

DOI: 10.5862/JPM.230.14

УДК: 539.12:537.63:537.868

*Н.С. Акинцов, Г.Ф. Копытов, А.А. Мартынов*

Кубанский государственный университет, г. Краснодар РФ

## **СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛОСКОЙ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЕ**

На основе решения релятивистского уравнения движения заряженной частицы, которое было получено А.А. Рухадзе с сотр., рассмотрена классическая теория излучения релятивистского заряда, линейно ускоренного сверхмощным лазерным импульсом, с ультрарелятивистской интенсивностью. Решения, приведенные указанными авторами, были использованы для исследования спектрально-угловых характеристик излучения заряженной частицы в вакууме без учета тормозного излучения. Подробно проанализировано взаимодействие заряженной частицы со сверхкоротким лазерным импульсом большой амплитуды, когда необходимо релятивистское рассмотрение. Получены формулы для средней мощности излучения релятивистской заряженной частицы в зависимости от начальных данных, амплитуды электромагнитной волны, интенсивности волны и ее поляризации. Приведена зависимость средней мощности излучения заряда от интенсивности электромагнитной волны. Для случая, когда лазерный импульс можно представить плоской монохроматической волной, получены аналитические выражения для характеристик излучения и найдены фазово-угловые распределения релятивистской интенсивности и мощности излучения. Получены Фурье-образ напряженности электрического поля излучения и спектральная плотность излучения частицы в поле плоской монохроматической волны для различных типов поляризации (линейной и круговой).

ПЛОСКАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ВОЛНА, МОЩНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ, ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ, УЛЬТРАКОРОТКИЙ ЛАЗЕРНЫЙ ИМПУЛЬС.

### **Введение**

В настоящей работе рассматривается взаимодействие заряженной частицы со сверхкоротким лазерным импульсом интенсивности  $I = 10^7$  Вт·см<sup>-2</sup> в вакууме, без учета тормозного излучения. На основе уравнения Ньютона, с применением силы Лоренца в ряде работ [1 – 4] анализируется движение заряда в поле короткого лазерного импульса. Волновой фронт считают плоским, и в первом приближении он соответствует плоской монохроматической электромагнитной волне.

В работах [2 – 4] приведены вычисления средних энергетических и кинетических характеристик заряженной частицы для различных поляризаций. В работе [1] было показано, что период колебания частицы отличен от периода поля плоской волны и произведено усреднение по периоду колебания частицы. На этой основе представляет интерес расчет спектрально-угловых характеристик излучения, а также их усреднение по периоду колебаний частицы. Речь идет о таких характеристиках, как средняя мощность, полная мощ-



ность и интенсивность излучения заряда, угловое и фазово-угловое распределение интенсивности излучения. При этом следует вычислить Фурье-образ напряженности электрического поля излучения частицы и оценить модуль ее спектральной плотности для различных поляризаций (линейной и круговой).

### Постановка задачи

Будем считать, что на заряженную частицу  $q$  с массой  $m$  действует высокочастотная сила Лоренца; тогда уравнение движения заряда имеет вид

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\mathbf{E} + \frac{q}{c}[\mathbf{V} \times \mathbf{H}], \quad (1)$$

где  $\mathbf{p}$  – импульс частицы;  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  – электрическая и магнитная напряженности лазерного поля;  $q$  – заряд частицы.

Уравнение (1) дополняется начальными условиями для скорости и координаты частицы:

$$\mathbf{V}(0) = \mathbf{V}_0, \quad \mathbf{r}(0) = \mathbf{r}_0. \quad (2)$$

Релятивистский фактор  $\gamma$  связан с интенсивностью электромагнитного поля  $I$  следующим соотношением:

$$\gamma = \sqrt{1 + I / I_{rel}},$$

где релятивистская интенсивность  $I_{rel}$  ( $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ ) определяется выражением [5]:

$$I_{rel} = m^2 c^3 \omega^2 / 8\pi q^2 = 1,37 \cdot 10^{18} \lambda^{-2}. \quad (3)$$

Здесь  $\lambda$ , мкм – длина волны;  $\omega$ ,  $\text{с}^{-1}$  – частота сверхмощного ультракороткого лазерного излучения (частота несущей волны).

Выберем систему координат так, чтобы лазерный импульс распространялся вдоль оси  $z$ . При этом его фазовый фронт будем считать плоским, а поверхность постоянной фазы перпендикулярной оси  $z$ . В этом случае компоненты векторов электрического ( $\mathbf{E}$ ) и магнитного ( $\mathbf{H}$ ) полей для плоской монохроматической электромагнитной волны определяются выражениями [6]:

$$\begin{cases} E_x = H_y = b_x \cos \Phi, \\ E_y = -H_x = f b_y \sin \Phi, \\ E_z = H_z = 0, \end{cases} \quad (4)$$

где оси  $x$  и  $y$  совпадают с направлением полуосей эллипса поляризации волны  $b_x$  и  $b_y$ , причем

$$b_x \geq b_y \geq 0; \quad \Phi = \omega \xi; \quad \xi = t - z/c;$$

$\omega$  – частота несущей волны;  $f = \pm 1$  – параметр поляризации: верхний знак для  $E_y$  соответствует правой поляризации, а нижний – левой [7, 8].

### Интенсивность излучения заряженной частицы в поле плоской монохроматической электромагнитной волны

Умножая уравнение (1) векторно на вектор  $\mathbf{H}$ , получим вектор Умова – Пойнтинга в следующем виде:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}] = \frac{c}{4\pi q} [\mathbf{F} \times \mathbf{H}] - \frac{1}{4\pi} [[\mathbf{V} \times \mathbf{H}] \times \mathbf{H}], \quad (5)$$

где  $\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt}$ .

В покомпонентной форме вектор (5) принимает вид

$$S_x(t) = -\frac{c}{4\pi q} H_y F_z + \frac{1}{4\pi} H_y (V_x H_y - V_y H_x), \quad (6)$$

$$S_y(t) = \frac{c}{4\pi q} H_x F_z + \frac{1}{4\pi} H_x (V_y H_x - V_x H_y), \quad (7)$$

$$S_z(t) = \frac{c}{4\pi q} (E_x F_x + E_y F_y) + \frac{1}{4\pi} V_z (H_x^2 + H_y^2). \quad (8)$$

Сила Лоренца, действующая на частицу, в покомпонентной форме имеет следующий вид [1]:

$$F_x = \frac{q b_x}{(1+g)} \cos \Phi', \quad (9)$$

$$F_y = \frac{f q b_y}{(1+g)} \sin \Phi', \quad (10)$$

$$F_z = \frac{\omega \gamma}{(1+g)} \left( \frac{q}{\gamma^2 \omega} (\chi_x b_x \cos \Phi' + f \chi_y b_y \sin \Phi') + \frac{q^2}{2\gamma^2 \omega^2} (b_x^2 - b_y^2) \sin(2\Phi') \right). \quad (11)$$

Поскольку из выражения (11) следу-

ет, что в поле плоской монохроматической волны в начальный момент времени  $t = 0$  продольная составляющая импульса  $p_{\parallel} = \text{const}$  (т. е. без учета тормозного излучения частица не ускоряется и не замедляется), в данном случае выполняется теорема Лоусона – Вудворда.

Подставляя выражения (9) – (11) и значения скорости из работы [1] в формулы (6) – (8), получаем компоненты вектора Умова – Пойнтинга в следующем виде:

$$S_x = 0, S_y = 0, S_z(t) = \frac{c}{4\pi} (b_x^2 \cos^2 \Phi' + b_y^2 \sin^2 \Phi'). \quad (12)$$

Для случая циркулярно-поляризованной электромагнитной волны  $b_x = b_y = b / \sqrt{2}$  получаем модуль вектора в виде

$$|\mathbf{S}(t)| = \sqrt{S_x^2(t) + S_y^2(t) + S_z^2(t)} = I_{cir}. \quad (13)$$

Оценим усредненную по периоду колебаний частицы интенсивность ее излучения в поле плоской монохроматической электромагнитной волны [1]:

$$I_{rad} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} |\mathbf{S}(t)| dt = \frac{\omega}{2\pi(1+h)} \int_{\Phi(t)}^{\Phi(t)+2\pi} |\mathbf{S}(t)| \frac{1+g}{\omega} d\Phi' = I_{cir}. \quad (14)$$

Из выражения (14) видно, что для частицы в поле циркулярно-поляризованной электромагнитной волны интенсивность ее излучения равна интенсивности волны круговой поляризации.

Для случая линейной поляризации  $b_x = b, b_y = 0$  имеем:

$$|\mathbf{S}(t)| = \sqrt{S_x^2(t) + S_y^2(t) + S_z^2(t)} = I_{lin} \cos^2 \Phi'. \quad (15)$$

Интенсивность излучения в волне линейной поляризации имеет следующий вид:

$$I_{rad} = \frac{I_{lin}}{\left(2 + \frac{\mu}{2} + \mu \sin^2 \Phi_0\right)} \times \left(1 + \frac{\mu}{2} \sin^2 \Phi_0 + \frac{\mu}{8}\right), \quad (16)$$

где

$$\mu = \left(\frac{qb}{mc\omega}\right)^2 = \frac{2q^2}{\pi m^2 c^5} I_{lin} \lambda^2 = \frac{q^2}{\pi m^2 c^5} I_{cir} \lambda^2 = \frac{I_{lin}}{I_{rel}} = \frac{I_{cir}}{2I_{rel}}. \quad (17)$$

Минимальное значение интенсивности излучения соответствует фазе  $\Phi_0 = 0$  или  $\pi$  и определяется формулой

$$I_{rad} = \frac{I_{lin}}{4} \left(\frac{8 + \mu}{4 + \mu}\right). \quad (18)$$

Максимальное значение интенсивности излучения получается при фазе  $\Phi_0 = \frac{\pi}{2}$  или  $\frac{3\pi}{2}$  и имеет вид

$$I_{rad} = \frac{I_{lin}}{4} \left(\frac{8 + 5\mu}{4 + 3\mu}\right). \quad (19)$$

Средняя интенсивность излучения заряженной частицы, усредненная по начальной фазе  $\Phi_0$ , в поле плоской монохроматической волны линейной поляризации имеет вид

$$\bar{I}_{rad} = \frac{I_{lin}}{4} \left(2 - \frac{\mu}{\sqrt{3\mu^2 + 16\mu + 16}}\right). \quad (20)$$

На рис. 1 показана зависимость интенсивности излучения заряда от интенсивности плоской монохроматической электромагнитной волны для случаев линейной и круговой поляризации. Из формул (18) – (20) видно, что для малых значений интенсивности для линейной поляризации  $I \leq 10^5$  ТВт·см<sup>-2</sup> интенсивность излучения частицы приблизительно равна интенсивности плоской монохроматической электромагнитной волны ( $I_{lin} \approx I_{rad}$ ).

При превышении релятивистского значения (3), т. е. когда интенсивность  $I_{lin}$  линейно-поляризованной электромагнитной волны равна или превышает значение  $1,37 \cdot 10^6$  ТВт·см<sup>-2</sup>, получаем релятивистскую интенсивность излучения. Видно, что для случая круговой поляризации ее интенсивность равна интенсивности излучения заряженной частицы ( $I_{rad} = I_{cir}$ ).

Дифференцируя выражение (16) по  $\Phi_0$ , получаем фазовое распределение интенсивности излучения:

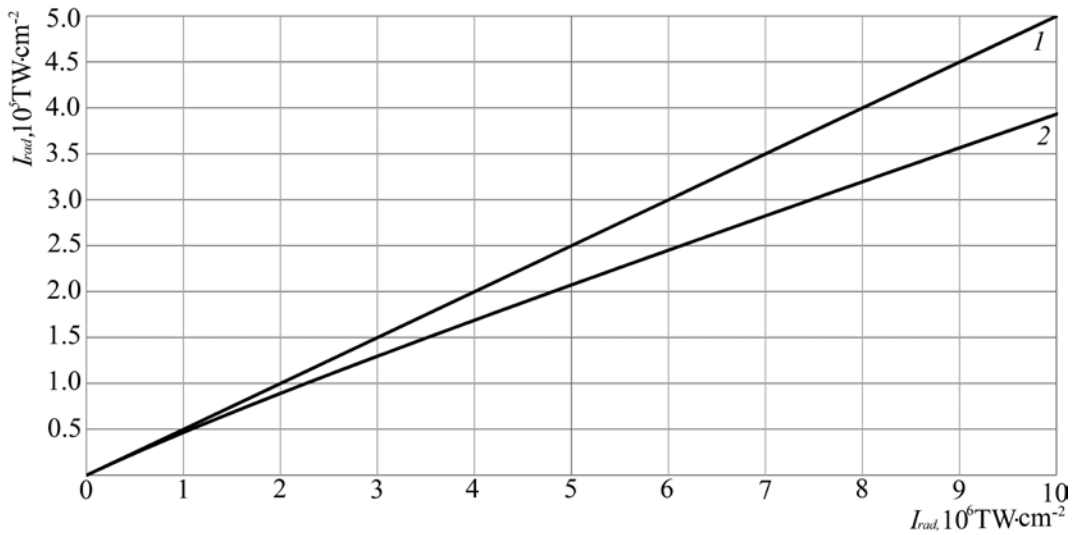


Рис. 1. Зависимости интенсивности излучения заряда от интенсивностей плоских монохроматических электромагнитных волн круговой (1) и линейной (2) поляризации (формулы (14) и (20) соответственно)

$$\frac{dI_{rad}}{d\Phi_0} = I_{lin} \frac{\mu^2 \sin \Phi_0 \cos \Phi_0}{(2\mu \sin^2 \Phi_0 + \mu + 4)^2} \cdot \quad (21)$$

лучения  $dI_{rad} / d\Phi_0$  для значения  $I_{lin} = 10^7 \text{ ТВт} \cdot \text{см}^{-2}$  на фазовой плоскости.

На рис. 2 приведено изображение фазового распределения интенсивности из-

лучения при бесконечном увеличении интенсивности ( $I_{lin} \rightarrow \infty$ ) фазовое распределение

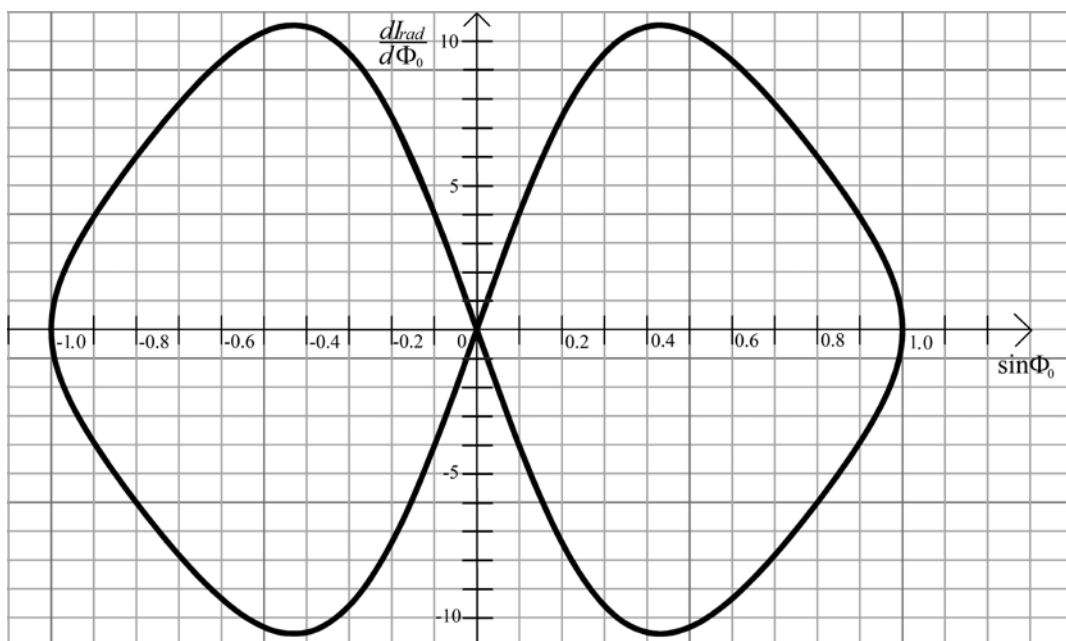


Рис. 2. Фазовое распределение интенсивности излучения  $dI_{rad}/d\Phi_0$  ( $10^7 \text{ ТВт} \cdot \text{см}^{-2}$ ) по начальной фазе волны  $\Phi_0$

интенсивности излучения для значений  $\sin \Phi_0 = 0, +1$  и  $-1$  соответствует значению  $dI_{rad} / d\Phi_0 = 0$ .

Мгновенное угловое распределение интенсивности излучения имеет вид

$$\frac{dI_{rad}}{d\Omega} = \frac{I_{lin}}{2\pi} \frac{\mu^2 \sin \Phi_0}{(2\mu \sin^2 \Phi_0 + \mu + 4)^2}. \quad (22)$$

Дифференцируя распределение (22) по  $\Phi_0$ , получаем фазово-угловое распределение интенсивности излучения от начальной фазы волны:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 I_{rad}}{d\Phi_0 d\Omega} &= \frac{I_{lin}}{2\pi} \frac{\mu^2 \cos \Phi_0}{(2\mu \sin^2 \Phi_0 + \mu + 4)^2} - \\ &- \frac{I_{lin}}{\pi} \frac{4\mu^3 \sin^2 \Phi_0 \cos \Phi_0}{(2\mu \sin^2 \Phi_0 + \mu + 4)^3}. \end{aligned} \quad (23)$$

Для интенсивности линейно-поляризованной волны  $I_{lin} = 10^7 \text{ ТВт} \cdot \text{см}^{-2}$  получаем фазово-угловое распределение интенсивности излучения заряда в единицу телесного угла на фазовой плоскости (рис. 3).

Из формулы (23) следует, что при  $I_{lin} \rightarrow \infty$  фазово-угловое распределение интенсивности излучения для значений

$\sin \Phi_0 = \pm 1$  соответствует нулю; для интенсивности  $I_{lin} \leq 10^6 \text{ ТВт} \cdot \text{см}^{-2}$  это распределение при  $\sin \Phi_0 = 0$  отлично от нуля и соответствует нерелятивистскому излучению заряда; и, наконец, для  $I_{lin} \geq 10^7 \text{ ТВт} \cdot \text{см}^{-2}$  оно при  $\sin \Phi_0 = 0$  оказывается нулевым (см. рис. 3).

### Мощность излучения заряда в поле плоской монохроматической электромагнитной волны

Мощность  $dP$ , переносимая через элемент поверхности  $dF$ , равна модулю вектора плотности потока энергии и определяется формулой [9]:

$$\frac{dP}{dF} = |\mathbf{S}(t)|. \quad (24)$$

Введем телесный угол  $\Omega$ ; тогда формула (19) принимает вид

$$\frac{dP}{d\Omega} = r^2 |\mathbf{S}(t)|, \quad (25)$$

где  $r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}$  — расстояние от частицы в пространстве до ее исходной позиции.

Как известно, релятивистское уравнение

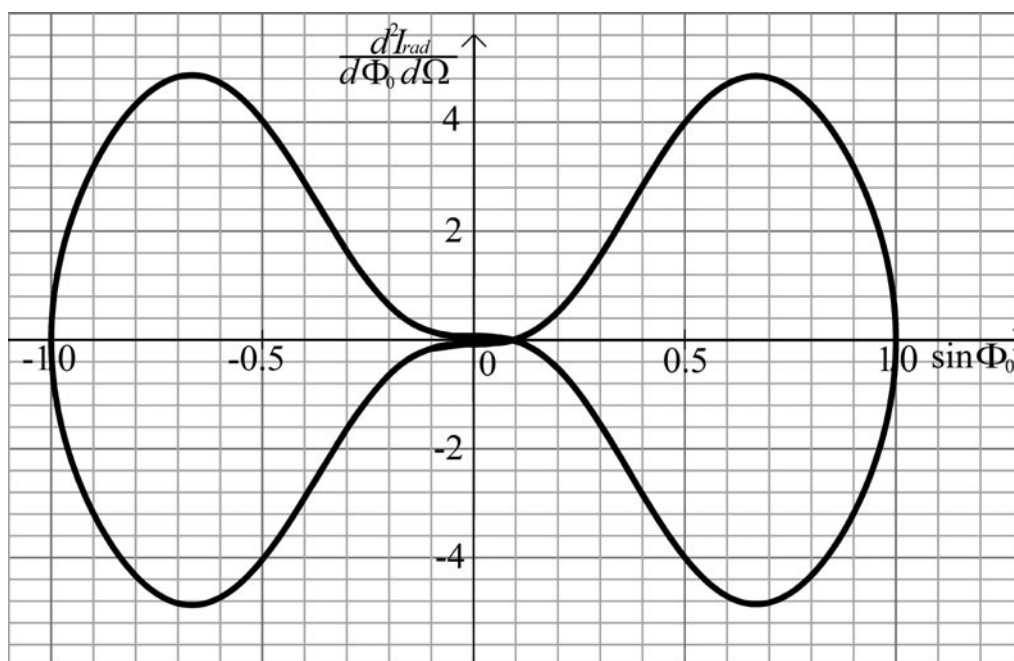


Рис. 3. Фазово-угловое распределение интенсивности излучения заряда  $d^2 I_{rad} / d\Phi_0 d\Omega$  ( $10^7 \text{ ТВт} \cdot \text{см}^{-2}$ ) по начальной фазе волны  $\Phi_0$

движения, без учета силы радиационного трения, для заряженной частицы в поле плоской монохроматической электромагнитной волны имеет точное аналитическое решение [1]. Рассмотрим случаи круговой и линейной поляризации волны.

**Круговая поляризация.** Подставляя координаты частицы, представленные в работе [1], и компоненты вектора Умова – Пойтинга (13) в формулу (25), для круговой поляризации получаем следующее равенство:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\Omega} = & I_{cir} \left( \left( \frac{\chi_x^2 + \chi_y^2}{\gamma^2} + h^2 \right) \frac{\Phi^2}{k^2} - \right. \\ & - 2\Phi \frac{(1+h)qb}{\sqrt{2\gamma^2\omega k^2}} (\chi_x \cos \Phi + f\chi_y \sin \Phi) + \\ & + 2 \left( \frac{C_x\chi_x + C_y\chi_y}{\gamma} + hC_z \right) \frac{\Phi}{k} + \frac{q^2b^2}{2\gamma^2\omega^2k^2} \times \\ & \times \left( 1 + \frac{1}{\gamma^2} (\chi_x \cos \Phi + f\chi_y \sin \Phi)^2 \right) + C_x^2 + \\ & \left. + C_y^2 + C_z^2 - 2 \frac{qb}{\sqrt{2\gamma\omega k}} (C_x \cos \Phi + fC_y \sin \Phi) \right), \end{aligned} \quad (26)$$

где  $k = 2\pi / \lambda$  – волновое число;  $C_x, C_y, C_z$  – постоянные, которые определяются

формулами

$$\begin{aligned} C_x = & -\frac{\chi_x}{\gamma k} \Phi_0 + \frac{qb}{\sqrt{2\gamma\omega k}} \cos \Phi_0, \\ C_y = & -\frac{\chi_y}{\gamma k} \Phi_0 + f \frac{qb}{\sqrt{2\gamma\omega k}} \sin \Phi_0, \\ C_z = & -\frac{h}{k} \Phi_0 + \frac{qb}{\sqrt{2\gamma^2\omega k}} \times \\ & \times (\chi_x \cos \Phi_0 + f\chi_y \sin \Phi_0). \end{aligned} \quad (27)$$

Дифференцируя равенство (26) по  $\Phi$ , получаем фазово-угловое распределение для круговой поляризации:

$$\begin{aligned} \frac{d^2P}{d\Phi d\Omega} = & I_{cir} \left( 2 \left( \frac{\chi_x^2 + \chi_y^2}{\gamma^2} + h^2 \right) \frac{\Phi}{k^2} - \right. \\ & - 2\Phi \frac{(1+h)qb}{\sqrt{2\gamma^2\omega k^2}} (f\chi_y \cos \Phi + \chi_x \sin \Phi) - \\ & - 2 \frac{(1+h)qb}{\sqrt{2\gamma^2\omega k^2}} (\chi_x \cos \Phi + f\chi_y \sin \Phi) + \\ & + 2 \left( \frac{C_x\chi_x + C_y\chi_y}{\gamma} + hC_z \right) \frac{1}{k} + \\ & \left. + \frac{q^2b^2}{2\gamma^4\omega^2k^2} (f\chi_y \cos \Phi - \chi_x \sin \Phi) \times \right) \end{aligned} \quad (28)$$

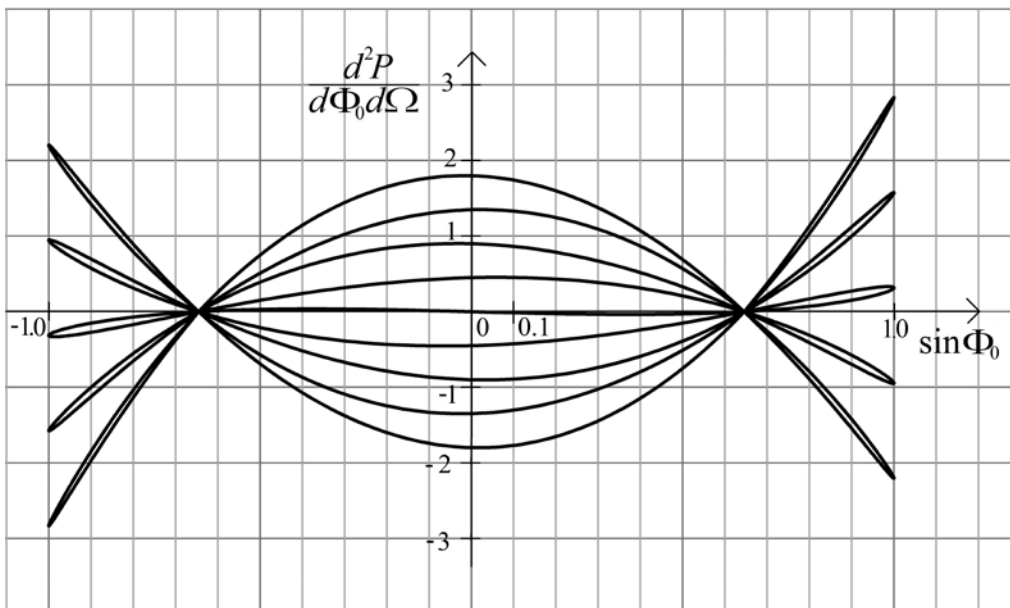


Рис. 4. График зависимости фазово-углового распределения мощности излучения заряда  $d^2P/d\Phi_0 d\Omega$  (0,01 ТВт) от начальной фазы волны  $\Phi_0$

$$\begin{aligned} & \times (\chi_x \cos \Phi + f\chi_y \sin \Phi) - \\ & - 2 \frac{qb}{\sqrt{2}\gamma\omega k} (fC_y \cos \Phi - C_x \sin \Phi) \Big). \end{aligned} \quad (28)$$

В начальный момент времени фазово-угловое распределение (28) имеет вид

$$\frac{d^2 P}{d\Phi d\Omega} = I_{cir} \Phi_0 \frac{\mu}{k^2} \left( 1 - \left( 1 + \frac{\mu}{2} \right) \cos(2\Phi_0) \right). \quad (29)$$

Используя соотношение (17), преобразуем формулу (29) к виду

$$\begin{aligned} \frac{d^2 P}{d\Phi_0 d\Omega} &= \frac{m^2 c^5}{4\pi q^2} \Phi_0 \mu^2 \times \\ &\times \left( 1 - \left( 1 + \frac{\mu}{2} \right) \cos(2\Phi_0) \right). \end{aligned} \quad (30)$$

Из формулы (30) для интенсивности  $I_{cir} = 10^7 \text{ ТВт} \cdot \text{см}^{-2}$  получаем фазовый портрет распределения мощности излучения заряда в единицу телесного угла (рис. 4). Видно, что для интенсивности  $I_{cir} = 10^7 \text{ ТВт} \cdot \text{см}^{-2}$  при значениях  $\sin \Phi_0 = +0,65$  и  $-0,65$  фазово-угловое распределение мощности излучения заряда соответствует нулю.

Интегрируя равенство (26) по телесному углу  $d\Omega = \cos \Phi d\Phi d\theta$ , получаем формулу для полной мощности излучения:

$$\begin{aligned} P &= \frac{8\pi^2}{k^2} I_{cir} \left( \left( \frac{\chi_x^2 + \chi_y^2}{\gamma^2} + h^2 \right) + \right. \\ &\left. + \frac{qb(1+h)}{\sqrt{2}\gamma^2\omega} \left( f\chi_y - \frac{\pi}{2} \chi_x \right) \right). \end{aligned} \quad (31)$$

Зависимость полной мощности излучения от начальной фазы волны имеет вид

$$\begin{aligned} P &= \mu \frac{4\pi^2}{k^2} I_{cir} \left( \frac{\mu}{2} + 1 \right) \times \\ &\times \left( 1 + \left( \cos \Phi_0 + \frac{\pi}{2} \sin \Phi_0 \right) \right). \end{aligned} \quad (32)$$

Дифференцируя выражение (32) по  $\Phi_0$ , получаем фазовое распределение мощности излучения:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\Phi_0} &= \mu \frac{4\pi^2}{k^2} I_{cir} \left( \frac{\mu}{2} + 1 \right) \times \\ &\times \left( \frac{\pi}{2} \cos \Phi_0 - \sin \Phi_0 \right). \end{aligned} \quad (33)$$

Используя соотношения (17), преобразуем формулу (33) к виду

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\Phi_0} &= \frac{\pi m^2 c^5}{q^2} \mu^2 \left( \frac{\mu}{2} + 1 \right) \times \\ &\times \left( \frac{\pi}{2} \cos \Phi_0 - \sin \Phi_0 \right). \end{aligned} \quad (34)$$

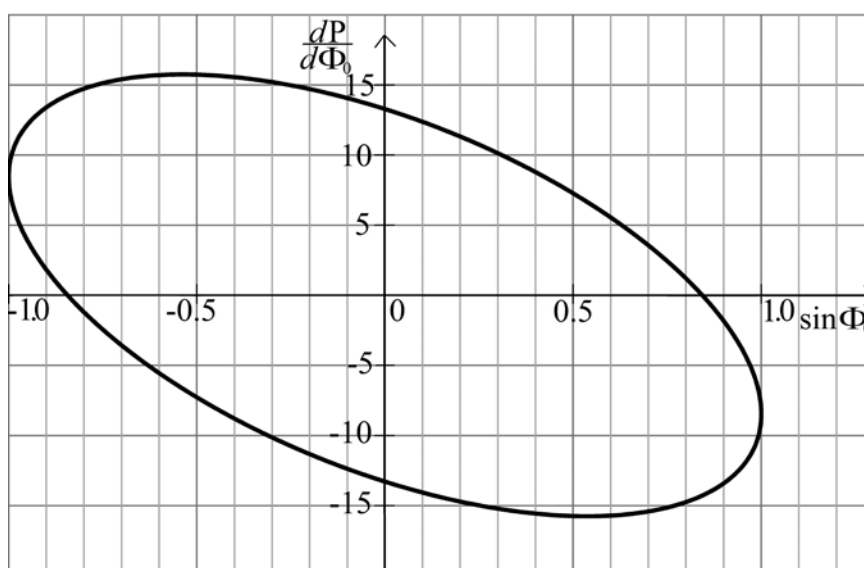


Рис. 5. Фазовое распределение мощности излучения заряда  $dP/d\Phi_0$  (0,01 ТВт) в зависимости от начальной фазы волны  $\Phi_0$

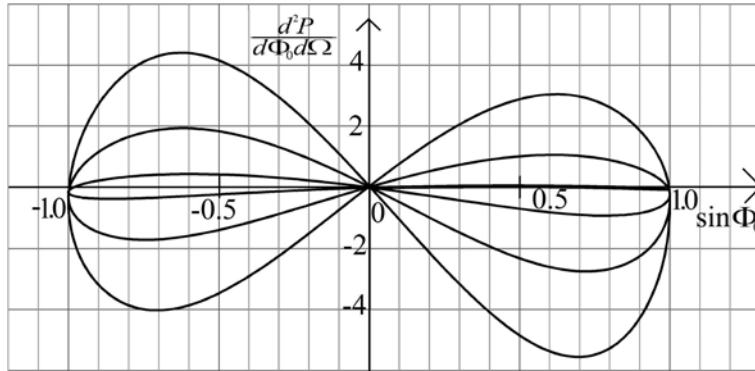


Рис. 6. Фазово-угловое распределение мощности  $d^2P/d\Phi_0 d\Omega$  (0,01 ТВт) излучения заряда в зависимости от начальной фазы волны  $\Phi_0$

Из формулы (34) для интенсивности  $I_{cir} = 10^7 \text{ ТВт} \cdot \text{см}^{-2}$  получаем фазовый портрет распределения мощности излучения (рис. 5).

Видно, что при значениях  $\sin \Phi_0 = -0,85$  и  $+0,85$  фазовое распределение мощности излучения заряда соответствует нулю.

Усредняя выражение (32) по начальной фазе волны  $\Phi_0$ , получаем среднюю мощность излучения частицы:

$$\bar{P} = \mu \frac{4\pi^2}{k^2} I_{cir} \left( \frac{\mu}{2} + 1 \right). \quad (35)$$

Подставляя выражение (17) в формулу (35), получаем

$$\bar{P} = \frac{\pi m^2 c^5}{q^2} \mu \left( \frac{\mu}{2} + 1 \right). \quad (36)$$

**Линейная поляризация.** Аналогично выкладкам, проведенным для случая круговой поляризации, для линейно-поляризованной волны координаты частицы, взятые из работы [1], и компоненты вектора Умова – Пойнтинга (15) подставляем в формулу (25); тогда получаем следующее равенство:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\Omega} = & I_{cir} \left( \left( \frac{\chi_x^2}{\gamma^2} + h^2 \right) \frac{\Phi^2}{k^2} + \right. \\ & \left. + \frac{q^3 b_x^3}{4\gamma^4 \omega^3 k^2} \chi_x \cos \Phi \sin(2\Phi) - \right. \\ & \left. - \left( 2(1+h)\Phi \frac{q\chi_x b_x}{\gamma^2 \omega k^2} + 2C_x \frac{qb_x}{\gamma \omega k} \right) \cos \Phi + \right. \\ & \left. + 2 \left( C_x \frac{\chi_x}{\gamma} + hC_z \right) \frac{\Phi}{k} + \frac{q^2 b_x^2}{\gamma^2 \omega^2 k^2} \left( 1 + \frac{\chi_x^2}{\gamma^2} \right) \cos^2 \Phi - \right. \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} & - 2h\Phi \frac{q^2 b_x^2}{8\gamma^2 \omega^2 k^2} \sin 2\Phi + \frac{q^4 b_x^4}{64\gamma^4 \omega^4 k^2} \sin^2(2\Phi) - \\ & \left. - C_z \frac{q^2 b_x^2}{4\gamma^2 \omega^2 k} \sin 2\Phi + C_x^2 + C_z^2 \right) \cos^2 \Phi, \quad (37) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} C_x = & -\frac{\chi_x}{\gamma k} \Phi_0 + \frac{qb_x}{\gamma \omega k} \cos \Phi_0, \\ C_z = & -\frac{h}{k} \Phi_0 + \frac{q}{\gamma^2 \omega k} \chi_x b_x \cos \Phi_0 + \\ & + \frac{q^2 b_x^2}{8\gamma^2 \omega^2 k} \sin 2\Phi_0. \quad (38) \end{aligned}$$

Дифференцируя равенство (37) по  $\Phi$ , получаем фазово-угловой портрет распределения мощности излучения в начальный момент времени при интенсивности  $I_{lin} = 10^7 \text{ ТВт} \cdot \text{см}^{-2}$  (рис. 6). Видно, что фазово-угловое распределение излучения заряда соответствует типу «восьмерки», и при  $\sin \Phi_0 = -1, 0$  и  $+1$  оно равно нулю.

Интегрируя равенство (37) по телесному углу, получаем полную мощность излучения частицы:

$$\begin{aligned} P = & 4\pi^2 \frac{I_{lin}}{k^2} \left( \frac{14}{9} \left( \frac{\chi_x^2}{\gamma^2} + h^2 \right) - \right. \\ & \left. - \frac{3}{4} \pi(1+h) \frac{q\chi_x b_x}{\gamma^2 \omega} - \right. \\ & \left. - \frac{3}{4} C_x \frac{qb_x}{\gamma \omega k^{-1}} + \frac{1}{10} h \frac{q^2 b_x^2}{\gamma^2 \omega^2} \right). \quad (39) \end{aligned}$$

Для начального момента времени имеем следующее выражение:



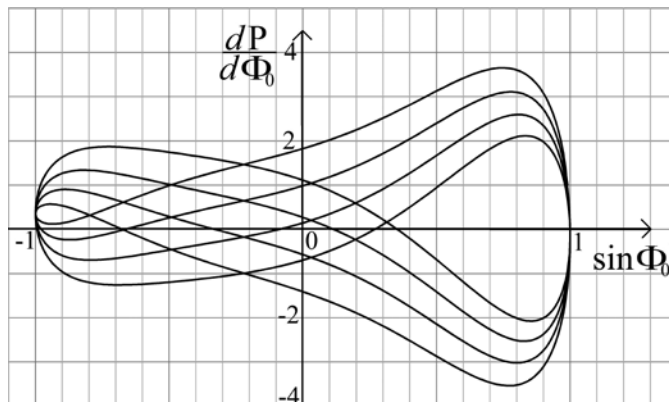


Рис. 7. Фазовое распределение мощности излучения заряда  $P$  (0,01 ТВт) в зависимости от начальной фазы волны  $\Phi_0$

$$\begin{aligned}
 P = 4\pi^2 \frac{I_{lin}}{k^2} & \left( \frac{14}{9} \left( \mu \sin^2 \Phi_0 + \right. \right. \\
 & + \frac{\mu^2}{16} (1 + 2 \sin^2 \Phi_0)^2 \left. \right) + \frac{\mu^2}{40} (1 + 2 \sin^2 \Phi_0) + \\
 & + \frac{3}{4} \pi \left( 1 + \frac{\mu}{4} (1 + 2 \sin^2 \Phi_0) \right) \mu \sin \Phi_0 - \\
 & \left. - \frac{3}{4} (\mu \sin \Phi_0 \Phi_0 + \mu \cos \Phi_0) \right). \quad (40)
 \end{aligned}$$

Дифференцируя это выражение по  $\Phi_0$ , получаем фазовое распределение мощности излучения для интенсивности  $I_{lin} = 10^7 \text{ ТВт} \cdot \text{см}^{-2}$  (рис. 7).

При  $I_{lin} \rightarrow \infty$  данное распределение для значений  $\sin \Phi_0 = -1$  и  $+1$  соответствует нулю. Для остальных значений  $\sin \Phi_0$  фазовое распределение  $dP / d\Phi_0 \rightarrow \infty$  (тоже при  $I_{lin} \rightarrow \infty$ ).

Усредняя выражение (40) по начальной фазе волны  $\Phi_0$ , получаем среднюю мощность излучения частицы:

$$\bar{P} = 4\pi^2 \mu \frac{I_{lin}}{k^2} \left( \frac{23}{12} + \frac{39}{80} \mu \right). \quad (41)$$

С учетом соотношений (17) формула (41) принимает вид

$$\bar{P} = \frac{\pi m^2 c^5}{2q^2} \mu^2 \left( \frac{23}{12} + \frac{39}{80} \mu \right). \quad (42)$$

На рис. 8 приведены зависимости средних мощностей излучения электрона от интенсивностей плоских монохроматических

электромагнитных волн линейной и круговой поляризации (см. соответственно формулы (42) и (36)).

Из формул (36), (42) и рис. 8. следует, что мощность излучения частицы при интенсивности  $I \geq 1,37 \cdot 10^6 \text{ ТВт} \cdot \text{см}^{-2}$  в поле плоской монохроматической электромагнитной волны для случаев линейной и круговой поляризации сравнимы в нерелятивистском пределе. При этом их различие не превышает 10 %. Для интенсивности  $I = 10^7 \text{ ТВт} \cdot \text{см}^{-2}$  мощность излучения электрона в поле такой электромагнитной волны линейной поляризации вчетверо выше, чем в круговой.

### Спектрально-угловые характеристики излучения заряда в поле плоской монохроматической волны

Спектр излучения заряженной частицы в поле плоской монохроматической электромагнитной волны можно представить в виде суммы бесконечного числа монохроматических волн:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\omega=-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}) \exp(-i\Phi). \quad (43)$$

Фурье-компоненту можно представить в виде периодической функции с периодом  $\tilde{T}$  [1]:

$$\mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}) = \frac{1}{\tilde{T}} \int_{\tilde{t}}^{\tilde{t}+\tilde{T}} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(i\Phi) dt. \quad (44)$$

Из уравнения (1) выразим  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ , подставим в функцию (44) и перейдем от инте-

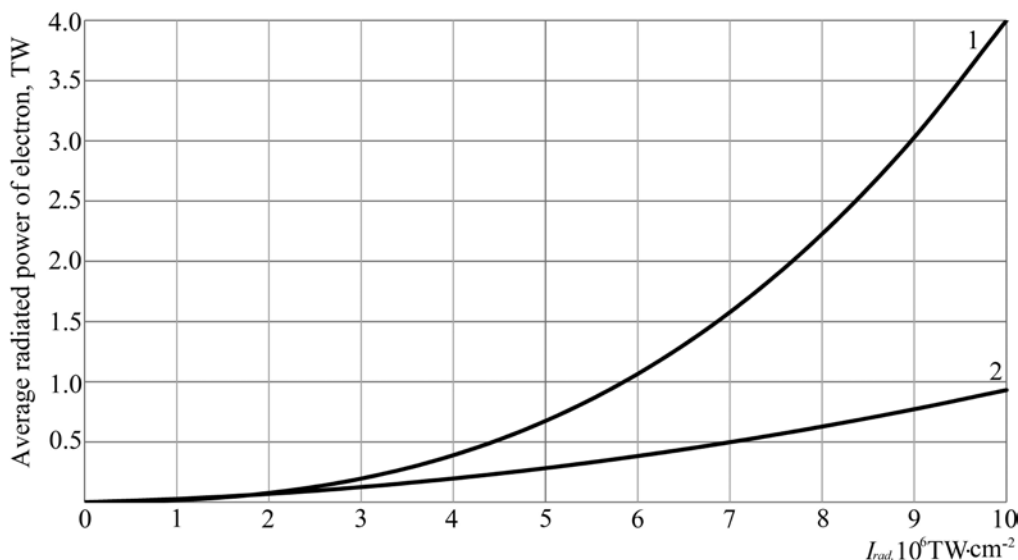


Рис. 8. Зависимости средней мощности излучения электрона от интенсивностей плоских монохроматических электромагнитных волн линейной (1) и круговой (2) поляризации (см. соответственно формулы (42) и (36))

гирования по времени к интегрированию по фазе  $\Phi$ . Тогда для действительной части  $\mathbf{E}_\omega(\mathbf{r})$  получаем следующее выражение:

$$\text{Re}(\mathbf{E}_\omega(\mathbf{r})) = \frac{1}{T} \int_{\Phi(t)}^{\Phi(\bar{t})} \left( \frac{1}{q} \frac{d\mathbf{p}}{dt} - \frac{1}{c} [\mathbf{VH}] \right) \times \cos \Phi \frac{(1+g)}{\omega} d\Phi. \quad (45)$$

Подставим выражения (4), (9) – (11) в формулу (45) и проинтегрируем по фазе  $\Phi$ . Тогда компоненты Фурье-образа функции (45) в покомпонентной форме принимают следующий вид:

$$\text{Re}(E_{\omega,x}) = \frac{b_x}{2(1+h)} \left( 1 + h - \frac{q^2(b_x^2 - b_y^2)}{16\gamma^2\omega^2} \right), \quad (46)$$

$$\text{Re}(E_{\omega,y}) = 0, \quad \text{Re}(E_{\omega,z}) = 0.$$

Рассмотрим опять случаи круговой и линейной поляризации волны.

**Круговая поляризация.** Из формул (46) получаем следующие значения компонент Фурье-образа функции (45) для круговой поляризации:

$$\text{Re}(\mathbf{E}_\omega) = \frac{b}{2\sqrt{2}}. \quad (47)$$

Видно, что в этом случае Фурье-образ

сохраняет информацию только об амплитудах спектральных составляющих, тогда как информация об их фазе теряется. Поэтому все сигналы с одинаковыми спектрами амплитуд, но с различными спектрами фаз должны иметь одинаковую спектральную плотность.

Подставляя значения (47) в сумму (43), получаем следующий спектр излучения частицы для начального момента времени:

$$\text{Re}(\mathbf{E}(\mathbf{r}, t_0)) = \frac{b}{2\sqrt{2}} \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \cos(\omega\xi_0), \quad (48)$$

где  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t_0)$  – напряженность поля излучения заряженной частицы в поле плоской монохроматической электромагнитной волны в начальный момент  $t_0$ ;  $\mathbf{r}$  – положение частицы в пространстве относительно начального положения  $(0, 0, z_0)$ ;  $b$  – амплитуда электромагнитной волны;  $\xi_0 = -z_0/c$ .

Модуль спектра излучения (48) имеет следующее фазовое распределение:

$$\text{Re} \left( \left| \frac{d\mathbf{E}(\mathbf{r}, t_0)}{d\Phi_0} \right| \right) = \frac{b}{2\sqrt{2}} \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \sin(\omega\xi_0) \right|. \quad (49)$$

Если рассмотреть случай, когда  $\xi_0 \rightarrow 1$ , то получим спектральное распределение излучения заряда по частоте  $\omega$ :

$$\operatorname{Re} \left( \left| \frac{d\mathbf{E}(\mathbf{r}, t_0)}{d\omega} \right| \right) = \frac{b}{2\sqrt{2}} \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \sin(\omega) \right|. \quad (50)$$

Спектр излучения заряда в единичный телесный угол имеет вид

$$\operatorname{Re} \left( \left| \frac{d\mathbf{E}(\mathbf{r}, t_0)}{d\Omega} \right| \right) = \frac{b}{4\sqrt{2}\pi} \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \operatorname{tg}(\omega\xi_0) \right|. \quad (51)$$

Фазово-угловое распределение спектра излучения имеет вид

$$\operatorname{Re} \left( \left| \frac{d^2\mathbf{E}(\mathbf{r}, t_0)}{d\Phi d\Omega} \right| \right) = \frac{b}{4\sqrt{2}\pi} \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \sec^2(\omega\xi_0) \right|.$$

При  $\xi_0 \rightarrow 1$  получаем частотно-угловое распределение модуля спектра следующего вида:

$$\operatorname{Re} \left( \left| \frac{d^2\mathbf{E}(\mathbf{r}, t_0)}{d\omega d\Omega} \right| \right) = \frac{b}{4\sqrt{2}\pi} \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \sec^2(\omega) \right|. \quad (52)$$

Введем функцию, характеризующую спектральную плотность излучения:

$$S(\omega) = |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t_0)|^2. \quad (53)$$

Тогда спектр (48) принимает следующий вид:

$$\operatorname{Re}(S(\omega)) = \frac{b^2}{8} \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \cos^2(\omega\xi_0) \right|, \quad (54)$$

а фазовое распределение (54) имеет вид

$$\operatorname{Re} \left( \frac{dS(\omega)}{d\Phi} \right) = \frac{b^2}{8} \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \sin(2\omega\xi_0) \right|. \quad (55)$$

Спектральная плотность излучения в единичный телесный угол выражается как

$$\operatorname{Re} \left( \frac{dS(\omega)}{d\Omega} \right) = \frac{b^2}{8\pi} \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \sin(\omega\xi_0) \right|. \quad (56)$$

Соответствующее фазово-угловое распределение спектральной плотности принимает вид

$$\operatorname{Re} \left( \frac{d^2S(\omega)}{d\Phi_0 d\Omega} \right) = \frac{b^2}{8\pi} \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \cos(\omega\xi_0) \right|. \quad (57)$$

При условии  $\xi_0 \rightarrow 1$  получаем частотно-угловое распределение спектральной плотности излучения частицы:

$$\operatorname{Re} \left( \frac{d^2S(\omega)}{d\omega d\Omega} \right) = \frac{b^2}{8\pi} \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \cos(\omega) \right|. \quad (58)$$

**Линейная поляризация.** В этом случае из

выражений (46) для Фурье-образа получаем:

$$\operatorname{Re}(\mathbf{E}_\omega) = \frac{b}{\left( 2 + \frac{\mu}{2} (1 + 2 \sin^2 \Phi_0) \right)^{\times}} \times \left( 1 + \frac{\mu}{4} (1 + 2 \sin^2 \Phi_0) - \frac{\mu}{16} \right). \quad (59)$$

Подставляя выражение (59) в формулу (43), получаем спектр излучения частицы в начальный момент времени:

$$\operatorname{Re}(\mathbf{E}(\mathbf{r}, t_0)) = b \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \frac{\left( 1 + \frac{\mu}{4} (1 + 2 \sin^2 \Phi_0) - \frac{\mu}{16} \right)}{\left( 2 + \frac{\mu}{2} (1 + 2 \sin^2 \Phi_0) \right)} \cos(\omega\xi_0). \quad (60)$$

Спектр излучения имеет следующее распределение по фазе:

$$\operatorname{Re} \left( \left| \frac{d\mathbf{E}(\mathbf{r}, t_0)}{d\Phi_0} \right| \right) = b \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \left( 1 - \frac{2B}{A} \right) \frac{\mu}{A} \sin \Phi_0 \cos^2 \Phi_0 - \frac{B \sin \Phi_0}{A} \right|, \quad (61)$$

где

$$A = 2 + \frac{\mu}{2} (1 + 2 \sin^2 \Phi_0),$$

$$B = 1 + \frac{\mu}{4} \left( 1 + 2 \sin^2 \Phi_0 - \frac{\mu}{16} \right).$$

При  $\xi_0 \rightarrow 1$  получаем спектральное распределение излучения заряда по частоте  $\omega$ :

$$\operatorname{Re} \left( \left| \frac{d\mathbf{E}(\mathbf{r}, t_0)}{d\omega} \right| \right) = b \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \left| \left( 1 - \frac{2B}{A} \right) \frac{\mu}{A} \sin(\omega) \cos^2(\omega) - \frac{B \sin(\omega)}{A} \right|. \quad (62)$$

Спектр излучения заряда в единичный телесный угол определяется формулой

$$\operatorname{Re} \left( \left| \frac{d\mathbf{E}(\mathbf{r}, t_0)}{d\Omega} \right| \right) = \frac{b}{2\pi} \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \left| \left( \frac{1}{2} - \frac{B}{A} \right) \frac{\mu}{A} \sin(2\Phi_0) - \frac{B \operatorname{tg}\Phi_0}{A} \right|. \quad (63)$$

Фазово-угловое распределение этого спектра излучения имеет вид

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \left( \left| \frac{d^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_0)}{d\Phi d\Omega} \right| \right) &= \frac{b}{2\pi} \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \left( \left( \frac{2B}{A} - 1 \right) + \right. \right. \\ &+ \left. \left( \frac{2}{A} - 1 \right) \frac{\mu}{A} \right) \frac{\mu}{A} \sin^2(2\Phi_0) - \\ &- \frac{\mu \sin(2\Phi_0)B}{A^2} + \left( 1 - \frac{2B}{A} \right) \frac{\mu}{A} \cos(2\Phi_0) - \\ &\left. \left. - \frac{\sec^2(\Phi_0)B}{A} \right| \right). \end{aligned} \quad (64)$$

В равенстве (64) при условии  $\xi_0 \rightarrow 1$  получаем частотно-угловое распределение спектра излучения:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \left( \left| \frac{d^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_0)}{d\omega d\Omega} \right| \right) &= \frac{b}{2\pi} \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \left( \left( \frac{2B}{A} - 1 \right) + \right. \right. \\ &+ \left. \left( \frac{2}{A} - 1 \right) \frac{\mu}{A} \right) \frac{\mu}{A} \sin^2(2\omega) - \\ &- \frac{\mu \sin(2\omega)B}{A^2} + \left( 1 - \frac{2B}{A} \right) \frac{\mu}{A} \cos(2\omega) - \\ &\left. \left. - \frac{\sec^2(\omega)B}{A} \right| \right). \end{aligned} \quad (65)$$

Спектральная плотность излучения имеет вид

$$S(\omega) = b \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \frac{B^2}{A^2} \cos^2(\omega\xi_0) \right|. \quad (66)$$

Фазовое распределение данной спектральной плотности излучения выражается формулой

$$\begin{aligned} \frac{dS(\omega)}{d\Phi_0} &= b \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \frac{\sin(2\omega\xi_0)B}{2A} \times \right. \\ &\times \left. \left( 2\mu \cos^2(\omega\xi_0) - \frac{2\mu \cos^2(\omega\xi_0)B}{A} - 2B \right) \right|. \end{aligned} \quad (67)$$

Спектральная плотность излучения в единичный телесный угол определяется выражением

$$\begin{aligned} \frac{dS(\omega)}{d\Omega} &= \frac{b}{2\pi} \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \frac{2 \cos(\omega\xi_0)B}{2A} \times \right. \\ &\times \left. \left( 2\mu \cos^2(\omega\xi_0) - \frac{2\mu \cos^2(\omega\xi_0)B}{A} - 2B \right) \right|. \end{aligned} \quad (68)$$

Дифференцируя выражение (65) по  $\Phi_0$ , получаем фазово-угловое распределение

спектральной плотности излучения заряженной частицы:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 S(\omega)}{d\Phi_0 d\Omega} &= \frac{b}{2\pi} \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \frac{2\mu}{A} \sin \Phi_0 \times \right. \\ &\times \left. \left( \left( 1 - \frac{2B}{A} - \frac{4B^2}{A^2} + \frac{2B}{A} \right) \mu \cos^4(\Phi_0) + \right. \right. \\ &\left. \left. + \left( \left( \frac{B}{A} - 1 \right) \frac{2\mu}{3} - \frac{B}{A} - 1 \right) 3B \cos^2(\Phi_0) + B^2 \right) \right|. \end{aligned} \quad (69)$$

Из распределения (69) при  $\xi_0 \rightarrow 1$  получаем частотно-угловое распределение спектральной плотности излучения заряда:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 S(\omega)}{d\omega d\Omega} &= \frac{b}{2\pi} \left| \sum_{\omega=-\infty}^{\omega=\infty} \frac{2\mu}{A} \sin(\omega) \times \right. \\ &\times \left. \left( \left( 1 - \frac{2B}{A} - \frac{4B^2}{A^2} + \frac{2B}{A} \right) \mu \cos^4(\omega) + \right. \right. \\ &\left. \left. + \left( \left( \frac{B}{A} - 1 \right) \frac{2\mu}{3} - \frac{B}{A} - 1 \right) 3B \cos^2(\omega) + B^2 \right) \right|. \end{aligned} \quad (70)$$

### Заключение

В работе приведены спектрально-угловые характеристики излучения заряженной частицы в поле плоской монохроматической электромагнитной волны. Получены выражения для средней мощности излучения релятивистского заряда. Вычислена интенсивность излучения заряженной частицы в поле линейно-поляризованной электромагнитной волны. Для интенсивности указанного излучения  $I = 10^{19}$  Вт·см<sup>-2</sup> получены фазовые портреты фазовых и фазово-угловых распределений интенсивности и мощности излучения частицы от начальной фазы.

Показано, что без учета радиационного трения частица в среднем не ускоряется и не замедляется, следовательно, выполняется теорема Лоусона – Вудворда, согласно которой области ускорения сменяются областями замедления, и в среднем энергия электрона не растет. Для круговой поляризации Фурье-образ напряженности электрического поля излучения частицы сохраняет информацию только об амплитудах спектральных составляющих, тогда как

информация о фазе теряется.

Показано также, что для случая круговой поляризации интенсивность ее волны равна интенсивности излучения заряженной частицы ( $I_{em} = I_{cir}$ ). Для плоской монохроматической линейно-поляризованной электромагнитной волны при превышении

релятивистского значения ее интенсивности, равного  $1,37 \cdot 10^{18}$  Вт·см<sup>-2</sup>, интенсивность излучения заряда становится релятивистской и зависит от величины  $I_{lin}/I_{rel}$  [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке госзадания Министерства образования и науки РФ (проект № 1269).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] **Андреев С.Н., Макаров В.П., Рухадзе А.А.** О движении заряженной частицы в плоской монохроматической электромагнитной волне // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. № 1. С. 68–72.

[2] **Френкель Я.И.** Собрание избранных трудов в 3 тт. Т. 1. Электродинамика (общая теория электричества), М.-Л.: Издательство АН СССР, 1956. 428 с.

[3] **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Теория поля. 8-е изд., стереотипное. М.: Физматлит, 2012. 536 с.

[4] **Копытов Г.Ф., Мартынов А.А., Акинцов Н.С.** Движение заряженной частицы в поле плоской эллиптически-поляризованной электромагнитной волны // Фундаментальные ис-

следования. 2014. № 9. Ч. 5. С. 1013–1018.

[5] **Галкин А.Л., Коробкин В.В., Романовский М.Ю., Ширяев О.Б.** Релятивистское движение и излучение электрона в поле интенсивного лазерного импульса // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 10. С. 903–909.

[6] **Ахманов С.А., Никитин С.Ю.** Физическая оптика: 2-е изд. М.: Наука, 2004. 654 с.

[7] **Ньютон Р.** Теория рассеяния волн и частиц. М.: Мир, 1969. 607 с.

[8] **Аззам Р., Башара Н.** Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с.

[9] **Багров В.Г., Бисноватый-Коган Г.С., Бородовицын В.А. и др.** Теория излучения релятивистских частиц. М.: Физматлит, 2002. 576 с.

#### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

**АКИНЦОВ Николай Сергеевич** – преподаватель кафедры радиофизики и нанотехнологий Кубанского государственного университета.

350040, Российская Федерация, г. Краснодар, Ставропольская ул., 149  
akintsov777@mail.ru

**КОПЫТОВ Геннадий Филиппович** – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой радиофизики и нанотехнологий Кубанского государственного университета.

350040, Российская Федерация, г. Краснодар, Ставропольская ул., 149  
g137@mail.ru

**МАРТЫНОВ Александр Алексеевич** – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики и компьютерных технологий Кубанского государственного университета.

350040, Российская Федерация, г. Краснодар, Ставропольская ул., 149  
martynov159@yandex.ru

#### *Akintsov N.S., Kopytov G.F., Martynov A.A.* SPECTRAL AND ANGULAR RADIATION CHARACTERISTICS OF A CHARGED PARTICLE IN THE PLANE MONOCHROMATIC ELECTROMAGNETIC WAVE.

Relying upon the solution of the relativistic equation of a charged particle motion that was obtained by A.A. Rukhadze et al., the spectral and angular characteristics of ultra-relativistic intensive radiation of a relativistic charged particle have been studied, the particle being linearly accelerated by a superpower laser pulse. The case where the particle propagates in vacuum without brake light was examined. The interaction of the charged particle with the large-amplitude ultra-short laser pulse was analyzed in details using the relativistic consideration. Formulae for the average radiated power of the relativistic charged particle, depending on the initial conditions, the electromagnetic-wave amplitude, intensity and polarization were



obtained. For the case where the laser pulse can be represented by a monochromatic plane wave, analytical expressions for the radiation characteristics were put forward and the phase-angular distributions of relativistic radiated power and intensity were found. The Fourier transform of the electric-intensity radiation field of the charged particle and the particle's spectral density radiation in the field of a plane monochromatic wave for different types of polarization (linear and circular ones) were determined.

PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE, RADIATED POWER, RADIATION INTENSITY, ULTRASHORT LASER PULSE.

#### REFERENCES

- [1] **S.N. Andreyev, V.P. Makarov, A.A. Rukhadze**, On the motion of a charged particle in a plane monochromatic electromagnetic wave, *Quantum Electronics*. 39(1) (2009) 68–72.
- [2] **Ya.I. Frenkel**, *Sobraniye izbrannykh trudov: v 3 t. T.1, Electrodynamics. [General Theory of Electricity]*, Moscow, Leningrad, Izdatelstvo AN SSSR, 1956.
- [3] **L.D. Landau, E.M. Lifshits**, *Teoriya polya [The Field Theory]*, Moscow, Nauka, 2004.
- [4] **G.F. Kopytov, A.A. Martynov, N.S. Akintsov**, A charged particle move in the field of the plane elliptically polarized electromagnetic wave, *Fundamentalnyye issledovaniya, Fiziko-matematicheskiye nauki*. 9. Ch. 5(2014) 1013–1018.
- [5] **A.L. Galkin, V.V. Korobkin, M.Yu. Romanovskiy, O.B. Shirayev**, Relyativistskoye dvizheniye i izlucheniye elektrona v pole intensivnogo lazernogo impulsa // *Kvantovaya elektronika*. 37(10) (2007) 903–909.
- [6] **S.A. Akhmanov, S.Yu. Nikitin**, *Fizicheskaya optika: 2-ye izd. [Physical Optics]*, Moscow, Nauka, 2004.
- [7] **R. Newton**, *Teoriya rasseyaniya voln i chastits [Scattering Theory of Waves and Particles]*, Moscow, Mir, 1967.
- [8] **R.M. Azzam, N.M. Bashara**, *Ellipsometriya i polarizovannyi svet [Ellipsometry and Polarized Light]*, Moscow, Mir, 1981.
- [9] **V.G. Bagrov, G.S. Bisnovatyy-Kogan, V.A. Borodovitsyn**, *Teoriya izlucheniya relativistskikh chastits [Radiation Theory of Relativistic Particles]*, Moscow, Fizmatlit, 2002.

#### THE AUTHORS

**AKINTSOV Nikolay S.**

*Kuban State University*

149 Stavropolskaya St., Office 421, Krasnodar, 350040, Russian Federation.  
akintsov777@mail.ru

**KOPYTOV Gennadii F.**

*Kuban State University*

149 Stavropolskaya St., Office 421, Krasnodar, 350040, Russian Federation.  
g137@mail.ru

**MARTYNOV Alexander A.**

*Kuban State University*

149 Stavropolskaya St., Office 421, Krasnodar, 350040, Russian Federation.  
martynov159@yandex.ru