

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ГЛОБАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАРЯДА В ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ЦИРКУЛЯРНО-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ВОЛНЫ

И.Н. Жукова

Адыгейский государственный университет, г. Майкоп

Обсуждается зависимость средней по времени степени линейной поляризации глобального излучения заряда в поле внешней плоской электромагнитной волны круговой поляризации от ориентации вектора поляризации и параметра интенсивности волны.

Зависимость средней по времени степени линейной поляризации (далее – СЛП) глобального (суммарного по всем направлениям) излучения заряда в постоянном магнитном поле от ориентации вектора поляризации впервые исследована в работе [1], где получена формула для компоненты \bar{W}_2 мощности глобального излучения, которая однозначно определяет среднюю СЛП:

$$\bar{p} = \frac{2\bar{W}_2}{\bar{W}} - 1 = \frac{2 + \beta^2}{4} + 2f(\theta), \quad \text{где} \quad (1)$$

$$f(\theta) = \frac{6(1 + \beta^2)(1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^2 - 3(1 - \beta^4)(1 - \beta^2 \sin^2 \theta) - (1 - \beta^2)^2}{16\beta^2(1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{3/2}} - \frac{1 + 4\beta^2 + \beta^4}{8\beta^2},$$

$\beta = v/c$, v - скорость заряженной частицы. Угол θ определяет направление вектора поляризации $\vec{j} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$, который в интересующей наблюдателя точке позволяет разложить вектор напряженности электрического поля излучения на две ортогональные составляющие:

$$\vec{E} = E_2 \vec{\ell}_2 + E_3 \vec{\ell}_3, \quad \text{где} \quad (2)$$

$$\vec{n} = \frac{\vec{R}(\xi)}{R(\xi)}, \quad \vec{\ell}_2 = \frac{[\vec{j}, \vec{n}]}{\sqrt{1 - (\vec{j}, \vec{n})^2}}, \quad \vec{\ell}_3 = [\vec{\ell}_2, \vec{n}], \quad \vec{n} = [\vec{\ell}_3, \vec{\ell}_2]. \quad (3)$$

Полная мощность излучения равна

$$W = W_2 + W_3 = \frac{2e^2}{3c^3} \frac{w^2(1 - \beta^2) + (\vec{w}, \vec{\beta})^2}{(1 - \beta^2)^3}, \quad (4)$$

где $\vec{w}(\xi)$ - ускорение заряженной частицы.

В работе [2] получено выражение для компоненты мгновенной мощности глобального излучения W_2 для произвольного движения заряда и произвольной ориентации плоскости поляризации

$$W_2 = W_2(\vec{\beta}, \vec{w}, \vec{j}), \quad (5)$$

которое может служить основой для рассмотрения конкретных частных случаев.

Например, в работе [3] проведено усреднение по времени выражения (3) для конкретного случая излучения заряда в поле плоской электромагнитной волны круговой поляризации, которая распространяется вдоль оси z лабораторной системы координат со скоростью c ; вектор напряженности электрического поля волны имеет вид

$$\vec{E} = E_0(\vec{i} \cos \omega \xi + \vec{j} \sin \omega \xi), \quad (6)$$

где E_0 - амплитуда напряженности электрического поля; ω - частота волны; ξ - момент излучения.

Интеграл движения $\alpha = \frac{1 - \beta_z}{\sqrt{1 - \beta^2}} = const$ и параметр интенсивности внешней волны $\gamma = \frac{eE_0}{\alpha ct}$ связаны соотношением

$$\alpha^2 = 1 + \gamma^2. \quad (7)$$

Полученное в [3] выражение для средней по времени СЛП глобального излучения заряда в поле плоской электромагнитной волны круговой поляризации имеет вид

$$\bar{p} = \frac{2\bar{W}_2}{W} - 1 = \frac{3\gamma^2 \cos^2(\theta)(1 + 2\gamma^2)(3 + 2\gamma^2 \cos^2(\theta)) + 2 + 5\gamma^2}{\sqrt{1 + \gamma^2} \cdot \gamma^2 (1 + \gamma^2 \cos^2(\theta))^{3/2}} - \frac{3}{4} - \frac{1}{4\gamma^2}. \quad (8)$$

При движении заряда в поле плоской электромагнитной волны круговой поляризации квадрат скорости равен $\beta^2 = \frac{\gamma^2}{\alpha^2}$ и легко убедиться, что выражения (1) и (8) хорошо согласуются между собой.

Наглядно зависимость $\bar{p} = \bar{p}(\theta)$ можно представить в виде полярной диаграммы. Для ее построения выбирается система координат, в которой источник излучения находится в центре и строится поверхность, расстояние от каждой точки которой до начала координат пропорционально средней по времени степени линейной поляризации излучения заряда \bar{p} (рисунок 1).

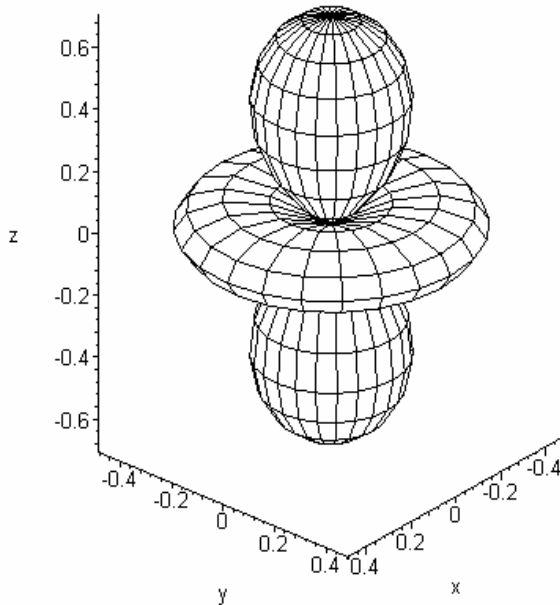


Рис.1. Полярная диаграмма

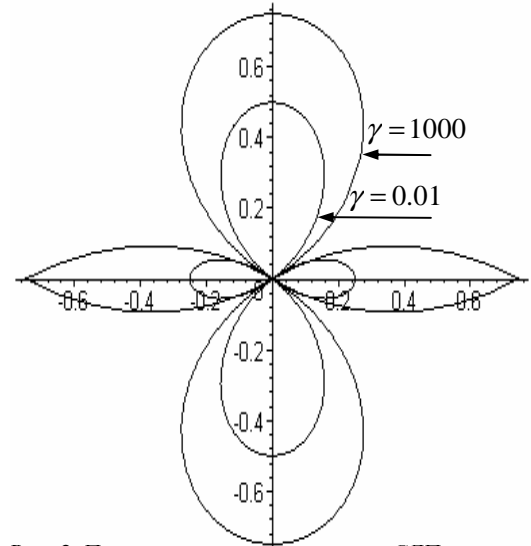


Рис. 2. Полярная диаграмма средней СЛП $\bar{p} = \bar{p}(\theta)$ глобального излучения заряда в поле сильной ($\gamma = 1000$) и слабой ($\gamma = 0.01$) волны круговой поляризации

На рисунке 2 изображено сечение полярной диаграммы $\bar{p} = \bar{p}(\theta)$ глобального излучения релятивистского ($\gamma = 1000$) и нерелятивистского ($\gamma = 0.01$) заряда в поле волны круговой поляризации.

Функция $\bar{p} = \bar{p}(\theta)$ имеет три экстремума при $\theta = 0, \frac{\pi}{2}, \pi$ (рисунок 3), причем при $\theta = 0, \pi$ функция $\bar{p} > 0$ и излучается преимущественно σ - компонента, а при $\theta = \frac{\pi}{2}$ функция $\bar{p} < 0$ и излучается преимущественно π - компонента.

В релятивистском пределе ($\gamma \gg 1$) средняя СЛП глобального излучения (8) после разложения в ряд по малому параметру $1/\gamma$ имеет вид

$$\bar{p}_{\gamma \rightarrow \infty} = -\frac{3}{4} + \frac{3 \cos(u) \cdot \text{csgn}(\cos(\theta))}{2} - \frac{1}{4\epsilon^2} \Rightarrow -\frac{3}{4} \leq \bar{p}_{\gamma \rightarrow \infty} \leq +\frac{3}{4}. \quad (9)$$

Предельное выражение (9) верно при $\cos(\theta) \neq 0$, т.е. при $\theta \neq \pi/2$. Если вектор поляризации \vec{j} ориентирован перпендикулярно оси z (направлению распространения волны) и $\theta = \pi/2$, то точное выражение

для средней СЛП глобального излучения заряда (8) принимает вид

$$\bar{p}_\perp = -\frac{3}{4} + \frac{2+5\gamma^2}{8\gamma^2\alpha} - \frac{1}{4\gamma^2}, \tag{10}$$

а в релятивистском пределе вместо выражения (9) получаем

$$\bar{p}_{\perp(\gamma \rightarrow \infty)} = -\frac{3}{4} + \frac{5}{8\gamma}. \tag{11}$$

Как следует из разложения (9), функция $\bar{p}(\theta)$ к соответствующему предельному значению $\bar{p}_{\gamma \rightarrow \infty} = -\frac{3}{4} + \frac{3\cos(\theta) \cdot c \operatorname{sgn}(\cos(\theta))}{2}$ стремится снизу и только при $\theta = \frac{\pi}{2}$, согласно (11), к предельному значению $\bar{p}_{\perp\gamma \rightarrow \infty} = -\frac{3}{4}$ она стремится сверху, что хорошо видно на рисунках 4 и 5.

В нерелятивистском пределе ($\gamma \ll 1$) средняя СЛП глобального излучения (8) после разложения в ряд по малому параметру γ^2 имеет вид

$$\bar{p}_{\gamma \rightarrow 0} = -\frac{1}{4} + \frac{3\cos^2(\theta)}{4} - \gamma^2 \cdot \frac{(7-30\cos^2(\theta)+15\cos^4(\theta))}{32} \Rightarrow -\frac{1}{4} \leq \bar{p}_{\gamma \rightarrow 0} \leq \frac{1}{2}. \tag{12}$$

Характер стремления функции $\bar{p}_{\gamma \rightarrow 0}$ к предельному значению $\bar{p}_{\gamma \rightarrow 0} = -\frac{1}{4} + \frac{3\cos^2(\theta)}{4}$ определяется слагаемым первого порядка малости $\bar{p}_{\gamma \rightarrow 0}^{(1)} = -\gamma^2 \cdot \frac{(7-30\cos^2(\theta)+15\cos^4(\theta))}{32}$ разложения (12). При $\theta_1 = 1,02473$ ($58,7^\circ$) и $\theta_2 = 2,11686$ ($121,3^\circ$) поправка $\bar{p}_{\gamma \rightarrow 0}^{(1)} = 0$. В интервале значений угла $\theta_1 < \theta < \theta_2$ поправка $\bar{p}_{\gamma \rightarrow 0}^{(1)} < 0$ и кривая $\bar{p}(\gamma)|_\theta$ подходит к соответствующему нерелятивистскому пределу снизу.

Из сказанного следует, что, поскольку функция $\bar{p}(\gamma)|_\theta$ в интервале значений $\theta_1 < \theta < \theta_2$ к нерелятивистскому и релятивистскому пределам стремится снизу, она имеет минимум при некотором значении параметра интенсивности внешней волны γ (см. рисунок 5).

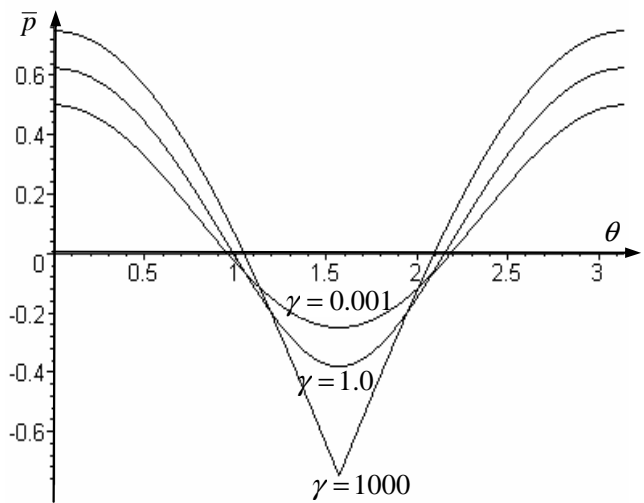


Рис. 3. Зависимость средней СЛП $\bar{p} = \bar{p}(\theta)$ глобального излучения заряда в поле волны круговой поляризации с параметром интенсивности γ от направления вектора поляризации

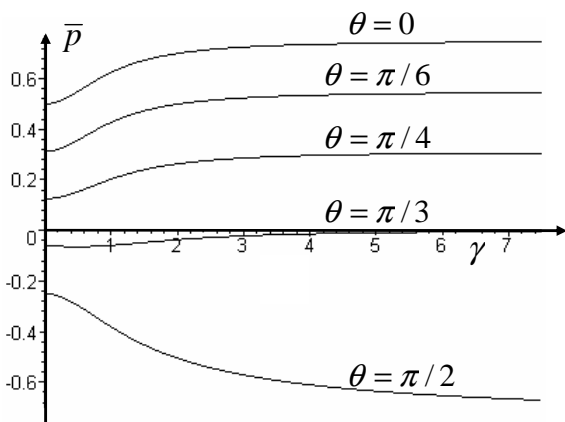


Рис.4. Зависимость средней СЛП глобального излучения от ориентации вектора поляризации

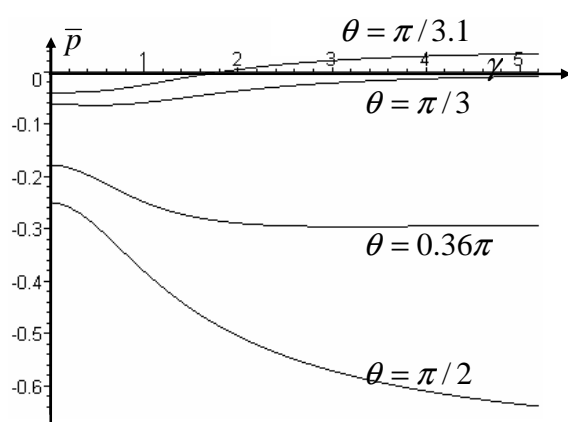


Рис.5. Область значений угла θ , при которых средняя СЛП глобального излучения не является монотонной функцией

Выражение (8) получено при условии, что вектор поляризации \vec{j} имеет фиксированное направление и не меняет его с течением времени ($\theta = const, \varphi = const$). Получим из этого выражения аналитический вид функции $\bar{p}(\gamma)|_\theta$ для двух ориентаций вектора поляризации ($\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$), при которых средняя СЛП имеет максимальные значения.

$$1. \theta = 0 \Leftrightarrow \vec{j} = \vec{e}_z : \bar{p}_z = \frac{3\gamma^2 + 2}{4(1 + \gamma^2)} \Leftrightarrow \frac{1}{2} \leq \bar{p}_z \leq \frac{3}{4}. \quad (13)$$

В этом случае излучается преимущественно σ -компонента, причем

$$\text{в нерелятивистском пределе } \bar{p} = +\frac{1}{2} \Rightarrow \bar{W}_2 = \frac{3W}{4}, \bar{W}_3 = \frac{W}{4};$$

$$\text{в релятивистском пределе } \bar{p} = +\frac{3}{4} \Rightarrow \bar{W}_2 = \frac{7W}{8}, \bar{W}_3 = \frac{W}{8}.$$

$$2. \theta = \frac{\pi}{2} \Leftrightarrow \vec{j} = \vec{e}_{x,y} : \bar{p}_{x,y} = \frac{5\gamma^2 + 2}{8\gamma^2 \sqrt{1 + \gamma^2}} - \frac{3\gamma^2 + 1}{4\gamma^2} \Leftrightarrow -\frac{1}{4} \leq \bar{p}_{x,y} \leq -\frac{3}{4}. \quad (14)$$

В этом случае излучается преимущественно π -компонента, причем

$$\text{в нерелятивистском пределе } \bar{p} = -\frac{1}{4} \Rightarrow \bar{W}_2 = \frac{3W}{8}, \bar{W}_3 = \frac{5W}{8};$$

$$\text{в релятивистском пределе } \bar{p} = -\frac{3}{4} \Rightarrow \bar{W}_2 = \frac{W}{8}, \bar{W}_3 = \frac{7W}{8}.$$

В первом случае мгновенное и среднее значения СЛП совпадают, во втором случае они различны.

При нахождении мгновенной СЛП глобального излучения $p(\theta, \gamma)$ выделяется компонента мощности W_2 во всех точках некоторой сферы, расположенной в лабораторной системе отсчета в волновой зоне. В этом случае вектор напряженности электрического поля излученной электромагнитной волны лежит в плоскости, перпендикулярной вектору поляризации \vec{j} .

На рисунках 6 и 7 приведены графики зависимостей мгновенной СЛП глобального излучения $p_x(\omega\xi)|_\gamma$ и $p_x(\gamma)|_{\omega\xi}$. Графики зависимостей $\bar{p}_x(\gamma)$ и $p_z(\gamma) = \bar{p}_z(\gamma)$ приведены на рисунке 8.

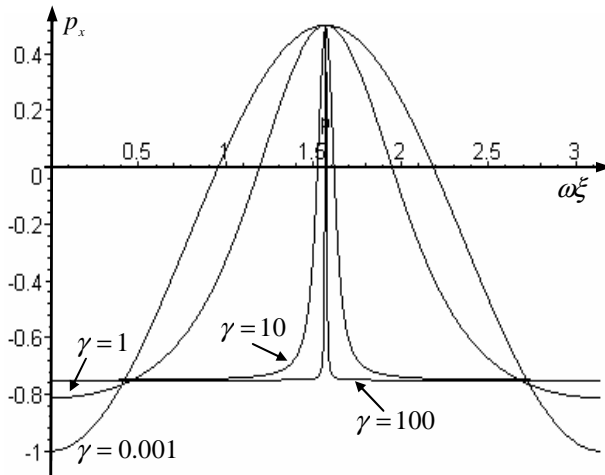


Рис.6. Зависимость мгновенной СЛП глобального излучения p_x от положения заряда на орбите при фиксированном параметре интенсивности волны

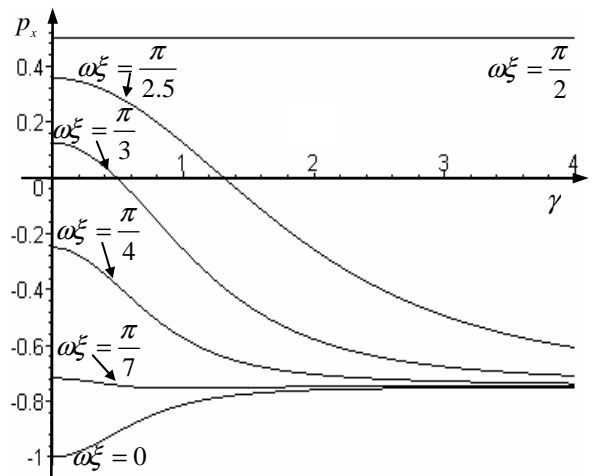


Рис.7. Зависимость мгновенной СЛП глобального излучения p_x от интенсивности волны при различных положениях заряда на орбите

В случае, когда вектор поляризации меняет направление с течением времени, интерес представляют две ситуации.

- а). Вектор поляризации направлен по скорости заряда: $\vec{j} = \frac{\vec{\beta}}{\beta}$. Для заряда, движущегося в поле волны круговой поляризации это направление равносильно направлению $\vec{j} = \frac{\vec{H}}{H}$, где \vec{H} - напряженность магнитного поля волны. Мгновенная и средняя по времени СЛП в этом случае одинаковы и равны

$$p_{\beta} = \bar{p}_{\beta} = \frac{1}{2}. \quad (15)$$

- б). Вектор поляризации направлен по ускорению заряда: $\vec{j} = \frac{\vec{w}}{w}$. Для заряда, движущегося в поле волны круговой поляризации это направление равносильно направлению $\vec{j} = \frac{\vec{E}}{E}$, где \vec{E} - напряженность электрического поля волны. Мгновенная и средняя по времени СЛП в этом случае одинаковы и равны

$$p_E = \bar{p}_E = -\frac{3\gamma^4 + 6\gamma^2 + 4}{4(1 + \gamma^2)^2} \Rightarrow -1 \leq \bar{p}_E \leq -\frac{3}{4}. \quad (16)$$

На рисунке 8 приведены зависимости средней СЛП \bar{p} глобального излучения от интенсивности внешней электромагнитной волны для различных ориентаций вектора поляризации \vec{j} .

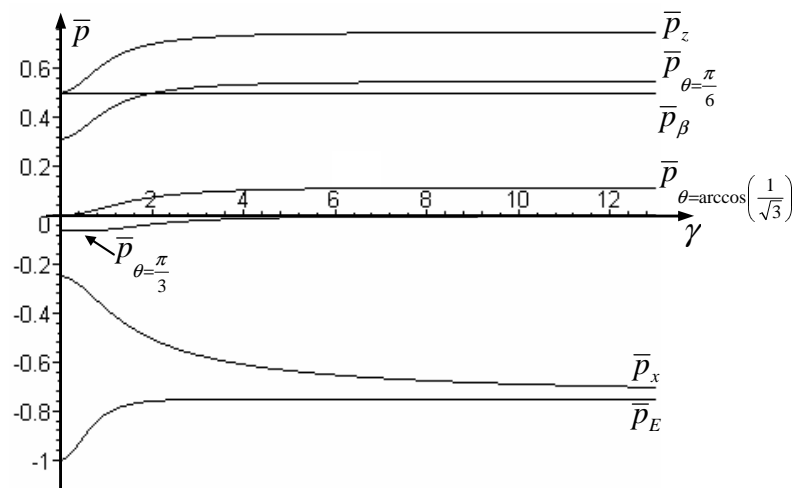


Рис.8. Зависимость средней СЛП глобального излучения заряда от параметра интенсивности внешней циркулярно поляризованной электромагнитной волны при различных направлениях вектора поляризации

Из представленных кривых средние и мгновенные значения совпадают в трех случаях: когда вектор поляризации \vec{j} направлен вдоль направления распространения волны (вдоль оси z), по скорости и по ускорению заряда, т.е. $\bar{p}_z = p_z$, $\bar{p}_{\beta} = p_{\beta}$ и $\bar{p}_E = p_E$.

При $\theta = \arccos\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right)$ функция $\bar{p} = 0$ в нерелятивистском пределе (что следует из выражения(12)). При $\theta = \frac{\pi}{3}$ средняя СЛП $\bar{p} = 0$ в релятивистском пределе (что следует из выражения(9)).

Таким образом, средняя СЛП существенно зависит от направления вектора поляризации.

Литература

1. Багров В.Г. Максимальная поляризация синхротронного излучения // Изв. вузов. Физика. –1967. –

Вып. 8. – С.135-137.

2. *Багров В.Г., Клименко Ю.И.* Линейная поляризация излучения произвольно движущегося заряда // Вестник Московского университета – 1969. - №3. - С. 104-107.
3. *Жукова И.Н., Ханав Д.П.* Максимальная поляризация излучения заряда в электромагнитном поле плоской волны /Наука – 2004. Ежегодный сборник научных статей молодых ученых и аспирантов АГУ. - Майкоп: ООО «Аякс», 2004. - С.41-51.

Polarization of global radiation of a charge in the plane wave field

I.N. Gukova

Association of a medial degree on time of the linear polarization of global radiation of a charge in the field of an exterior plane wave electromagnetic field of circular polarization from orientation of a vector of polarization and parameter of intensity of a wave is considered.