

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

С.С. Оксюзян, В.Б. Тлячев

Майкопский государственный технологический институт, Майкоп

Построены диаграммы направленности вероятности переходов электронов, движущихся в поле плоской электромагнитной волны в зависимости от спинового состояния и релятивистски инвариантного квантового параметра ξ .

В работе [1] было указано на принципиальную возможность радиационной самополяризации электронов, движущихся в поле плоской электромагнитной волны. При этом было обращено внимание на то, что для описания процесса самополяризации удобнее всего рассматривать вероятность переходов с переориентацией спина, нежели дифференциальное сечение, ибо последнее не дает полной информации о практической возможности получения поляризованных электронов, в частности не прослеживается динамика процесса самополяризации. Поэтому для описания углового распределения будем рассматривать только вероятность переходов, так, как это было записано в [1]. (Все используемые ниже обозначения совпадают с принятыми в [1] и здесь не поясняются.)

Вероятность переходов с переориентацией спина имеет вид (формула (21) в [1]):

$$dW = \frac{q^2 \sqrt{(1-\beta^2)(1-q^2)}}{4T_0} \cdot [f_1(q, \xi) + \zeta g f_2(q, \xi)],$$

$$f_k(q, \xi) = \frac{\xi^3}{q^2(1-q^2)} \sum_{v=1}^{\infty} \frac{v^3 (1-\cos\theta)^2 F_k \sin\theta d\theta}{[1+v\xi(1-\cos\theta)]^2}, \quad k=1, 2,$$

$$F_k = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Phi_k d\varphi, \quad \Phi_2 = 2(\vec{l}\vec{s})q\sqrt{1-q^2} J'_v(x) J_v(x), \quad x = vq \sin\theta, \quad (1)$$

$$\Phi_1 = [1 - (\vec{n}\vec{l})^2] [q^2 J_v'^2(x) + ctg\theta J_v^2(x)] + \{ (1-q^2) [1 + (\vec{n}\vec{l})^2] - 2\sqrt{1-q^2} (\vec{n}\vec{l}) (\vec{l}\vec{s}) ctg\theta \} J_v^2(x), \quad T_0 = \frac{\hbar^2}{e^2 m_0 c} \approx 1,765 \cdot 10^{-19} \text{ с},$$

$$q = \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}, \quad \xi = (1-\beta_{||}) \frac{\hbar\omega}{m_0 c^2} \sqrt{\frac{1-q^2}{1-\beta^2}}.$$

Здесь ζ - спиновое число, принимающее значения ± 1 .

Из (1) видно, что вероятность сильно зависит от ориентации спина при $\vec{l} = \vec{s}$, то есть когда вектор \vec{l} в системе координат, где отсутствует перпендикулярная составляющая скорости в начальном состоянии, ориентирован по вектору \vec{k}' перпендикулярной составляющей импульса электрона в конечном состоянии. Именно это условие и приводит к оптимальной самополяризации электрона. Когда $\vec{l} = \vec{s}$ из (1) получаем, что

$$F_1 = q^2 [J_v'^2(x) - J_v^2(x)] + J_v^2(x) \sin^2 \theta, \quad (2)$$

$$F_2 = 2q\sqrt{1-q^2} J_v'(x) J_v(x).$$

Так как в настоящее время на практике используются источники когерентного излучения с величиной $q \ll 1$, выражающейся через характеристики интенсивности волны существенно меньше единицы, то

из (1) и (2) с учетом приближений функций Бесселя $J_1(q \sin \theta) = \frac{1}{2} q \sin \theta, J_1'(q \sin \theta) = \frac{1}{2}$, получаем, удобное для анализа, выражение для углового распределения вероятности:

$$dW = \frac{q^2 \sqrt{(1 - \beta^2)(1 - q^2)}}{8T_0} \cdot \frac{\xi^3 (1 - \cos \theta)^2 (1 + \zeta g \sin \theta) \sin \theta d\theta}{[1 + \xi(1 - \cos \theta)]^2}, \quad (3)$$

На рисунках 1-12 приведены графики зависимости $\frac{dW}{d\theta}$ от угла θ в полярной системе координат ($0 < \theta < \pi$). Для каждого рисунка указаны значения ξ релятивистски инвариантного параметра ξ и спинового числа ζ , во всех случаях считается волна правополяризованной $g = 1$. Легко заметить, что угловое распределение не является изотропным.

Для $\xi \zeta^{\text{экстрем.}} = 2,384$ (рис.6), когда достигается максимальная степень поляризации, угловое распределение симметрично относительно вертикальной оси только при $\zeta = +1$.

С изменением $\xi \zeta$ от экстремального значения угловое распределение больше не остается симметричным и направление максимальной вероятности смещается «слева направо» с ростом $\xi \zeta$.

Изменение направленности диаграмм объясняется переменной знака спинового числа и ростом квантового параметра $\xi \zeta$.

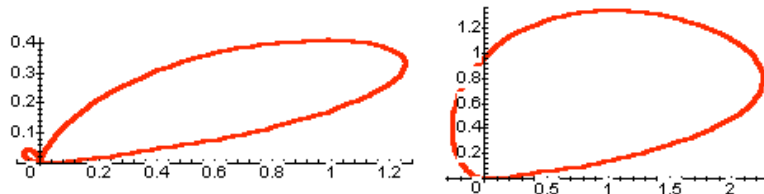


Рис. 1 $\zeta = -1, \xi \zeta = 100$

Рис. 2 $\zeta = +1, \xi \zeta = 100$

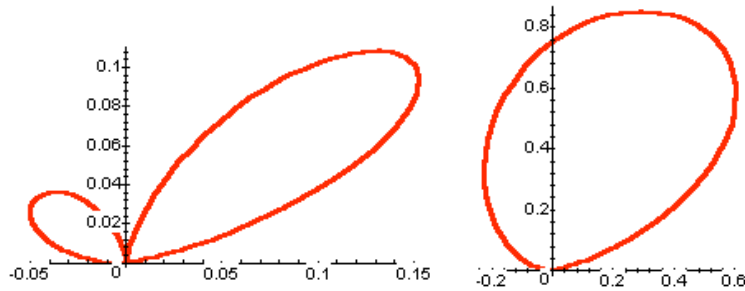


Рис. 3 $\zeta = -1, \xi \zeta = 10$

Рис. 4 $\zeta = +1, \xi \zeta = 10$

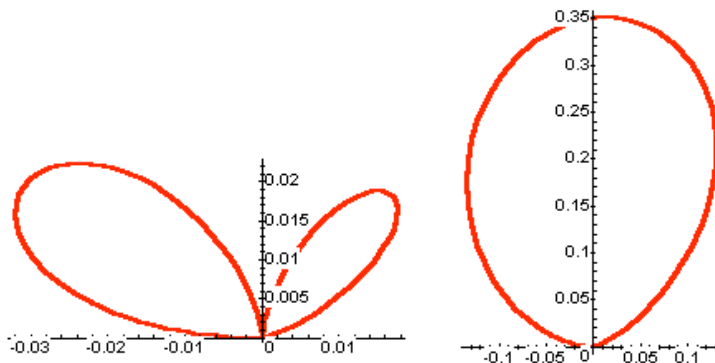


Рис. 5 $\zeta = -1, \xi \zeta = 2.3846$

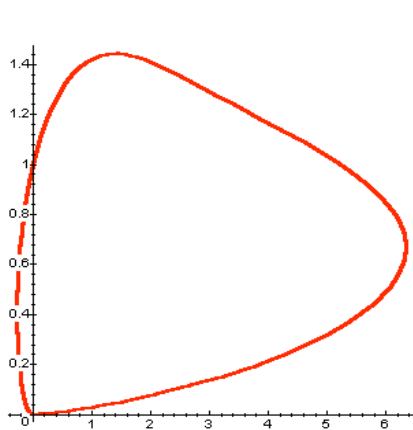


Рис. 6 $\zeta = +1, \xi \zeta = 2.3846$

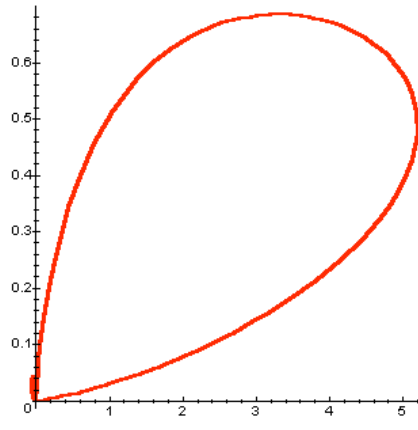


Рис. 7 $\zeta = +1, \xi \zeta = 1000$

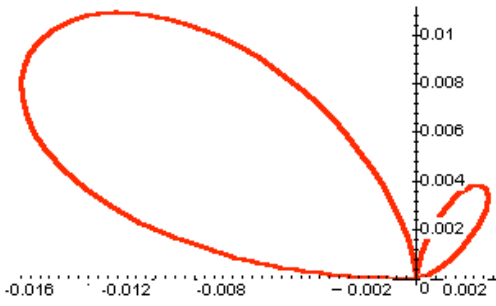


Рис. 8 $\zeta = -1, \xi \zeta = 1000$

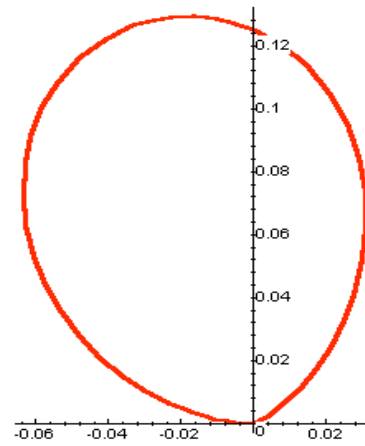


Рис. 9 $\zeta = -1, \xi \zeta = 1$

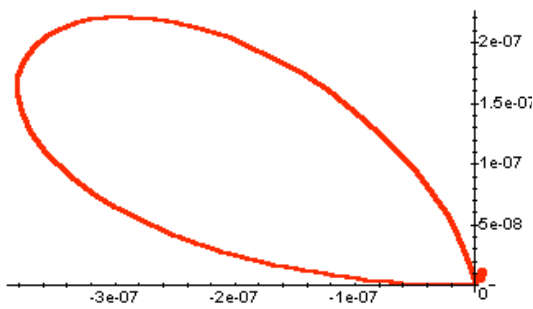


Рис. 10 $\zeta = +1, \xi \zeta = 1$

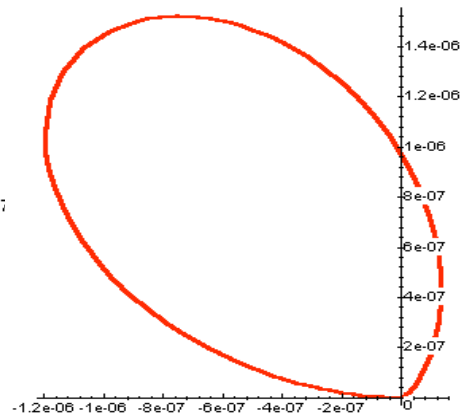


Рис.11 $\zeta = -1, \xi = 0,01$ Рис.12 $\zeta = +1, \xi = 0,01$ **Л и т е р а т у р а**

1. Bagrov V.G. et all. Radiotional self-polarization of electrons moving in the electromagnetic plane-wave field. Nuovo Cimento. -1989. -V.103 B. - № 5. - P. 549-560.

Angular distributions of polarized electrons in the electromagnetic plane-wave field**S.S. Oxysyan, V.B. Tlyachev**

Diagram of direction of probably of transitions of electrons, moving in the electromagnetic plane-wave field are described.