НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАРЯДА В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ

И.Н. Жукова

Адыгейский государственный университет, г. Майкоп

Методами классической электродинамики рассмотрено движение заряда в поле эллиптически поляризованной электромагнитной волны. Для вектора поляризации, ориентированного вдоль направления распространения волны, получены выражения для мгновенной (p) и средней по времени ($\overline{p}$) степени линейной поляризации глобальной мощности излучения в зависимости от поляризации и интенсивности волны.

Интерес к исследованию поляризационных свойств излучения заряда во внешнем электромагнитном поле связан с возможностью применения их при определении типа излучения. В теории излучения релятивистских заряженных частиц поляризация излучения занимает достойное место [1, 2]. Аналитическое исследование поляризации излучения заряда в электромагнитном поле эллиптически поляризованной волны представляет интерес, поскольку позволяет проанализировать частные случаи линейной и круговой поляризации внешней волны. Кроме того, интерес представляет зависимость поляризации от ориентации вектора поляризации.

Рассмотрим заряженную частицу e, движущуюся по некоторой траектории в электромагнитном поле (рис. 1). Поле излучения такой частицы в волновой зоне излучения (когда точка А, в которой ведется наблюдение, удалена на большие расстояния от заряда по сравнению с длиной волны излучения) определяется выражениями [3, с.258]:

$$\vec{E} = \frac{e}{c^2 R} \frac{\left[\vec{n}\left[\left(\vec{n}-\vec{\beta}\right)\vec{w}\right]\right]}{\left(1-\vec{n}\vec{\beta}\right)^3}, \quad \vec{H} = \left[\vec{n}\vec{E}\right], \tag{1}$$

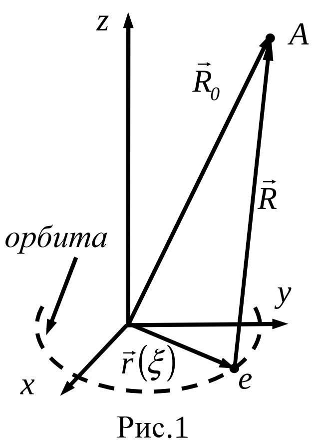

Рис.1

где R – расстояние от заряда до точки наблюдения; $\vec{n} = \dfrac{\vec{R}}{R}$ – единичный вектор, направленный от заряда к точке наблюдения; $\vec{\beta} = \dfrac{\vec{v}}{c}$, а $\vec{v}$ – скорость заряженной частицы; $\vec{w}$ – ее ускорение. Все величины в правых частях (1) берутся в момент времени $\xi = t - \dfrac{R(\xi)}{c}$ (в момент излучения).

Угловое распределение мгновенной мощности излучения определяется выражением [3, с.258]:

$$dW = \frac{c}{4\pi}\vec{E}^2 R^2\left(1-\left(\vec{\beta}\vec{n}\right)\right)d\Omega. \tag{2}$$

Перепишем выражение (2) после подстановки в него (1):

$$dW = \frac{e^2}{4\pi c^3}\frac{\left[\vec{n}\left[\left(\vec{n}-\vec{\beta}\right)\vec{w}\right]\right]^2}{\left(1-\vec{n}\vec{\beta}\right)^5}d\Omega\,. \tag{3}$$

Для изучения линейной поляризации излучения электрический вектор поля излучения раскладывают по двум ортогональным единичным векторам:

$$\vec{E} = E_2 \vec{\ell}_2 + E_3 \vec{\ell}_3 , \tag{4}$$

где $\vec{\ell}_2$ и $\vec{\ell}_3$ – единичные взаимно ортогональные орты линейной поляризации, зависящие от произвольно ориентированного вектора поляризации $\vec{j}$:

$$\vec{\ell}_2 = \frac{\left[\vec{j}\vec{n}\right]}{\sqrt{1-\left(\vec{n}\vec{j}\right)^2}} , \quad \vec{\ell}_3 = \frac{\vec{n}\left(\vec{n}\vec{j}\right)-\vec{j}}{\sqrt{1-\left(\vec{n}\vec{j}\right)^2}} = [\,\vec{\ell}_2 \vec{n}\,] , \quad \vec{n} = \left[\vec{\ell}_3 \vec{\ell}_2\right] , \ \left(\vec{n}\vec{\ell}_3\right) = \left(\vec{n}\vec{\ell}_2\right) = \left(\vec{\ell}_2 \vec{\ell}_3\right) = 0 .$$

Компонент E_2 характеризует проекцию $\vec{E}$ на плоскость, ортогональную вектору $\vec{j}$. После такого разложения угловое распределение мгновенной мощности излучения примет вид:

$$dW = \frac{e^2}{4\pi c^3} \cdot \frac{\left(S_2^2 + S_3^2\right) d\Omega}{\left[1-\left(\vec{n}\vec{j}\right)^2\right] \cdot \left(1-\left(\vec{n}\vec{\beta}\right)\right)^5} , \tag{5}$$

где $S_2 = \left(\left[\vec{j}\vec{n}\right]\left\{\vec{w}\left[1-\left(\vec{n}\vec{\beta}\right)\right] + \vec{\beta}\left(\vec{n}\vec{w}\right)\right\}\right)$, $S_3 = \left(\left[\vec{j}\vec{n}\right]\left[\vec{w}\left(\vec{n}-\vec{\beta}\right)\right]\right)$. Выражение (5) описывает угловое распределение мощности компонент излучения при произвольном движении заряда и произвольной ориентации вектора $\vec{j}$. Чтобы найти мощность глобального излучения, нужно провести в (5) интегрирование по телесному углу Ω. В общем случае произвольного движения заряда и произвольного направления вектора $\vec{j}$ это интегрирование осуществлено в работе [4]:

$$W_2 = \frac{e^2}{12c^3}\left\{\frac{7w^2}{\left(1-\beta^2\right)^2} + \frac{4\left(\vec{w}\vec{\beta}\right)^2}{\left(1-\beta^2\right)^3} + \frac{8\left(\vec{w}\vec{j}\right)\left(\vec{\beta}\vec{j}\right)\left(\vec{w}\vec{\beta}\right)}{q\left(1-\beta^2\right)^2} - \frac{2\left(\vec{w}\vec{\beta}\right)^2}{q\left(1-\beta^2\right)^2} - \frac{w^2}{q\left(1-\beta^2\right)} - \right.$$
$$\left. - \frac{\left(1+5\beta^2\right)\left(\vec{w}\vec{j}\right)^2}{q\left(1-\beta^2\right)^2} + \frac{4\left(\vec{w}\vec{j}\right)\left(\vec{\beta}\vec{j}\right)\left(\vec{w}\vec{\beta}\right)}{q^2\left(1-\beta^2\right)} - \frac{\left(1+3\beta^2\right)\left(\vec{w}\vec{j}\right)^2}{q^2\left(1-\beta^2\right)} - \frac{4\left(\vec{w}\vec{j}\right)^2}{q^3}\right\} , \tag{6}$$

где $q = 1-\left(\vec{\beta}\vec{j}\right)^2$. Полная (глобальная) мгновенная мощность излучения не зависит от ориентации вектора поляризации $\vec{j}$ и равна:

$$W = W_2 + W_3 = \frac{2e^2}{3c^3} \frac{w^2\left(1-\beta^2\right) + \left(\vec{w}\vec{\beta}\right)^2}{\left(1-\beta^2\right)^3} . \tag{7}$$

Для описания поляризации излучения вводится специальная величина – степень линейной поляризации (далее - СЛП) p :

$$p = \frac{W_2 - W_3}{W_2 + W_3} = \frac{W_2 - (W - W_2)}{W} = \frac{2W_2}{W} - 1 . \tag{8}$$

Из (8) следует, что если $W_2 = W_3$, то $p = 0$ и излучение не поляризовано. Если излучается только σ - компонента, то $W_2 = W$ и $p = 1$. Если излучается только π - компонента, то $W_3 = W$ и $p = -1$. В этих двух случаях излучение полностью поляризовано. Если СЛП принимает значения $0 < p < 1$, то $W_2 > W_3$ (излучается преимущественно σ - компонента). Если СЛП принимает значения $-1 < p < 0$, то $W_2 < W_3$ (излучается преимущественно π - компонента). Как следует из (6) и (8), СЛП существенно зависит от ориентации вектора поляризации $\vec{j}$.

Формула (8) в сочетании с формулами (6) и (7) позволяет найти СЛП полного излучения для произвольной ориентации вектора поляризации и произвольного движения заряда $\vec{r} = \vec{r}(\xi)$.

Исследования существенно облегчаются рациональным выбором системы координат. Наиболее удобной является мгновенно сопутствующая система ($x'y'z'$), впервые использованная в [3]. Начало этой системы координат совмещают с точкой, в которой находился заряд в момент излучения ξ (рис.2). В лабораторной системе отсчета положение заряда определяется радиус – вектором $\vec{r}(x,\ y,\ z)$.

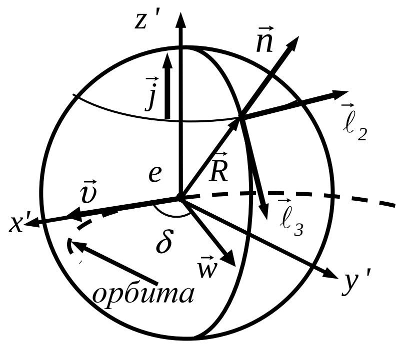

Рис. 2

Рассмотрим в качестве конкретного примера излучение заряда в поле плоской эллиптически поляризованной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси z со скоростью c:

$$\vec{E} = \sqrt{2}E_0\left(\vec{\ell}_1 \cos\psi \cos\omega\xi + \vec{\ell}_2 \sin\psi \sin\omega\xi\right), \qquad (9)$$

где E_0 – амплитуда напряженности электрического поля; ω - частота волны; $\vec{\ell}_1 = \vec{i}$, $\vec{\ell}_2 = \vec{j}$; параметр ψ характеризует поляризацию волны (при $\psi = 0$ и $\psi = \frac{\pi}{2}$ волна линейно поляризована, а при $\psi = \pm\frac{\pi}{4}$ – поляризована по кругу).

Для нахождения мгновенных значений W_2 и W следует получить уравнения движения, для чего необходимо решить систему 4-х уравнений, в которую входят:

1. основное уравнение релятивистской динамики: $\frac{d\vec{p}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c}\left[\vec{\upsilon}\vec{H}\right]$;
2. уравнение, связывающее напряженности электрического и магнитного полей плоской электромагнитной волны и вектор $\vec{n}$, задающий направление распространения волны: $\vec{H} = \left[\vec{n}\vec{E}\right]$;
3. уравнение, связывающее скорость частицы и ее полную энергию $\varepsilon = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ [3, с.74]: $\frac{d\varepsilon}{dt} = e\left(\vec{\upsilon}\vec{E}\right)$;
4. $p_i = \frac{m\upsilon_i}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}}\frac{dr_i}{dt} = \frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}}\frac{dr_i}{d\xi}\frac{d\xi}{dt} = m\frac{(1-\beta_z)}{\sqrt{1-\beta^2}}\frac{dr_i}{d\xi} = m\alpha\frac{dr_i}{d\xi}$.

В четвертом уравнении введен интеграл движения $\alpha = \frac{\varepsilon - p_z c}{mc^2} = \frac{1-\beta_z}{\sqrt{1-\beta^2}} = const$, а индекс i пробегает все возможные значения $i = x, y, z$. В результате решения данной системы 4-х уравнений получаем уравнения движения заряда в поле плоской эллиптически поляризованной электромагнитной волны:

$$x = \frac{\sqrt{2}c\gamma}{\alpha\omega}\cos\psi\cos\omega\xi;\ y = \frac{\sqrt{2}c\gamma}{\alpha\omega}\sin\psi\sin\omega\xi;\ z = -\frac{c\gamma^2}{4\alpha^2\omega}\cos 2\psi \sin 2\omega\xi. \qquad (10)$$

Здесь введен параметр $\gamma = \frac{eE_0}{\omega cm}$, характеризующий интенсивность волны (при $\gamma \gg 1$ волна считается сильной, при $\gamma \ll 1$ - слабой). Решения (10) соответствуют системе отсчета, в которой частица в среднем покоится $\left(\overline{\beta}_x = \overline{\beta}_y = \overline{\beta}_z = 0\right)$ и в начальный момент времени $x_0 = y_0 = 0$.

Нахождение β^2 и w^2 осуществляется по схеме:

$$\beta_i = \frac{1}{c}\frac{dr_i}{dt} = \frac{1}{c}\frac{dr_i}{d\xi}\frac{d\xi}{dt} = \frac{1}{c}(1-\beta_z)\frac{dr_i}{d\xi}, \text{ где } i = x, y, z \Rightarrow \beta^2 = \sum_{i=1}^{3}\beta_i^2;$$

$$w_i = \frac{d(c\beta_i)}{dt} = c\frac{d\beta_i}{d\xi}\frac{d\xi}{dt} = c(1-\beta_z)\frac{d\beta_i}{d\xi}, \text{ где } i = x, y, z \Rightarrow w^2 = \sum_{i=1}^{3}w_i^2.$$

Вектор поляризации излучения $\vec{j}$ задается следующим образом:

$$\vec{j} = (\sin\theta\cos\varphi, \quad \sin\theta\sin\varphi, \quad \cos\theta). \tag{11}$$

Выражения β^2, w^2, $(1-\beta^2)$, $(\vec{\beta}\vec{j})$ $(\vec{w}\vec{\beta})$ и $(\vec{w}\vec{j})$, необходимые для нахождения зависимости мгновенной мощности компоненты излучения W_2 от направления вектора поляризации $\vec{j}$, приведены в [5].

В связи с экспериментальными особенностями измерения мощности излучения, интерес представляет нахождение усредненной по времени СЛП:

$$\bar{p} = \frac{\overline{W}_2 - \overline{W}_3}{\overline{W}_2 + \overline{W}_3} = \frac{2\overline{W}_2}{\overline{W}} - 1. \tag{12}$$

Для усреднения по времени полной мощности излучения $\overline{W} = \dfrac{1}{T(\xi)}\int_0^T W dt$ следует перейти от переменной t к переменной ξ и произвести замену переменной $\xi = \dfrac{2\pi n}{\omega}$ ($n \to \infty$). После перехода к переменной $\lambda = \omega\xi$:

$$\overline{W} = \frac{1}{4\pi\alpha^2}\int_0^{2\pi} W(\xi)\cdot(\zeta + \eta\cos 2\lambda)d\lambda. \tag{13}$$

После усреднения по описанной схеме окончательное выражение для $\overline{W}$ имеет вид:

$$\overline{W} = \frac{2e^2\omega^2\gamma^2}{3c}\left\{\alpha^2 - \frac{\gamma^2\cos^2 2\psi}{4}\right\}. \tag{14}$$

В (13) – (14) использованы обозначения: $\zeta = 2\alpha^2$, $\eta = -\gamma^2\cos 2\psi$, $\alpha^2 = 1+\gamma^2$. Аналогичное усреднение по времени выражения для W_2 в общем случае движения заряда в поле эллиптически поляризованной волны аналитически провести не удалось. В работе [5] проведено это усреднение для частного случая излучения электрона в поле плоской электромагнитной волны круговой поляризации (т.е. при $\psi = \pm\dfrac{\pi}{4}$) и исследована зависимость средней СЛП от ориентации вектора поляризации.

В настоящей работе мы, наоборот, зафиксируем вектор поляризации, и получим зависимость мгновенной и средней СЛП от интенсивности и поляризации внешней электромагнитной волны.

Направим единичный вектор поляризации $\vec{j}$ вдоль оси z декартовой системы координат, т.е., выберем вектор $\vec{j}$ в виде $\vec{j} = (0, 0, 1)$. Исследуемая мгновенная глобальная СЛП в итоге будет функцией трех переменных - γ, ψ и $x = 2\omega\xi$, т.е. $p = p(\gamma, \psi, x)$.

Задавая параметр интенсивности внешней электромагнитной волны γ, мы можем переходить от нерелятивистского предела ($\gamma << 1$) к релятивистскому ($\gamma \geq 1$). Параметр ψ, определяющий поляризацию внешней электромагнитной волны, будем менять в пределах $0 \leq \psi \leq \dfrac{\pi}{2}$.

Приведем полученные выражения для мгновенной мощности σ - компоненты излучения W_2 и полной мощности W:

$$W_2 = \frac{\omega^2 e^2\alpha^2}{12c}\left[\frac{4\eta^2 A}{D^2F^2} + \frac{2B}{D^2F} + \frac{C}{D^2} - \frac{32\eta^2\sin^2 x}{F^3}\right], \tag{15}$$

где $D = (\zeta + \eta\cos x)$, $F = (\zeta + 2\eta\cos x)$;

$$A = A0 + A1\cos x + A2\cos^2 x - A1\cos^3 x + 4\eta^2\cos^4 x \text{, где}$$
$$A0 = 12\alpha^2 - 16\alpha^4; \quad A1 = 8\eta\left(1 - 2\alpha^2\right); \quad A2 = 16\alpha^4 - 12\alpha^2 - 4\eta^2;$$
$$C = 28\alpha^4\gamma^2 - 12\eta^2 - 28\alpha^2\eta\cos x - \left(21\eta^2\gamma^2 + 16\eta^2\right)\cos^2 x - 7\eta^3\cos^3 x;$$
$$B = B0 + B1\cos x + B2\cos^2 x + B3\cos^3 x + 6\eta^4\cos^4 x \text{, где}$$
$$B0 = -4\eta^2 - 4\alpha^6 + 4\alpha^4 - 24\alpha^4\eta^2 + 20\alpha^2\eta^2, \quad B1 = 16\eta^3 - 24\alpha^2\eta^3 + 4\alpha^2\eta,$$
$$B2 = 5\eta^2 - 6\eta^4 + 24\alpha^4\eta^2 - 17\alpha^2\eta^2, \quad B3 = 24\alpha^2\eta^3 - 15\eta^3;$$
$$W = \frac{4e^2\omega^2\alpha^2}{3c}\cdot\frac{\left(\gamma^2 H + 2\eta^2\sin^2 x\right)}{\left(\zeta + \eta\cos x\right)^2}, \tag{16}$$
где $H = 2\alpha^4 - 2\gamma^2\cos^2 2\psi + 2\alpha^2\cos 2\psi\cos x - \dfrac{3\gamma^4\cos^2 2\psi\cos^2 x}{2} + \dfrac{\gamma^4\cos^3 2\psi\cos^3 x}{2}$.

Подставляя W_2 и W в выражение для СЛП (8), получаем громоздкое выражение, в котором СЛП зависит от γ, ψ и $x = 2\omega\xi$. С помощью математического пакета Maple 8.0 рассмотрим некоторые частные случаи.

Пусть внешняя электромагнитная волна поляризована по кругу, т.е. $\psi = \dfrac{\pi}{4}$. В этом случае частица движется по окружности и испускает синхротронное излучение. Вектор поляризации в нашем случае перпендикулярен плоскости орбиты вращения, т.е. выбран также как, например, в [1]. Мгновенная глобальная СЛП в этом случае не зависит от момента времени (т.е., от положения на орбите) и принимает достаточно компактный вид:
$$p = \frac{3}{4} - \frac{1}{4\left(1 + \gamma^2\right)}. \tag{17}$$
Видно, что в слабой волне в нерелятивистском пределе ($\gamma \to 0$) СЛП $p \to \dfrac{1}{2}$. В сильной волне в релятивистском пределе ($\gamma \to \infty$) СЛП $p \to \dfrac{3}{4}$. Эти особенности отражены на рис. 3. При любой интенсивности внешней электромагнитной волны значения СЛП находятся в интервале $0{,}5 < p < 0{,}75$, следовательно, излучается преимущественно σ - компонента излучения.

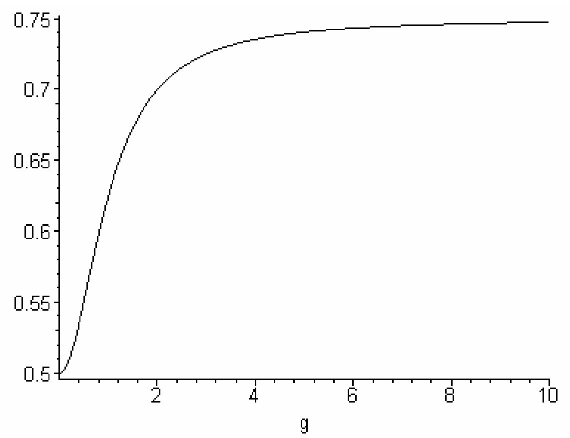

Рис. 3. Зависимость мгновенной глобальной степени линейной поляризации излучения заряда от интенсивности внешней электромагнитной волны (заряд движется в поле циркулярно поляризованной волны ($\psi = \dfrac{\pi}{4}$) в плоскости *xy*. Вектор поляризации $\vec{j}$ направлен вдоль оси *z*).

Во всех остальных случаях поляризации внешней электромагнитной волны (кроме круговой, т.е. при $\psi \neq \frac{\pi}{4}$), мгновенные мощности зависят от времени (т.е., от переменной $x = 2\omega\xi$), а значит и от положения заряда на орбите в момент излучения. В определенные моменты времени для определенной поляризации внешней волны мощности W и W_2 принимают нулевые значения (в эти моменты времени ускорение заряда равно нулю). Поэтому определить СЛП для этих моментов времени проблематично, т.е. функция $p = p(2\omega\xi)$ не является непрерывной. Например, как следует из (16), для внешней линейно поляризованной электромагнитной волны ($\psi = 0$) мгновенная мощность глобального излучения принимает нулевые значения при $x = \pi$, а при ($\psi = \pi/2$) $W = W_2 = 0$ при $x = 0$ и $x = 2\pi$.

Теперь найдем среднюю за оборот СЛП при выбранной ориентации вектора поляризации. Результаты точных аналитических расчетов для случая $\vec{j} = (0, 0, 1)$ дают следующие выражения для усредненной по времени σ - компоненты мощности глобального излучения $\overline{W}_2$:

$$\overline{W}_2 = \frac{e^2\omega^2}{24c}\left\{8\alpha^4 - \frac{13\eta^2}{2} - 10\alpha^2 + 1 + \frac{\alpha^2 + 6\alpha^2\left(\alpha^4 - \alpha^2 - \eta^2\right)}{\left(\alpha^4 - \eta^2\right)^{\frac{1}{2}}} - \frac{2\alpha^2\eta^2}{\left(\alpha^4 - \eta^2\right)^{\frac{3}{2}}}\right\}. \qquad (18)$$

Среднее значение полной мощности не зависит от вектора поляризации и приведено в (14).

Для циркулярно-поляризованной волны ($\eta = 0$) выражения (18) и (14) принимают вид: $\overline{W}_2 = \frac{e^2\omega^2\gamma^2}{12c}\left(6 + 7\gamma^2\right)$; $\overline{W} = \frac{2e^2\omega^2\gamma^2}{3c}\left(1 + \gamma^2\right)$. СЛП, усредненная по времени, равна:

$$\overline{p} = \frac{2 + 3\gamma^2}{4\left(1 + \gamma^2\right)}. \qquad (19)$$

При $\gamma \to 0;\quad \overline{p} \to \frac{1}{2}$, а при $\gamma \to \infty;\quad \overline{p} \to \frac{3}{4}$, что согласуется с результатами работы [6]. Как уже отмечалось в (17), в случае круговой поляризации внешней электромагнитной волны мгновенная глобальная СЛП не зависела от времени. Поэтому ее среднее значение (19) совпало с мгновенным (17) для любых значений γ.

Подставляя (18) и (14) в выражение для СЛП (8), получим среднюю глобальную СЛП излучения заряда в общем случае внешней эллиптической волны. Для исследования ее зависимости от поляризации внешней электромагнитной волны (параметра ψ) и ее интенсивности (параметра γ) привлечем математический пакет Maple 8.0.

На рисунках 4 и 5 приведены графики зависимости средней глобальной СЛП излучения заряда от интенсивности внешней электромагнитной волны при линейной и эллиптической поляризациях внешней электромагнитной волны (для значений $\psi = 0, \frac{\pi}{2}$ и $\psi = \frac{\pi}{3}$ соответственно). Интересно, что графики $\overline{p}(\gamma)$ совпали для случаев линейной поляризации $\psi = 0$ и $\psi = \frac{\pi}{2}$. Т.е. неважно в плоскости xz (при $\psi = 0$) или в плоскости yz (при $\psi = \frac{\pi}{2}$) движется заряд, глобальная средняя СЛП его излучения будет одинаковой.

Из формул (14) – (16) и (18) следует, что при всех типах поляризации волны, кроме круговой, СЛП излучения зависит от времени, поэтому мгновенная и средняя за оборот СЛП различны, о чем неоднократно указывалось в научной литературе [7 -9]. Как видно из рис. 4, средняя по времени СЛП излучения заряда в поле линейно – поляризованной волны ($\psi = 0; \frac{\pi}{2}$) существенно меняется в зависимости от интенсивности волны. В слабой волне $(\gamma << 1)$ излучается преимущественно σ - компонента, в сильной волне $(\gamma > 1)$ преимущественно излучается π - компонента, а при $\gamma \approx 0{,}974$ излучение не поляризовано и $\bar{p} = 0$. Как видно из рис. 5, при эллиптической поляризации $\left(\psi = \dfrac{\pi}{3}\right)$ СЛП при изменении интенсивности волны изменяется незначительно $(\bar{p} \approx 0{,}5)$ и при любом значении параметра γ излучается преимущественно σ - компонента. Таким образом, мгновенная $p(\gamma,\psi,x)$ и средняя $\bar{p}(\gamma,\psi)$ степени линейной поляризации глобальной мощности излучения заряда в общем случае различны и существенно зависят от интенсивности и поляризации внешнего электромагнитного поля волны.

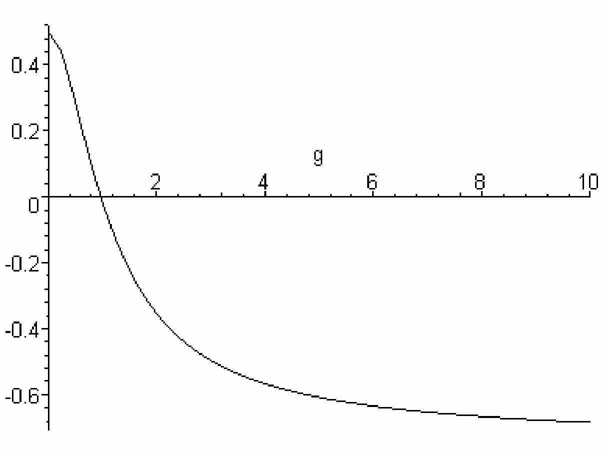

Рис. 4. Зависимость средней глобальной степени линейной поляризации излучения заряда от интенсивности внешней электромагнитной волны g. Заряд движется в поле линейно поляризованной волны (при $\psi = \dfrac{\pi}{2}$ в плоскости zy, при $\psi = 0$ в плоскости zx). Вектор поляризации $\vec{j}$ направлен вдоль оси z.

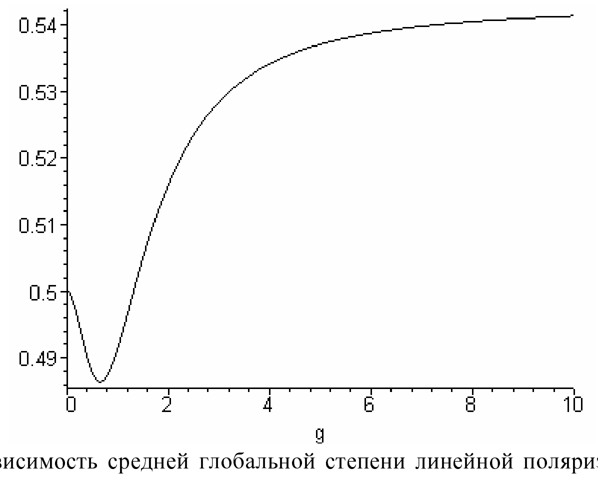

Рис. 5. Зависимость средней глобальной степени линейной поляризации излучения заряда от интенсивности внешней электромагнитной волны. Заряд движется в поле эллиптически поляризованной волны $\psi = \dfrac{\pi}{3}$ в плоскости xy. Вектор поляризации $\vec{j}$ направлен вдоль оси z.

Литература

1. Синхротронное излучение: Сб. статей /Под ред. А.А. Соколова и И.М. Тернова. - М.: Наука, 1966. - 228 с.
2. Теория излучения релятивистских частиц / Под ред. В.А. Бордовицына. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. - 576 с.
3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т.2. Теория поля. - М.: Наука, 1988. – 512 с.
4. *Багров В.Г., Клименко Ю.И.* Линейная поляризация излучения произвольно движущегося заряда // Вестник Московского университета – 1969. - №3. - С. 104 - 107.
5. *Жукова И.Н., Ханаев 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.
6. Излучение релятивистского заряда в электромагнитном поле плоской волны/Тернов И.М., Багров В.Г., Хапаев А. М., Клоповский К.С. //Изв. вузов. Физика, 1967. – Вып. 8. – С.77 – 84.
7. *Багров В.Г.* Индикатриса излучения заряда во внешнем поле по классической теории // Оптика и спектроскопия – 1965. – Т.18. – Вып.4. - С.541 – 544.
8. *Багров В.Г., Маркин Ю. А.* Некоторые вопросы классической теории излучения // Изв. вузов. Физика. – 1967. - Вып.5. –С.37 – 42.
9. *Багров В.Г.* Максимальная поляризация синхротронного излучения // Изв. вузов. Физика. – 1967. – Вып. 8. – С.135 – 137.

Some features of plane polarization of charge radiation in plane wave electromagnetic field

I.N. Zhukova

The motion of charge in elliptic plane wave electromagnetic field is considered. The expressions for instantaneous value (p) and time average ($\bar{p}$) of plane polarization of global radiating power are obtained.

