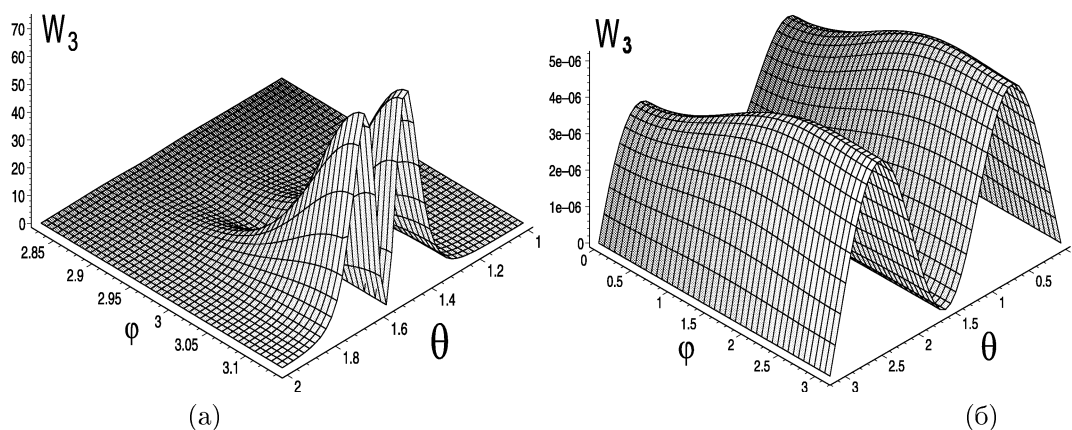


Рис. 1. 2. Угловое распределение π -компоненты излучения в неоднородном магнитном поле: (а) – первая гармоника (релятивистский случай), (б) – вторая гармоника (нерелятивистский случай).

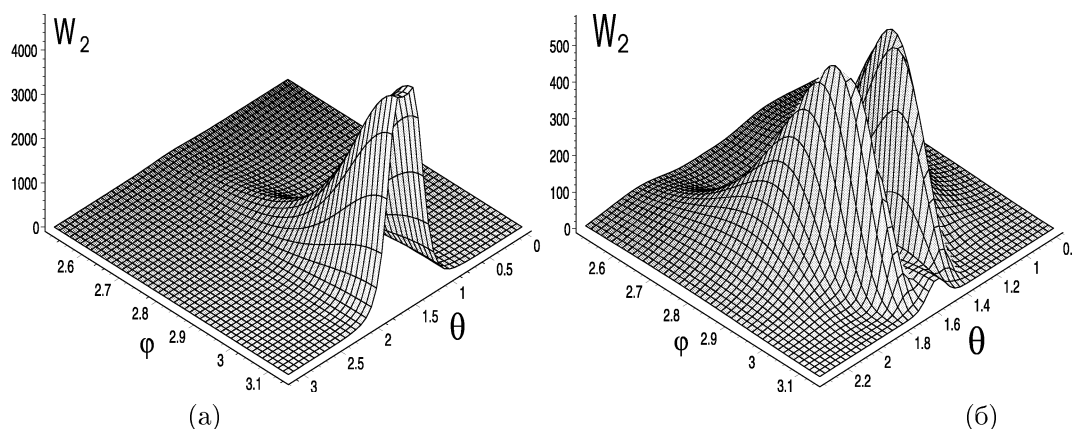


Рис. 1. 3. Угловое распределение σ -компоненты излучения в неоднородном магнитном поле (релятивистский случай): (а) – первая гармоника ($\nu = 1$), (б) – четвертая гармоника ($\nu = 4$).

При нерелятивистском движении максимум на первых двух гармониках достигается в направлениях с φ равным $0, \pi$. Для всех остальных гармоник он находится только в направлении $\theta = \varphi = \pi/2$.

Угловое распределение интегральной, просуммированной по ν , мощности излучения при всех скоростях больших $0, 1c$ имеет максимум в направлении $(\theta = \pi/2, \varphi = 0)$ и минимум – в $(\theta = \pi/2, \varphi = \pi)$.

Аналогично может быть исследовано спектрально-угловое распределение мощности излучения с дуги окружности и в коротком магните [4], [5], [6] что и будет представлено в следующей статье.

На основе проведенного анализа можно сделать вывод о том, что деконцентрация в угловом распределении отдельных гармоник, аналогичная СИ, может наблюдаться и при движениях в других внешних электромагнитных полях, но специфическим способом.

Список литературы

1. Bagrov V.G. et al. Angular behavior of synchrotron radiation harmonics // Phys. Rev. E 69, 046502 (2004).
2. Багров В.Г., Журавлев А.Ф., Бордовицын В.А. Излучение заряда, движущегося в неоднородном магнитном поле // Вестник Московского университета. – 1968. No 3. – С. 107-109.
3. Вайнштейн Л.В., Солнец В.А. Лекции по СВЧ-электронике. – М.: Сов. Радио, 1973. – 399 с.
4. Багров В.Г., Моисеев М.Б., Никитин М.М. Низкочастотное излучение заряда при движении по дуге окружности // Изв. ВУЗов. Физика. – 1981. – No. 3. – С. 26-31.
5. Багров В.Г., Никитин М.М., Федосов Н.И., Эпп В.Я. Формирование электромагнитного излучения заданного спектрального состава и поляризации // Изв. Вузов. Радиофизика. – 1984. – Т.27. – Вып.10. – С. 1287-1291.
6. Багров В.Г., Тернов И.М., Федосов Н.И. Излучение релятивистских электронов, движущихся по дуге окружности // ЖЭТФ. – 1982. – Т. 82. – Вып. 5. – С. 1442-1448.