ВЕСТНИК
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 5 — 1969

УДК 538.574

Д. В. ГАЛЬЦОВ

# ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Исследуется возможность получения поляризованных электронов в магнитном поле при воздействии на систему внешнего электромагнитного излучения. Получены оценки для коэффициента и эффективного времени поляризации в зависимости от напряженности поля в волне.

Недавно было установлено [1, 2], что пучок электронов, движущихся по окружности в магнитном поле, по истечении некоторого промежутка времени $\tau_p$ становится сильно поляризованным, с преимущественным направлением спина против магнитного поля ($\simeq 96\%$). Возникновение этого явления, получившего название «радиационной самополяризации в магнитном поле» [1], связано с тем, что некоторая часть фотонов (относительный порядок $(\hbar\omega/E)^2$) излучается за счет квантовых переходов с изменением ориентации спина. При этом вероятность таких переходов зависит от начальной ориентации спина, а именно, вероятность перехода из состояния, в котором спин направлен по полю, в состояние, в котором спин направлен против поля, будет значительно больше, чем вероятность обратного перехода. Характерное время $\tau_p$ этого эффекта ($\sim 1$ час при $E \sim 1$ *Гэв*, $H \sim 10^4$ *эрст* [1]) указывает на возможность его реализации в накопительных кольцах.

Здесь изучается другая модификация этого явления — поляризация электронов за счет вынужденных переходов под действием электромагнитных волн. Естественно ожидать, что при рассмотрении индуцированных переходов возникнут такие же особенности, т. е. вероятности переходов с переориентацией спина $w^{\downarrow\uparrow}$ и $w^{\uparrow\downarrow}$ не равны друг другу. При этом, правда, следует иметь в виду, что вероятность перехода с поглощением равна (в первом борновском приближении) вероятности обратного перехода, т. е. перехода с излучением, так что в результате поглощения пучок должен, вообще говоря, деполяризоваться. Существенно то, что спектр энергий неэквидистантен, и можно добиться превалирования поглощения, либо излучения аналогично тому, как это делается в мазерах на циклотронном резонансе, т. е. подбором некоторой расстройки внешней частоты относительно частоты перехода [3—5]. Мы рассмотрим эффект индуцированной поляризации, отвлекаясь вовсе от наличия самополяризации, обусловленной спонтанным излучением.

Вопрос о выборе спинового оператора, описывающего ориентацию спина относительно направления постоянного магнитного поля $(\vec{H}\|O_z)$, обсуждался в [1, 6]. Предпочтительным является использование компонента $\Pi_{12}$ тензора поляризации $\Pi_{\mu\nu}$ [7], который сохраняется при $H_3=\text{const}$ и $\vec{E}=0$:

$$\Pi_{12} = mc\sigma_3 + \rho_2 [\vec{\sigma}\vec{P}]_3. \tag{1}$$

Волновые функции, являющиеся решениями уравнения Дирака в магнитном поле и собственными функциями оператора $\Pi_{12}$

$$\Pi_{12}\psi = \sqrt{m^2c^2 + p_\perp^2}\,\zeta\psi, \tag{2}$$

приведены в [1]. $\zeta=+1$ соответствует направлению спина вдоль, а $\zeta=-1$ — против магнитного поля.

Обсудим вопрос об эволюции функции распределения электронов по уровням и направлениям спина $N_n^{\uparrow(\downarrow)}(t)$ под действием внешней электромагнитной волны. (Стрелка, направленная вверх (вниз), соответствует направлению спина вдоль (против) магнитного поля.) Для функций $N_n^{\uparrow}(t)$ и $N_n^{\downarrow}(t)$ можно записать следующие кинетические уравнения:

$$\frac{dN_n^{\uparrow}(t)}{dt} = \sum_{n'\neq n} [-N_n^{\uparrow}(w_{nn'}^{\uparrow\uparrow} + w_{nn'}^{\uparrow\downarrow}) + N_{n'}^{\downarrow} w_{n'n}^{\downarrow\uparrow} + N_{n'}^{\uparrow} w_{n'n}^{\uparrow\uparrow}],$$

$$\frac{dN_n^{\downarrow}(t)}{dt} = \sum_{n'\neq n} [-N_n^{\downarrow}(w_{nn'}^{\downarrow\downarrow} + w_{nn'}^{\downarrow\uparrow}) + N_{n'}^{\uparrow} w_{n'n}^{\uparrow\downarrow} + N_{n'}^{\downarrow} w_{n'n}^{\downarrow\downarrow}]. \tag{3}$$

Здесь $w_{nn'}^{\uparrow\uparrow}$, $w_{nn'}^{\downarrow\downarrow}$; $w_{nn'}^{\uparrow\downarrow}$, $w_{nn'}^{\downarrow\uparrow}$ — вероятности переходов, происходящих без изменения направления спина и с перебросом спина. Эти уравнения, очевидно, справедливы при условии, что электроны находятся в чистых состояниях с определенной проекцией спина на направление магнитного поля. Диагональные по $n$ матричные элементы переходов предполагаются равными нулю независимо от направления спина, что справедливо для рассматриваемых далее радиационных переходов в первом порядке по возмущению. (Рассеяние и процессы более высокого порядка рассматриваться не будут.)

Вероятности переходов, происходящих с перебросом спина $w_{nn}^{\uparrow\downarrow}$ и $w_{nn'}^{\downarrow\uparrow}$, являются существенно квантовыми величинами и очень малы. Относительный порядок их величины, как показано в [1], равен

$$w^{\downarrow\uparrow} \sim w^{\uparrow\downarrow} \sim (\hbar\omega/E)^2\, w^{\downarrow\downarrow(\uparrow\uparrow)}, \tag{4}$$

где $\hbar\omega$ — энергия кванта.

Воспользовавшись малостью отношения $\hbar\omega/E$, можно показать, что изменение энергетического распределения происходит с известной точностью независимо от изменения спинового. В самом деле, положим

$$N_n^{\uparrow(\downarrow)}(t) = f_n(t)\, N^{\uparrow(\downarrow)}(t) \tag{5}$$

с условием нормировки:

$$\sum_n f_n(t) = 1,\ N^{\uparrow}(t) + N^{\downarrow}(t) = N_0 = \text{const}. \tag{6}$$

Подставляя (5) в (3) и складывая уравнения (3), получим:

$$N_0 \frac{\partial f_n}{\partial t} = \sum_{n' \neq n} [N^{\uparrow}(t)(f_{n'} w_{n'n}^{\uparrow\downarrow} - f_n w_{nn'}^{\uparrow\downarrow}) + N^{\downarrow}(t)(f_{n'} w_{n'n}^{\downarrow\uparrow} - f_n w_{nn'}^{\downarrow\uparrow}) +$$

$$+ f_n (N^{\downarrow}(t) w_{n'n}^{\downarrow\downarrow} + N^{\uparrow}(t) w_{n'n}^{\uparrow\uparrow}) - f_n (N^{\downarrow}(t) w_{nn'}^{\downarrow\downarrow} + N^{\uparrow}(t) w_{nn'}^{\uparrow\uparrow})]. \quad (7)$$

В силу соотношения (4) первые два члена в этом уравнении могут быть отброшены. Далее заметим, что вероятности $w_{nn'}^{\uparrow\uparrow}$ и $w_{nn'}^{\downarrow\downarrow}$ равны друг другу с точностью до малых членов $\sim \hbar\omega/E$ [1].

Учитывая (6), мы приходим к обычному кинетическому уравнению для чисел заполнения:

$$\frac{\partial f_n}{\partial t} = \sum_{n' \neq n} (f_{n'} w_{n'n} - f_n w_{nn'}); \quad w = w^{\uparrow\uparrow} \sim w^{\downarrow\downarrow}. \quad (8)$$

Чтобы получить уравнения для $N^{\downarrow}(t)$ и $N^{\uparrow}(t)$, подставим (5) в (3) и просуммируем по $n$. Тогда, учитывая (6), получим

$$\frac{\partial N^{\downarrow}}{\partial t} = -\frac{\partial N^{\uparrow}}{\partial t} = (N^{\uparrow} W^{\uparrow\downarrow}(t) - N^{\downarrow} W^{\downarrow\uparrow}(t), \quad (9)$$

$$W^{\uparrow\downarrow}(t) = \sum_{\substack{n,n' \\ n \neq n'}} f_n(t) w_{nn'}^{\uparrow\downarrow}; \quad W^{\downarrow\uparrow}(t) = \sum_{\substack{n,n' \\ n \neq n'}} f_n(t) w_{nn'}^{\downarrow\uparrow}. \quad (10)$$

По внешнему виду это уравнение совпадает с приведенным в [1] для изменения спинового распределения вследствие спонтанного излучения. Его решение записывается в виде

$$N^{\downarrow}(t) = \left(N_0 \int_0^t W^{\uparrow\downarrow}(t') \exp \int_0^{t'} \frac{dt''}{\tau_p(t'')} dt' + N_0^{\downarrow}\right) \times$$

$$\times \exp\left(-\int_0^t \frac{dt'}{\tau_p(t')}\right), \quad \tau_p^{-1}(t) = W^{\uparrow\downarrow}(t) + W^{\downarrow\uparrow}(t). \quad (11)$$

Отсюда видно, что эволюция распределения частиц по спинам определяется не только вероятностями переходов с переворотом спина, но также и видом функции $f_n(t)$. Кинетическое уравнение (8) описывает изменение этой функции, вызванное вынужденными переходами. Вероятности переходов в единицу времени $w_{nn'}$ тоже являются, вообще говоря, функциями времени типа [8]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left| \int_0^t e^{it'(\omega - \omega_{nn'}) - \gamma t'} dt' \right|^2. \quad (12)$$

Однако практически этой зависимостью можно пренебречь, так как промежутки времени, которые нас интересуют, заведомо много больше обратной ширины линии. Вместо (12) запишем предельное значение этого выражения при $t \gg \gamma^{-1}$

$$g_{nn'}(\omega) = \frac{2}{\gamma} \frac{1}{1 + x_{nn'}^2}, \quad x_{nn'} = \frac{\omega_{nn'} - \omega}{\gamma},$$

$$\omega_{nn'} = \frac{|E_n - E_{n'}|}{\hbar}. \quad (13)$$

Наличие фактора $g_{nn'}(\omega)$ эффективно обрезает суммирование по $n'$. Количество членов в сумме по $n'$ определяется либо шириной $\Delta_\omega$ спектральной плотности внешнего излучения (при $\Delta_\omega \gg \delta_\omega$), либо шириной $\delta_\omega$ функции $g_{nn'}(\omega)$ по $\omega$ (при $\delta_\omega \gg \Delta_\omega$) [9], либо обоими факторами вместе. Здесь важно иметь в виду, что функция $\sum_{n'} w_{nn'}$, просуммированная по конечным состояниям, должна слабо зависеть от начального номера $n$ в определенном конечном интервале значений $n$. Это нетрудно понять, заменяя условно резонансный фактор $g_{nn'}(\omega)$ на $2\pi\delta(\omega - \omega_{nn'})$ и заменяя суммирование по $n'$ интегрированием по $E'$. При этом резонансный множитель ($\delta$-функция) исчезает, оставшаяся же часть выражения для $w_{nn'}$ является плавной функцией $E$. Поэтому, если $f_n$ отлично от нуля в начальный момент лишь в узкой области номеров $n$, мы можем вынести $w_{nn'}$ за знак суммирования по $n$ в (10), после чего, в силу условия нормировки для $f_n$ (6), функции $W^{\uparrow\downarrow}$ и $W^{\downarrow\uparrow}$ становятся независящими от $t$. Такое приближение оправдано, если за рассматриваемые промежутки времени расплывание энергетического распределения $f_n$ не выводит нас из области, в которой $\sum_{n'} w_{nn'}$ может считаться не зависящей от $n$. Следует иметь в виду также, что в реальных условиях расплывание пакета $f_n$ должно «выправляться» такими посторонними для нашей задачи факторами, как например, фокусирующей системой. Учитывая все это, можно переписать решение (11) в виде

$$N^\uparrow(t) = \tau_p N_0 W^{\downarrow\uparrow} + \tau_p (N_0^\uparrow W^{\uparrow\downarrow} - N_0^\downarrow W^{\downarrow\uparrow}) e^{-t/\tau_p}, \tag{14}$$

$$W^{\uparrow\downarrow(\downarrow\uparrow)} = \sum_{n'} w_{nn'}^{\uparrow\downarrow(\downarrow\uparrow)},$$

где под $n$ следует понимать номер среднего из охватываемых распределением $f_n(0)$ уровня. По внешнему виду эта формула совпадает с приведенной в [1] для случая спонтанных переходов. При $t \gg \tau_p$ распределение по спинам не зависит от начального распределения $(N_0^\downarrow,\ N_0^\uparrow)$. В качестве характеристики степени поляризации пучка удобно использовать отношение

$$k = \lim_{t\to\infty} \frac{N^\uparrow(t)}{N_0} = \tau_p W^{\downarrow\uparrow} = \frac{W^{\downarrow\uparrow}}{W^{\downarrow\uparrow} + W^{\uparrow\downarrow}}. \tag{15}$$

Вероятности вынужденных переходов, происходящих под действием монохроматической волны с частотой $\omega$ и средним значением напряженности $\mathcal{E}_\lambda$ ($\lambda$ — индекс поляризации), могут быть записаны в виде [1]

$$w_{nn'} = \frac{e^2 c^2}{2\hbar^2\omega^2} \sum_\lambda \mathcal{E}_\gamma^2 \Phi_\gamma^{nn'}(E_n)\, g_{nn'}(\omega). \tag{16}$$

В качестве единичных векторов поляризации выберем $\vec{e}_\sigma$ и $\vec{e}_\pi$ [8]. Вектор $\vec{e}_\sigma$ лежит в плоскости орбиты, вектор $\vec{e}_\pi$ перпендикулярен $\vec{e}_\sigma$ и волновому вектору $\vec{k}$. Тогда функции $\Phi_\lambda(E_n)$ выражаются через матричные элементы следующим образом [1]:

$$\Phi_\sigma = |\bar{\alpha}_1|^2,\ \Phi_\pi = |\bar{\alpha}_3 \sin\theta - \alpha_2 \cos\theta|^2, \tag{17}$$

$$\bar{\alpha}_i = \int \psi_{n'}^+ e^{-i\vec{k}\vec{r}} \hat{\alpha}_i \psi_n\, d^3x. \tag{18}$$

Эти функции, вообще говоря, различны для $n<n'$ и $n>n'$. В самом деле, случай $n>n'$ соответствует излучению, случай $n<n'$ — поглощению фо-

тонов. При $n<n'$ в показателе экспоненты (18) следует заменить знак на обратный. Тогда нетрудно убедиться, что

$$w^{(a)}_{nn'}(E_n, \zeta_n) = w^{(r)}_{n'n}(E_{n'}\zeta_{n'}) \quad (n' > n). \tag{19}$$

Функции $W^{\uparrow\downarrow}$, $W^{\downarrow\uparrow}$ могут быть, следовательно, представлены в виде

$$W(\zeta) = W^{\uparrow\downarrow(\downarrow\uparrow)} = \sum_{n'<n} w^{(r)}_{nn'}(E_n\zeta) + \sum_{n'>n} w^{(r)}_{n'n}(E_{n'}, -\zeta), \tag{20}$$

так как для рассматриваемых переходов $\zeta' = -\zeta$.

При энергиях порядка десятков *Мэв* перекрывание уровней за счет радиационного уширения практически отсутствует [10], и можно считать, что в суммах по $n'$ в (20) имеется лишь по одному слагаемому. Матричные элементы для случая излучения вычислены в [1]. Для нашей задачи они могут быть несколько упрощены ввиду условия $\hbar\omega/E \ll 1$. (При рассмотрении спонтанного излучения необходимо суммировать по всем гармоникам $\nu \leqslant n$, так что это условие там не может быть использовано.) С интересующей нас точностью функции $\Phi_\lambda$, соответствующие переходам с переворотом спина, равны

$$\Phi^{(r)}_\sigma(E) = \frac{1}{12\pi^2}\left(\frac{\hbar\omega}{E}\right)^2 \cos^2\theta\,(1-\beta^2\sin^2\theta)\,\frac{(1-\zeta\zeta')}{2}\,K^2_{1/3}(z), \tag{21}$$

$$\Phi^{(r)}_\pi(E) = \frac{1}{12\pi^2}\left(\frac{\hbar\omega}{E}\right)^2 (1-\beta^2\sin^2\theta)\,\left[\sqrt{1-\beta^2\sin^2\theta}\,K_{2/3}(z) + \right.$$

$$\left. + \zeta\sqrt{1-\beta^2}\,K_{1/3}(z)\right]^2 \frac{(1-\zeta\zeta')}{\varkappa}, \quad z = \frac{1}{3}\frac{\omega}{\omega_c}(1-\beta^2\sin^2\theta)^{3/2}; \quad \omega_c = \frac{bH_c}{E}.$$

Функция $\Phi_\sigma$ не зависит от начальной ориентации спина, поэтому

$$\Phi^{(a)}_\sigma(E, \zeta) = \Phi^{(r)}_\sigma(E + \hbar\omega_{nn'}, \zeta). \tag{22}$$

Для $\pi$-компонента следует также заменить $\zeta$ на $\zeta'$, т. е. $\zeta$ на $-\zeta$:

$$\Phi^{(a)}_\pi(E, \zeta) = \Phi^{(r)}_\pi(E + \hbar\omega_{nn'}, -\zeta). \tag{23}$$

Из формул (15), (21) следует, что наличие $\sigma$-компонента может привести лишь к деполяризации пучка, поскольку $\Phi_\sigma$ не зависит от $\zeta$.

Более выгодно поэтому использовать поляризованную волну с электрическим вектором вдоль $\vec{e}_\pi$. Можно сделать сразу же и выводы относительно наиболее эффективного $\theta$. Поскольку эффект поляризации максимален, когда переходы из состояния $\zeta = -1$ в состояние $\zeta = 1$ практически заперты, то нам выгодно, чтобы комбинация

$$\sqrt{1-\beta^2\sin^2\theta}\,K_{2/3}(z) - \sqrt{1-\beta^2}\,K_{1/3}(z) \tag{24}$$

была возможно более близкой к нулю. Учитывая, что $K_{2/3}(z) > K_{1/3}(z)$ во всей области значений $z$, можно наиболее эффективно направить волну под углом $\theta = \pi/2$, т. е. в плоскости орбиты. Электрический вектор волны при этом перпендикулярен плоскости вращения. Формулу (21) можно переписать в виде

$$\Phi^{(r)}_\pi(E) = \frac{1}{12\pi^2}\left(\frac{\hbar\omega}{E}\right)^2\left(\frac{mc^2}{E}\right)^4 (K_{2/3}(z) + \zeta K_{1/3}(z))^2\,\frac{(1-\zeta\zeta')}{2}. \tag{25}$$

Матричный элемент поглощения $\Phi^{(a)}_\pi$ фактически также может быть взят в точке $E_n$, ввиду плавной зависимости $\Phi_\pi$ от энергии. Возникающая при этом ошибка имеет порядок $\hbar\omega_{nn'}/E$ и, следовательно, несущественна. Факторы $g_{nn'}(\omega)$ для случаев излучения и поглощения могут быть, напротив, различны. Вычислим разность $\Delta g$ для переходов вверх и вниз:

$$\Delta g = g_{n,n+\nu}(\omega) - g_{n,n-\nu}(\omega) = \frac{2}{\gamma}\left(\frac{1}{1+x^2_{n,n+\nu}} - \frac{1}{1+x^2_{n,n-\nu}}\right) =$$

$$= g_{n,n-\nu}(\omega) = \frac{4q\,(x_{n,n-\nu}-q)}{1+(x_{n,n-\nu}-2q)^2}, \tag{26}$$

$$q = \frac{\hbar\nu^2\omega_c^2}{2E\gamma}. \tag{27}$$

Мы учли также, что в рассматриваемой области ширина может считаться постоянной.

Подставляя (26) и (25) в (20) для величин $W^{\downarrow\uparrow(\uparrow\downarrow)}$ найдем:

$$W(\zeta) = \left(\frac{ec}{\hbar\omega}\right)^2 \frac{\mathscr{E}_\pi^2}{2}\left[(\Phi_\pi^{(r)} + \Phi_\pi^{(a)})\,g_{nn'} + \Delta g\Phi_\pi^{(a)}\right] =$$

$$= \frac{e^2c^2}{12\pi^2E^2}\left(\frac{mc^2}{E}\right)^4 g_{n,n-\nu}(\omega)\left[1 + \frac{2q\,(x_{n,n-\nu}-q)}{1+(x_{n,n-\nu}-2q)^2}\,(1-2\zeta f(z))\right]\varphi(z); \tag{28}$$

$$\varphi(z) = K^2_{1/3}(z) + K^2_{2/3}(z); \quad f(z) = \frac{K_{1/3}(z)\,K_{2/3}(z)}{K^2_{1/3}+K^2_{2/3}}.$$

Вычислим коэффициент поляризации, подставляя (28) в (15):

$$k = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{4q\,(q-x)}{(x-q)^2+q^2+1}\,f(z)\right). \tag{29}$$

Мы опустили здесь индексы $n$, $n-\nu$.

Функция $f(z)$ изменяется в пределах от 0 до $1/2$. При малых $z$ поляризация практически отсутствует, $k\sim 1/2$. Начиная с $z\sim 1$, $f(z)$ почти не отличается от своего асимптотического значения $1/2$ [11]. В этой области значений $k$ принимает вид

$$k(xq) = \frac{1}{2}\,\frac{1+x^2}{1+q^2+(q-x)^2}. \tag{30}$$

Вообще говоря, подбором расстройки внешней частоты относительно частоты перехода можно добиться сильной поляризации пучка как вдоль, так и против поля. Практически, однако, случай $k > \frac{1}{2}$ не представляет интереса, так как соответствующие значения $x$ велики. Более интересен случай отрицательных $x$ в окрестности точки

$$x_-(q) = q - \sqrt{1+q^2}. \tag{31}$$

В этом случае пучок сильно поляризован против направления магнитного поля, так что относительное число частиц, имеющих спин вдоль поля, при $x = x_-(q)$ равно

$$k_-(q) = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{q}{\sqrt{1+q^2}}\right). \tag{32}$$

С ростом параметра $q$ степень поляризации растет ($k_-(q)\to 0$), а необходимая величина расстройки $x_-(q)$ уменьшается. Выясним, какие значения $q$ отвечают реальным условиям. Подставляя в (27) выражение для радиационной ширины $\gamma$ [10], получим

$$q = \frac{\sqrt{3}}{5\alpha}\frac{H}{H_0}\left(\frac{mc^2}{E}\right)^3 \nu^2; \quad H_0 = \frac{m^2c^3}{e_0\hbar} \simeq 4{,}41\cdot 10^{13}\ \textit{эрст}, \tag{33}$$

$\alpha = e^2/\hbar c$, $\nu$ — номер используемой гармоники.

Для дальнейшего более удобно использовать вместо $\nu$ аргумент функций $K_{1/3}$ и $K_{2/3}$: $z = \nu/3\cdot(mc^2/E)^3$:

$$q = \frac{9\sqrt{3}}{5\alpha}\frac{H}{H_0}\left(\frac{E}{mc^2}\right)^3 z^2 \simeq 4{,}27\cdot 10^2 \frac{H}{H_0} z^2 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^3. \tag{34}$$

Поскольку функции $K_{1/3}(z)$ и $K_{2/3}(z)$ быстро убывают с ростом $z$ [11], следует выбрать $z \sim 1$. Тогда при $H \sim 10^5$ *эрст* параметр $q$ становится порядка единицы при $E \sim 50$ *Мэв*.

Обратимся к исследованию времени поляризации $\tau_p$. Подставляя (28) в (11), найдем следующее значение для $\tau_p$ в наиболее «выгодной» точке (31):

$$\tau_p = 6\pi^2 \frac{E^2}{e^2c^2}\gamma\left(\frac{E}{mc^2}\right)^4 \varphi^{-1}(z)\frac{1}{\mathscr{E}_\pi^2}. \tag{35}$$

Подставляя сюда значение $\gamma$ из [10], перепишем (35) в виде

$$\tau_p = 5\sqrt{3}\pi^2 \frac{H}{H_0}\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^3\left(\frac{E}{mc^2}\right)^6 \varphi^{-1}(z)\frac{\hbar}{\mathscr{E}_\pi^2}. \tag{36}$$

Функция $\varphi^{-1}(z)$ и, следовательно, время $\tau_p$ быстро растет с увеличением $z$ [11]. Малые по сравнению с единицей значения $z$ также неинтересны, так как при этом быстро падает величина параметра $q$ (34) и коэффициент поляризации $k$ стремится к $^1/_2$. Таким образом, следует выбрать $z$ порядка единицы, т. е. взять частоту волны порядка $\omega \sim \omega_c (E/mc^2)^3$.

Из формулы (36) также видно, что $\tau_p$ очень быстро увеличивается с ростом энергии. При относительно небольших значениях отношения $E/mc^2$, $\tau_p$ мало, однако при этом коэффициент $k_-(q)$ быстро стремится к единице, и эффект поляризации незначителен. Таким образом, индуцированная поляризация возникает лишь в ограниченной области энергии и частот. Однако и в этих условиях ($z \sim 1$, $q \sim 1$) время поляризации (36) принимает представляющие интерес значения лишь при весьма высокой напряженности поля в волне. Так, при $H = 4\cdot 41\cdot 10^5$ *гс*, $\omega \sim 5\omega_c\left(\frac{E}{mc^2}\right)^3$, и $E = 23$ *Мэв* будем иметь коэффициент поляризации $k = 0{,}15$ и эффективное время

$$\tau_p \sim \frac{1{,}2\cdot 10^9}{\mathscr{E}_\pi^2}\ (\textit{сек}) \tag{37}$$

(напряженность поля в эрстедах). При этом требуется величина расстройки $x \cong -0{,}4$.

Совершенно очевидно, что реабсорбция «классической» части синхротронного излучения никакого влияния на состояние спина не оказывает ($x = 0$). Что же касается наблюдения эффекта индуцированной поляризации под действием внешнего электромагнитного поля, то, как следует из (37), для этого необходима напряженность электрического поля в волне порядка сотен эрстед.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соколов А. А., Тернов И. М. Труды Международной конференции по ускорителям. Дубна, 1963, стр. 921; Соколов А. А., Тернов И. М. ДАН СССР, **153**, 1052, 1963. (Сб. «Синхротронное излучение», под ред. А. А. Соколова и И. М. Тернова. М., «Наука», 1966).
2. Байер В. Н., Катков В. М. «Ядерная физика», **3**, 81, 1966.
3. Schneider. Phys. Rev. Lett., **2**, 504, 1959.
4. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. «Изв. вузов», радиофизика, **10**, 1414, 1967.
5. Соколов А. А., Тернов И. М. ДАН СССР, **166**, 1332, 1966.
6. Sokolow A. A., Ternow I. M., Bagrow W. G., Galzow D. W., Zhukowski W. Tch. Zeit. für Phys., **221**, 1, 1968.
7. Тернов И. М., Багров В. Г., Бордовицын В. А. «Изв. вузов», физика, **4**, 1, 1967.
8. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., Физматгиз, 1953.
9. Гальцов Д. В., Жуковский В. Ч. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 4, 11, 1968.
10. Гальцов Д. В., Павленко Ю. Г. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 2, 101, 1968.
11. Клепиков Н. П. Реферат кандид. диссертации. МГУ, 1953.

Поступила в редакцию
9.12 1968 г.

Кафедра
теоретической физики