Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 4 — 1964

И. М. ТЕРНОВ, В. Г. БАГРОВ, Р. А. РЗАЕВ

ВЛИЯНИЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА СОСТОЯНИЕ ОРИЕНТАЦИИ ИХ СПИНА

В статье рассматривается влияние излучения быстрых электронов, движущихся в постоянном и однородном магнитном поле, на состояния продольной и поперечной поляризации электронного спина. Показано, что в результате излучения первоначально неполяризованные электроны могут получить преимущественную ориентацию спина, противоположную направлению вектора напряженности внешнего магнитного поля.

Вопрос о движении электронов с ориентированным спином в магнитном поле представляет известный интерес в связи с многочисленными экспериментами, связанными с применением пучков поляризованных заряженных частиц. Как известно [1, 2], влияние электромагнитного поля на движение поляризованного пучка электронов сводится в общем случае к изменению вектора импульса частиц, а также к изменению ориентации их спина. В случае магнитного поля, однородного в пространстве и постоянного во времени, это изменение происходит таким образом, что состояние поляризации электронного спина, определенные по отношению к направлению движения электрона, а также по отношению к направлению внешнего магнитного поля, не изменяются с течением времени, т. е. являются интегралами движения.

При движении в магнитном поле электрон становится источником весьма интенсивного электромагнитного излучения, которое может привести к изменению ориентации электронного спина [3]. В этой связи особый интерес представляют состояния поляризации электронного спина, определенные по отношению к направлению магнитного поля, для которых изменение проекции спина при излучении может иметь направленный характер [4].

В настоящей работе последовательно рассматривается задача о поведении спина электронов в условиях синхротронного излучения. Исследуются два состояния поляризации: по отношению к направлению движения (продольная) и по отношению к направлению магнитного поля (практически поперечная).

Волновые функции

Для последовательного решения поставленной задачи потребуем, чтобы волновая функция электрона, движущегося в магнитном поле, направленном по оси

$$A_x = -\frac{1}{2} Hy, \ A_y = \frac{1}{2} Hx, \ A_z = 0$$

удовлетворяла уравнению Дирака

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}\psi, \ \hat{H} = c\,(\vec{\alpha}\vec{P}) + \rho_3 m_0 c^2. \tag{1}$$

Здесь $\vec{\alpha}$, ρ_3 — обычные матрицы Дирака; $\vec{P} = \vec{P} - \frac{e}{c}\vec{A}$ кинетический импульс, m_0 и $e_0 = -e$ соответственно масса покоя и заряд электрона. Решение этого уравнения в цилиндрической системе координат $x = r\cos\varphi$, $y = r\sin\varphi$, z, естественным образом связанной с характером движения электрона, имеет вид

$$\psi_{1,3} = e^{-ickt} \frac{e^{iK_3 z}}{\sqrt{L}} \frac{e^{i(l-1)\varphi}}{\sqrt{2\pi}} f_{1,3}(\rho),$$

$$\psi_{2,4} = e^{-icKt} \frac{e^{kk_3 z}}{\sqrt{L}} \frac{e^{il\varphi}}{\sqrt{2\pi}} f_{2,4}(\rho),$$

в котором

$$\rho = \gamma r^2, \ \gamma = \frac{e_0 H}{2c\hbar}, \ E = c\hbar K = c\hbar\sqrt{k_0^2 + k_3^2 + 4\gamma n},$$

а

$$n = l + s = 0, 1, 2, \ldots \quad l = 0, \pm 1, \ \pm 2, \ldots (-\infty < l \leqslant n), \ \ s = 0, 1, 2 \ldots$$

соответственно главное, азимутальное и радиальное квантовые числа. Радиальные функции f_i оказываются связанными с функциями Лагерра

$$I_{n,s}(\rho) = \frac{1}{\sqrt{n!s!}} e^{-\frac{\rho}{2}} \rho^{\frac{n-s}{2}} Q_s^{n-s}(\rho), \tag{2}$$

$$Q_s^l(\rho) = (-1)^s \sum_{j=0}^{s} (-1)^j \frac{s!\,(s+l)!}{(s-j)!\,(s+l-j)!\,j!} \rho^{s-j}$$

соотношением

$$f_{1,2,3,4} = \sqrt{2\gamma} \begin{cases} C_1 I_{n-1,s}(\rho) \\ iC_2 I_{n,s}(\rho) \\ C_3 I_{n-1,s}(\rho) \\ iC_4 I_{n,s}(\rho) \end{cases} \tag{3}$$

при этом спиновые коэффициенты C_i удовлетворяют уравнению Дирака, а также условию нормировки $|C_1|^2 + |C_3|^2 + |C_2|^2 + |C_n|^2 = 1$. Волновая функция (2, 3), как в этом нетрудно убедиться, является собственной функцией трех операторов, коммутирующих с гамильтонианом: оператора Гамильтона, оператора проекции полного момента на ось z и оператора проекции импульса на ось z. В качестве четвертого оператора, необходимого для полного определения волновой функции, следует выбрать оператор, характеризующий состояния спина. Это позволит полностью определить вид коэффициентов C_i.

Для описания состояний поляризации по отношению к направлению движения электрона весьма удобно воспользоваться псевдовектором поляризации.

$$T_\mu = -\frac{i}{2}\{P_4\sigma_\mu + \sigma_\mu P_4\}, \tag{4}$$

где

$$P_4 = \frac{i}{c}\{\hat{H} - e\varphi\} = \frac{i}{c}\hat{H}, \ (\varphi = 0),$$

а σ_μ — псевдовектор спина $\sigma = \{\vec{\sigma}, i\rho_1\}$ (см. [5, 6]). Тогда 4-я составляющая псевдовектора поляризации, являющаяся интегралом движения $T_4 = -(\vec{\sigma}\vec{P})$, описывает продольную поляризацию спина. Подчиняя волновую функцию ψ требованию быть собственной для этого оператора, получим уравнение

$$(\vec{\sigma}\vec{P})\,\psi = \hbar\tilde{k}\tilde{\zeta}\psi,$$

совместное решение которого с уравнением Дирака (1) дает

$$C_1 = \tilde{\zeta}\tilde{\alpha}\tilde{A}, \quad C_3 = \tilde{\beta}\tilde{A},$$

$$C_2 = \tilde{\alpha}\tilde{B}, \quad C_4 = \tilde{\zeta}\tilde{\beta}\tilde{B}.$$

Здесь

$$\tilde{\alpha} = \sqrt{\frac{1}{2}\left(1 + \frac{k_0}{K}\right)}, \quad \tilde{\beta} = \sqrt{\frac{1}{2}\left(1 - \frac{k_0}{K}\right)},$$

$$\tilde{A} = \sqrt{\frac{1}{2}\left(1 + \tilde{\zeta}\frac{k_3}{\tilde{k}}\right)}, \quad \tilde{B} = \sqrt{\frac{1}{2}\left(1 - \tilde{\zeta}\frac{k_3}{\tilde{k}}\right)},$$

причем $\tilde{k} = \sqrt{K^2 - k_0^2}$, а $\tilde{\zeta} = \pm 1$ характеризует две возможных ориентации спина электрона по отношению к направлению его движения: по движению $\tilde{\zeta} = 1$ и против движения $\tilde{\zeta} = -1$.

Для описания состояний поляризации спина по отношению к направлению магнитного поля можно было бы воспользоваться пространственными составляющими псевдовектора поляризации

$$\vec{T} = m_0c^2\rho_3\vec{\sigma} + c\rho_1 P,$$

из которых составляющая вдоль поля (проекция на ось z) также является интегралом движения. Однако такой выбор малоудобен для конкретных расчетов, ибо в случае ультрарелятивистского электрона при $E \gg m_0c^2$ коэффициент при спиновой матрице в [11] становится малым. Гораздо удобнее, оказывается, воспользоваться в этом случае тензором поляризации 2-го ранга (см. [7, 8]).

$$\Pi_{\mu\nu} = \int \psi^+ F_{\mu\nu 4}\psi\, d^3x, \quad F_{\mu\nu 4} = \frac{1}{2}\{P_4\alpha_{\mu\nu} + \alpha_{\mu\nu}P_4\}, \tag{5}$$

где

$$\alpha_{\mu\nu} = \frac{i}{2}\{\alpha_\mu\rho_3\alpha_\nu - \alpha_\nu\rho_3\alpha_\mu\}$$

антисимметричный тензор магнитного и электрического моментов

$$\begin{pmatrix} \alpha_{23}, & \alpha_{31}, & \alpha_{12} \\ \alpha_{14}, & \alpha_{24}, & \alpha_{34} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_3\sigma_1, & \rho_3\sigma_2, & \rho_3\sigma_3 \\ i\rho_2\sigma_1, & i\rho_2\sigma_2, & i\rho_2\sigma_3 \end{pmatrix}.$$

Компонент Π_{12} тензора поляризации

$$\Pi_{12} = m_0c\sigma_3 + \rho_2[\vec{\sigma}\vec{P}]_z \tag{6}$$

также коммутирует с гамильтонианом, однако при таком выборе отмеченной выше трудности не существует.

Потребуем, чтобы волновая функция была собственной для оператора Π_{12}

$$\Pi_{12}\psi = \hbar k\zeta\psi,$$

тогда, решая это уравнение совместно с (1), находим

$$C_1 = aA, \qquad C_3 = bA,$$
$$C_2 = -\zeta bB, \; C_4 = \zeta aB,$$

где

$$A = \sqrt{\frac{1}{2}\left(1 + \zeta\frac{k_0}{K}\right)}, \quad B = \sqrt{\frac{1}{2}\left(1 - \zeta\frac{k_0}{k}\right)},$$

$$a = \frac{1}{2\sqrt{2}}\left[\sqrt{1 + \frac{k_3}{K}} + \zeta\sqrt{1 - \frac{k_3}{K}}\right],$$

$$b = \frac{1}{2\sqrt{2}}\left[\sqrt{1 - \frac{k_3}{K}} \mp \zeta\sqrt{1 - \frac{k_3}{K}}\right].$$

При этом $k = \sqrt{K^2 - k_3^2}$, а $\zeta = \pm 1$ описывает состояния поляризации спина электрона по отношению к направлению магнитного поля: по полю $\zeta = 1$ и против поля $\zeta = -1$.

Вероятность спонтанных переходов

Рассматривая взаимодействие электрона с квантованным полем фотонов (см., например, [9], § 27), можно получить следующее выражение для вероятности спонтанного перехода электрона в единицу времени из состояния $\psi(n, s, k_3\, \varsigma)$ в состояние $\psi'(n', s', k_3', \varsigma')$

$$w = \frac{e^2}{2\pi\hbar}\int \frac{d^3\varkappa}{\varkappa}\,\delta(K - K' - \varkappa)\,S. \tag{7}$$

Величина S в этом выражении связана с матричными элементами матриц Дирака

$$\overline{\alpha}_i = \int \psi'^{+} e^{-i\vec{\varkappa}\vec{r}}\alpha_i\psi\, d^3x$$

соотношением

$$S = |\overline{\alpha}_1|^2 + |\overline{\alpha}_2|^2\cos^2\theta + |\overline{\alpha}_3|^2\sin^2\theta - 2|\overline{\alpha}_1||\overline{\alpha}_2|\sin\theta\cos\theta.$$

В этих формулах для волнового вектора фотонов $\vec{\varkappa}$ выбрана сферическая система координат ($\varkappa$, θ, ς'), причем в силу полной симметрии задачи относительно оси z в целях упрощения расчета мы полагаем $\varphi' = \frac{\pi}{2}$. В начальном состоянии мы полагаем также, что электрон движется в плоскости орбиты вращения, т. е. считаем, что $k_3 = 0$. Частота излучения может быть найдена из закона сохранения энергии (7)

$$\omega = c\varkappa = c\left(\sqrt{k_0^2 + 4\gamma n} - \sqrt{k_0^2 + k_3'^2 + 4\gamma n'}\right).$$

Расчет матричных элементов матриц Дирака $\overline{\alpha}_i$ приводит к следующим выражениям:

$$\overline{a}_1 = iI_{ss'}(x)\{(C_1^{+1}C_4 + C_3^{+1}C_2)\, I_{n,n'-1}(x) - (C_4^{+1}C_1 + C_2^{+1}C_3)\, I_{n-1,n'}(x)\},$$

$$\overline{a}_2 = I_{ss'}(x)\{(C_1^{+1}C_4 + C_3^{+1}C_2)\, I_{n,n'-1}(x) + (C_4^{+1}C_1 + C_2^{+1}C_3)\, I_{n-1,n'}(x)\}, \qquad (8)$$

$$\overline{a}_3 = I_{ss'}(x)\{(C_1^{+1}C_3 + C_3^{+1}C_1)\, I_{n-1,n'-1}(x) - (C_4^{+1}C_2 + C_2^{+1}C_4)\, I_{nn'}(x)\},$$

в которых функции Лагерра $I_{\mu,\mu'}(x)$ $(\mu = n,\ s)$ определяются формулой (2), а аргумент x равен $x = \dfrac{\varkappa^2 \sin^2\theta}{4\gamma}$. Вид коэффициентов C_i зависит от выбора состояний поляризации. Все выражения для матричных элементов (8) должны быть еще умножены справа на дельта символ $\delta_{k_3',-\varkappa\cos\theta}$, указывающий на закон сохранения импульса вдоль магнитного поля.

Дальнейшее исследование вероятности перехода и связанной с ней интенсивности излучения $W = ch\varkappa w$ требует аппроксимации функций Лагерра. Такую аппроксимацию удобно произвести с помощью цилиндрических функций 3-го рода постоянного индекса

$$I_{n,n'}(x) = \frac{1}{\pi\sqrt{3}}\left(1-\frac{x}{x_0}\right)^{1/2} K_{1/3}\left\{\frac{2}{3}\sqrt[4]{nn'}\sqrt{x_0}\left(1-\frac{x}{x_0}\right)^{3/2}\right\},$$

$$I'_{n,n'}(x) = \frac{1}{\pi\sqrt{3}}\frac{\sqrt[4]{nn'}}{\sqrt{x_0}}\left(1-\frac{x}{x_0}\right) K_{2/3}\left\{\frac{2}{3}\sqrt[4]{nn'}\sqrt{x_0}\left(1-\frac{x}{x_0}\right)^{3/2}\right\}. \qquad (9)$$

Здесь штрихом обозначена производная по всему значению аргумента, а величина $x_0 = (\sqrt{n} - \sqrt{n'})^2$ (относительно аппроксимации функций Лагерра см., например, [9], там же приведена подробная литература по этому вопросу). Формулы (9) равномерно применимы во всей области спектра. Поскольку в силу рекуррентных соотношений для функций Лагерра можно все выражения (8) свести либо к функции $I_{n,n'}(x)$, либо к ее производной, в итоге мы получаем зависимость матричных элементов от цилиндрических функций $K_{1/3}$ и $K_{2/3}$, что весьма удобно с точки зрения практического анализа.

Прежде чем перейти к изложению полученных результатов, сделаем несколько замечаний о ходе расчета. Все выражения для матричных элементов можно заменить приближенными, производя разложение в ряд Тейлора по величине $\varepsilon_0 = 1 - \beta^2$, которая в наиболее интересной для нас области ультрарелятивистского движения остается значительно меньше единицы $\varepsilon_0 \ll 1$. Далее, при определении величины $\varkappa$ оказывается целесообразным ввести новый «номер» гармоники ν', полагая

$$\nu = n - n' = \nu'\left(1 - \frac{\nu'}{4n}\beta^2 \sin^2\theta\right).$$

При этом для величины $\varkappa$ мы получаем точное выражение

$$\varkappa = \sqrt{\frac{\gamma}{n}}\,\beta\nu' = \frac{\beta\nu'}{R},$$

в котором R — радиус орбиты вращения электрона.

Такая замена номера гармоники оказывается возможной ввиду того, что спектр в нашей задаче имеет квазинепрерывный характер, позволяющий суммирование по n' заменить интегрированием.

Замену суммирования интегрированием можно весьма удобно произвести введением переменной

$$y = \frac{2}{3} \frac{\nu'}{1 - \frac{\nu'}{2n}} \varepsilon_0^{3/2}.$$

Разрешая это равенство относительно ν', имеем

$$\nu' = \frac{3}{2} \varepsilon_0^{-3/2} \frac{y}{1 + \xi y},$$

где характерный для теории параметр ξ имеет вид

$$\xi = \frac{3}{2} \frac{\hbar}{m_0 c R} \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right)^2. \tag{10}$$

В дальнейшем нас будет особо интересовать область малых значений этого параметра, т. е. $\xi \ll 1$, что является справедливым для энергии электрона $E \ll E_{1/2}$

$$E_{1/2} = m_0 c^2 \left(\frac{m_0 c R}{\hbar} \right)^{1/2},$$

однако мы приведем все результаты без ограничений на величину ξ.

Не останавливаясь сейчас на угловом распределении вероятностей перехода, приведем формулы, характеризующие спектральное распределение. Тогда получаем

$$w = \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{c}{R} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0}} \int_0^\infty \frac{dy}{(1 + \xi y)^3} F, \tag{11}$$

где величина F зависит от состояний поляризации электронного спина.

а. Состояния продольной поляризации

$$F^{\overrightarrow{\rightarrow}} = [2(1 + \xi y) + \xi^2 y^2] \int_0^\infty K_{5/3}(x)\, dx, \tag{12}$$

$$F^{\overrightarrow{\leftarrow}} = \xi^2 y^2 \left(2K_{2/3}(y) - \int_y^\infty K_{5/3}(x)\, dx \right). \tag{13}$$

Стрелками показаны переходы, соответственно без перевертывания спина ($\overrightarrow{\rightarrow}$) и с изменением ориентации спина ($\overrightarrow{\leftarrow}$). Из этих формул следует, что вероятность перехода вообще не зависит от начального состояния поляризации, поэтому спин-флип не имеет преимущественной направленности. В случае $E \ll E_{1/2}$ (т. е. при $\xi \ll 1$) переворот спина скажется в членах, пропорциональных квадрату постоянной Планка $\hbar^2$ (см. [3]).

б. Состояния поляризации вдоль магнитного поля

$$F^{\uparrow\uparrow} = 2(1 + \xi y) \int_y^\infty (K_{5/3}(x))\, dx + \xi^2 y^2 K_{2/3}(y) - \zeta (2 + \xi y)\, \xi y K_{1/3}(y), \tag{14}$$

$$F^{\downarrow\uparrow} = \xi^2 y^2 (K_{2/3}(y) + \zeta K_{1/3}(y)). \tag{15}$$

Здесь стрелками показаны переходы с сохранением поляризации ($\uparrow\uparrow$) и с изменением ее ($\uparrow\downarrow$) (спин-флип). Как видно, эти результаты существенно отличаются от предыдущих: зависимость от начального состояния спина входит в оба выражения. В приближении $\xi \ll 1$ в формулу (14) эта зависимость входит в членах, пропорциональных первой степени постоянной Планка $\hbar$. Наибольший, однако, интерес представляет изменение ориентации спина. Это изменение по-прежнему пропорционально $\hbar^2$, однако оно имеет направленный характер: состояния с ориентацией спина против магнитного поля $\varsigma = -1$ являются более устойчивыми (см. [4, 10]).

Оценка величины эффекта переворота спина

Рассмотрим более подробно вопрос о направленности в процессе изменения ориентации электронного спина, происходящего вследствие излучения. Ограничиваясь областью энергий $E \ll E_{1/2}$, когда можно считать, что $\xi \ll 1$, найдем интегральное значение для вероятности перехода. Интегрируя выражение (11) с учетом (12) и (13), найдем, что интегральная вероятность перехода без переворота спина одинакова как для продольной поляризации, так и для поляризации вдоль поля

$$w^{\downarrow\downarrow} = w^{\rightrightarrows} = \frac{5\sqrt{3}}{6} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{c}{R} \frac{E}{m_0 c^2}. \tag{16}$$

Вероятность переходов с переворотом спина в случае продольной поляризации не зависит от начальной ориентации спина

$$w^{\rightleftarrows} = \frac{5\sqrt{3}\,7e^2}{36 \cdot 9\hbar c} \frac{c}{R} \frac{E}{m_0 c^2} \xi^2. \tag{17}$$

Поэтому в процессе переворота спина преимущественная его ориентация должна отсутствовать.

Другое положение получается для состояний поляризации электронного спина по отношению к направлению магнитного поля. Из формул (30) и (34) следует, что

$$w^{\downarrow\uparrow} = \frac{5\sqrt{3}}{36} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{c}{R} \frac{E}{m_0 c^2} \xi^2 \left(1 + \zeta \frac{8\sqrt{3}}{15}\right). \tag{18}$$

Таким образом, в результате излучения оказывается возможной преимущественная ориентация спина электрона против поля $\varsigma = -1$. Нетрудно показать, что этот эффект будет иметь место также и для неполяризованных в начальный момент времени электронов.

Действительно, рассмотрим статистическое изменение числа электронов с заданной ориентацией спина. Пусть n_1 — число электронов, спин которых направлен противоположно магнитному полю ($\varsigma = -1$), вероятность перехода в одну секунду из этого состояния обозначим $w_{1,2}$. Соответственно пусть n_2 — число электронов со спином, ориентированным вдоль поля ($\varsigma = -1$), вероятность перехода $w_{2,1}$. Тогда для изменения числа электронов в 1 *сек* получим уравнение

$$\frac{dn_1}{dt} = n_2 w_{2,1} - n_1 w_{1,2},$$

справедливое при условии постоянства полного числа частиц $n_0 = n_1 + n_2$. Вероятности $w_{1,2}$ и $w_{2,1}$ можно получить из формулы (18), если в ней положить соответственно $\varsigma = -1$ и $\varsigma = 1$.

Интегрируя это уравнение, нетрудно найти, что изменение относительного числа частиц следует закону:

$$N_1 = \frac{n_1}{n_0} = \frac{w_{2,1}}{w_{1,2} + w_{2,1}} - Ce^{-\frac{t}{\tau}},$$

$$N_2 = \frac{n_2}{n_0} = \frac{w_{1,2}}{w_{1,2} + w_{2,1}} + Ce^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Здесь постоянная C должна быть определена из начальных условий задачи, τ время релаксации $\tau = (w_{1,2} + w_{2,1})^{-1}$. Полагая, в частности, что пучок в начальный момент времени был не поляризован, получим

$$C = \frac{1}{2} \frac{w_{2,1} - w_{1,2}}{w_{2,1} + w_{1,2}}.$$

Подставляя выражение для вероятностей $w_{1,2}$ и $w_{2,1}$ из формулы (18), получим

$$\begin{aligned} N_1 &= \frac{15 + 8\sqrt{3}}{30} - \frac{4\sqrt{3}}{15} e^{-\frac{t}{\tau}}, \\ N_2 &= \frac{15 - 8\sqrt{3}}{30} + \frac{4\sqrt{3}}{15} e^{-\frac{t}{\tau}}, \end{aligned} \tag{19}$$

при этом время релаксации τ равно

$$\tau^{-1} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{\hbar}{m_0 cR} \left(\frac{E}{m_0 c^2}\right)^5 \frac{e_0^2}{m_0 cR^2} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{m_0 c e_0^2}{\hbar^2} \left(\frac{E}{m_0 c^2}\right)^2 \left(\frac{H}{H_0}\right)^3.$$

В этих формулах $H_0 = \frac{m_0^2 c^3}{e_0 \hbar} = 4{,}67 \cdot 10^{13}$ *эрст*.

Полагая, в частности, $H = 10^4$ *эрст*, $E = 1$ *Бэв*, получим: $\tau = 1$ *час*. Для магнитного поля $H = 1{,}5 \cdot 10^4$ *эрст* и той же энергии $\tau = 18$ *мин*.

В случае $t \gg \tau$ отношение $\frac{N_1}{N_2}$ стремится к предельному значению

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{w_{2,1}}{w_{1,2}} = \frac{15 + 8\sqrt{3}}{15 - 8\sqrt{3}}, \tag{20}$$

из которого следует, что 96,2% всех электронов через промежуток времени больший, чем время релаксации, должны иметь спин, ориентированный против магнитного поля (см. [10]).

В заключение сделаем замечание о влиянии вакуумных эффектов на состояния поляризации электронного спина. Как известно, электрон обладает вакуумным магнитным моментом, вследствие чего гамильтониан обобщенного уравнения Дирака для электрона в магнитном поле имеет вид

$$H = c(\vec{\alpha}\vec{P}) + \rho_3 m_0 c^2 + \frac{\alpha}{2\pi} \mu_0 (\vec{\sigma}\vec{H}) \tag{21}$$

$\left(\alpha = \frac{e^2}{\hbar c},\ \mu_0 \text{ — магнетон Бора}\right)$. Наличие дополнительного вакуумного момента приводит к тому, что продольная поляризация электронного спина более не является интегралом движения, поскольку оператор $(\vec{\sigma}\vec{P})$ не коммутирует с гамильтонианом (21).

Влияние вакуумного магнитного момента на состояния продольной поляризации является весьма существенным, поскольку время переворота спина (см. [11]).

$$\tau = \frac{2\pi^2}{\alpha} \frac{m_0 c}{e_0 H}$$

для полей $\sim 10^4$ *эрст* имеет порядок 10^{-8} *сек*.

В связи с этим следует заметить, что вакуумный магнитный момент не оказывает влияния на состояния поляризации электронного спина по отношению к направлению магнитного поля. Действительно, нетрудно убедиться в том, что оператор Π_{12} (см. (6)) коммутирует с гамильтонианом (21).

Авторы выражают признательность проф. А. А. Соколову за дискуссию результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tolhoek H. A. Rev. Mod. Phys., 28, 277, 1956.
2. Case K. M. Phys. Rev., 106, 172, 1957.
3. Тернов И. М., Туманов В. С. ДАН СССР, 124, 1038, 1956.
4. Тернов И. М., Лоскутов Ю. М. и Коровина Л. И. ЖЭТФ, 41, 1294, 1961.
5. Соколов А. А. Journ. of Phys. (USSR), 9, 363, 1945.
6. Bargmann V., Wigner E. P. Proc. Acad. Sci, US, 34, 211, 1948.
7. Соколов А. А., Колесникова М. М. ЖЭТФ, 38, 1778, 1960.
8. Hilgevoord J., Wouthysen S. A. Nucl. Phys., 40, 1, 1963.
9. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. Физматгиз, М., 1958.
10. Соколов А. А., Тернов И. М. ДАН СССР, 153, 1052, 1963.
11. Тернов И. М., Туманов В. С. «Изв. вузов», № 1, 155, 1960.

Поступила в редакцию
15. 10 1963 г.

Кафедра
теоретической физики