Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 1 — 1972

УДК 539.12.01

Ю. И. КЛИМЕНКО, В. Р. ХАЛИЛОВ

ИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ, НА ИОНАХ В ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

В работе рассматривается индуцированный тормозной эффект, возникающий при рассеянии поляризованных электронов на ионах, обладающих магнитным моментом, в присутствии электромагнитной волны. Изучаются эффекты поляризации электронов при рассеянии. Рассмотрены некоторые частные случаи индуцированного эффекта.

В связи с развитием техники лазеров, работающих в световом диапазоне, появляется все больший и больший интерес к исследованиям, связанным с взаимодействиями лазерного пучка с веществом. Ранее в ряде работ [1] рассматривалась задача об индуцированном тормозном эффекте электрона на кулоновском центре, с использованием точных решений уравнений Дирака для электрона в поле плоской электромагнитной волны.

Настоящая работа посвящена рассеянию электрона, обладающего вакуумным магнитным моментом, на кулоновском центре с магнитным моментом в присутствии сильного поля излучения. При учете аномального магнитного момента электрона и магнитного момента центра возникают поляризационные эффекты, которые при некоторых условиях могут оказаться существенными. Рассмотрение задачи будем проводить, используя точные решения уравнения Дирака в поле плоской электромагнитной волны. При этом индуцированный эффект можно описать как процесс рассеяния электрона на центре в присутствии сильной электромагнитной волны, в первом борновском приближении.

§ 1. Индуцированный эффект с учетом момента ядра

Волновые функции электрона, движущегося в поле плоской электромагнитной волны, получены в работе [2]. Для случая, когда вектор-потенциал электромагнитной волны имеет вид (круговая поляризация)

$$\vec{A} = -\frac{cE_0}{\omega}(\vec{e}_1 \sin \omega\xi - g\vec{e}_2 \cos \omega\xi) \qquad (1)$$

$\left(\omega\right.$ — частота волны, $\xi = t - \frac{z}{c}$, $A_0 = \frac{cE_0}{\omega}$ — амплитуда вектора потенциа-ла$\left.\right)$, волновые функции можно записать в виде

$$\Psi = N \begin{pmatrix} k_0 + \lambda + (\vec{\sigma}\vec{n})(\vec{\sigma}\vec{\pi}) \\ (k_0 - \lambda)(\vec{\sigma}\vec{n}) + (\vec{\sigma}\vec{\pi}) \end{pmatrix} V_0 \exp\left\{- icKt + i\vec{k}\vec{r} - \frac{ie}{c\lambda\hbar}\int_0^{\xi} \vec{k}A(\xi')\,d\xi'\right\}. \quad (2)$$

Здесь

$$\varepsilon_{\text{кэ}} = c\hbar K = c\hbar \frac{k_0^2(1+\gamma^2) + \lambda^2 + \vec{k}_\perp^2}{2\lambda} \text{ — квазиэнергия}$$

и

$$p_3 = k_3\hbar = \hbar \frac{k_0^2(1+\gamma^2) - \lambda^2 + k_\perp^2}{2\lambda} \text{ — квазиимпульс}$$

электрона вдоль z; $\vec{k}_\perp$ — поперечный импульс электрона;

$$\vec{\pi} = \vec{k}_\perp + \frac{e}{ch}\vec{A} \text{— оператор обобщенного импульса;}$$

$$k_0 = \frac{mc}{\hbar},\ \lambda = K - k_3 = k_{\text{св}} - k_{3,\text{св}} \text{ — интеграл движения}$$

(св. означает энергию и импульс электрона при выключении волны);

V_0— обычный спинор, описывающий ориентацию спина электрона. Его можно подчинить уравнению

$$(\vec{\sigma}\vec{l})V_0 = \zeta V_0,\ \zeta = \pm 1, \quad (3)$$

где $\vec{l} = l\{\sin\eta\cos\Phi,\ \sin\eta\sin\Phi,\ \cos\eta\}$ — единичный вектор ориентации спина частицы, $\zeta = \pm 1$ характеризует два возможных направления спина частицы вдоль $\vec{l}$. Решение уравнения (3) дает

$$V_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \zeta\sqrt{1+\zeta\cos\eta}\, e^{-\frac{i\Phi}{2}} \\ \sqrt{1-\zeta\cos\eta}\, e^{\frac{i\Phi}{2}} \end{pmatrix}.$$

Потенциал взаимодействия кулоновского центра с электроном известен [4]. В нашем случае он имеет вид

$$V(r) = -Ze^2\left(I + \left(\vec{\alpha}\left[\frac{\vec{\mu}\vec{\nabla}}{Ze}\right]\right)\right)\frac{e^{-\frac{r}{r_0}}}{r},$$

здесь I, α — матрицы Дирака, r_0 — эффективный радиус экранировки, Ze — заряд ядра, e — заряд электрона. Выражение для дифференциального сечения процесса можно записать в виде

$$d\sigma = \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 |\langle \Psi_{\lambda',\vec{k}'_\perp} | V(r) | \Psi_{\lambda,\vec{k}_\perp}\rangle|^2\, d\Omega. \quad (4)$$

Сечение процесса рассеяния электрона, оказывается, можно представить в виде ряда $d\sigma = \sum_n d\sigma_n$. Вычисляя матричный элемент перехода с потенциалом (3) по волновым функциям (1) и подставляя в (4) для дифференциального сечения процесса рассеяния номера n, найдем выражение

$$d\sigma_n = \pi \frac{Z^2e^4}{q^4} \frac{\vec{k}'^2 \sin\theta d\theta dk'}{VKK'\lambda\lambda'} M^2\delta(K' - K + n\varkappa_0), \tag{5}$$

$$M^2 = (1 + \zeta'\zeta)\left\{f^{(1)}_{\text{сп}} - \frac{\widetilde{\mu}k'}{Ze}\sin\theta f^{(1)}\right\}^2 +$$

$$+ (1 - \zeta'\zeta)\left\{1 - \zeta\frac{\widetilde{\mu}}{Ze}(\lambda' - \lambda)\right\}^2 k_0^2 k_1'^2 \sin^2\theta I_n^2(a), \tag{6}$$

где

$$a = \frac{\gamma k_0 k' \sin\theta}{\lambda'\varkappa_0},\ q^2 = |\vec{k} - \vec{k}' - \vec{n}n\varkappa_0|^2 + \frac{1}{r_0^2}, \tag{7}$$

$$\gamma = \frac{eE_0}{mc\omega},\ \varkappa_0 = \frac{\omega}{c},\ \theta \text{ — угол рассеяния электрона;}$$

$$f^{(1)}_{\text{сп}} - \frac{\widetilde{\mu}k'}{Ze}\sin\theta f^{(1)} = I_n(a)\left\{k_0^2(1 + \gamma^2) + \lambda\lambda' + k_0k'\sin\theta\gamma\frac{n}{a} -\right.$$

$$\left. - \zeta\frac{\widetilde{\mu}}{Ze}k'\sin\theta\left[\lambda k'\sin\theta - g\gamma k_0\frac{n}{a}(\lambda' - \lambda)\right]\right\} +$$

$$+ \zeta I_n'(a) g\gamma k_0 k' \sin\theta\left[1 + \zeta\frac{\widetilde{\mu}}{Ze}(\lambda' + \lambda)\right]. \tag{8}$$

Как видим, $d\sigma_n$ характеризует сечение индивидуального процесса рассеяния, когда величина квазиэнергии электрона в поле волны изменяется на величину $nc\hbar\varkappa_0$. При этом $n = \pm l$, что соответствует излучению или поглощению фотонов. Поляризация электронов, приобретаемая в результате рассеяния, характеризуется членом при множителе $(1-\zeta'\zeta)$. Из формул (5)—(8) видно, что поляризационные эффекты возникают только при учете магнитного момента кулоновского центра. Если $\widetilde{\mu} = 0$, то зависимость от спина в члене, отвечающем за переворот спина, отсутствует. В этом случае волна не влияет на поляризацию электронов. Характерно, что собственное значение ζ входит в формулу в виде произведений типа ζg, $\zeta\widetilde{\mu}$. При получении формул (5)—(8) мы считаем, что магнитный момент ядра ориентирован в направлении вектора распространения электромагнитной волны $\vec{n}$ (ось z).

Формула (5) содержит в знаменателе множитель $\lambda\lambda'$. Этот множитель характерен в задаче о тормозном излучении электрона на кулоновском центре. В случае релятивистских энергий электрона сечение индуцированного тормозного излучения имеет резкий максимум вблизи направления квазиимпульса падающего электрона. Импульс электрона при этом лежит в узком конусе около этого направления с углом $\theta^* \cong \frac{m^*c^2}{\varepsilon_{\text{кв}}}$. Действительно:

$$\frac{1}{\lambda'} = \frac{1}{K' - k'\cos\theta} = \frac{1}{K'}\frac{1}{1 - \frac{k'}{K'}\cos\theta} = \frac{1}{K'}\frac{1}{1 - \sqrt{1 - \frac{k_0^{*2}}{K'^2}}\cos\theta}.$$

Считая выполненным условие $\frac{n\varkappa_0}{K'} \ll 1$, запишем условие для θ^*.

В ультрарелятивистском пределе энергий электрона для величины $\varepsilon_{\text{кв}} p_{3\text{кв}}$ найдем:

$$\varepsilon_{\text{кз}} = \varepsilon_{\text{св}}(1+\gamma^2),$$

$$cp_{3\text{кз}} = \varepsilon_{\text{сз}}(1+\gamma^2) - \frac{1}{2}\left(\frac{mc^2}{\varepsilon}\right)mc^2, \tag{9}$$

Используя

$$c\hbar\,\lambda = \varepsilon_{\text{св}}(1-\beta_3) = mc^2\sqrt{\frac{1-\beta_3}{1+\beta_3}} \cong \frac{(mc^2)^2}{2\varepsilon_{\text{св}}}, \tag{10}$$

из закона сохранения $\varepsilon'_{\text{кв}} = \varepsilon_{\text{кз}} - n\hbar\omega$ для λ' можно получить $\left(\text{по-прежнему считаем } \frac{\hbar n\omega}{\varepsilon_{\text{св}}} \ll 1\right)$:

$$c\hbar\lambda' \cong \varepsilon_{\text{св}}(1+\gamma^2)(1-\cos\theta) - \hbar n\omega(1-\cos\theta) + \frac{1}{2}\frac{(mc^2)^2}{\varepsilon_{\text{св}}}\cos\theta. \tag{11}$$

Учитывая (9), (10) и (11) в ультрарелятивистском случае, при рассеянии электрона на малые углы для разности $\lambda - \lambda'$ найдем

$$c\hbar(\lambda-\lambda') \cong -\frac{1}{2}\frac{(mc^2)^2}{\varepsilon_{\text{св}}} + \frac{\hbar n\omega}{2(1+\gamma^2)}\left(\frac{mc^2}{\varepsilon_{\text{св}}}\right)^2 + \frac{1}{4}\frac{(mc^2)^4}{\varepsilon_{\text{св}}^3(1+\gamma^2)}. \tag{12}$$

Подставляя (12) во второй член формулы (6), найдем

$$M^2(1-\zeta'\zeta) \cong (1-\zeta'\zeta)\left\{1 - \zeta\frac{\tilde{\mu}}{Ze}\left(\frac{mc^2}{c\hbar\varepsilon}\right)^2\right\}, \tag{13}$$

т. е. поляризационные эффекты в данном случае незначительны.

Если угол рассеяния $\theta \sim \frac{\pi}{2}$, т. е. рассеяние происходит на большие углы, то $\lambda - \lambda' \sim \varepsilon_{\text{св}}(1+\gamma^2)$ и поляризационные эффекты становятся существенными, во-первых, потому, что $(\lambda - \lambda') \sim \varepsilon_{\text{св}}$, и, во-вторых, в сильных электромагнитных полях $\gamma \gg 1$. Однако сечение процесса в этом случае мало. Если поле волны очень слабое $k_0\gamma \ll \varkappa_0$, то аргумент функции Бесселя мал, и в этом случае индуцированное тормозное излучение происходит в основном на гармониках $n = \pm 1$.

Для M^2 при условии $k_0\gamma \ll \varkappa_0$ найдем

$$M^2 = (1+\zeta'\zeta)\left(\frac{k_0\gamma k'\sin\theta}{2\lambda'\varkappa_0}\right)^2 \Big\{(k_0^2 + \lambda'\lambda) - \lambda'\varkappa_0(n-\zeta g) -$$

$$- \zeta\frac{\tilde{\mu}}{Ze}\left[\lambda k_0 k'\sin\theta + \lambda'^2\varkappa_0(n-\zeta g) + \lambda'\lambda\varkappa_0(n+\zeta g)\right]\Big\}^2 +$$

$$+ (1+\zeta'\zeta)\left[1 - \zeta\frac{\tilde{\mu}}{Ze}(\lambda'-\lambda)\right]^2\left(\frac{k_0\gamma k'\sin\theta}{2\lambda'\varkappa_0}\right)^2 k_0^2 k'^2\sin^2\theta. \tag{14}$$

Здесь $n = +1$ соответствует излучению $n = -1$ поглощения фотонов волны. Соответствующее сечение рассеяния при $n = 1$ совпадает с приведенным в [4].

Полагая $\widetilde{\mu}=0$, получим

$$M^2=\frac{\gamma^2k_0^2k'^2\sin^2\theta}{4\lambda'^2\varkappa_0^2}\{[(k_0^2+\lambda'\lambda)^2-2\lambda'\varkappa_0 n(k_0^2+\lambda'\lambda)](1+\zeta'\zeta)+$$

$$+(1-\zeta'\zeta)k_0^2k'^2\sin^2\theta\}. \quad (15)$$

Просуммировав по конечным и усреднив по начальным спинам электронов, получим M^2, совпадающее с приведенным в работе [1]. Запишем суммарный эффект, который определяется полным сечением «излучения» n фотонов

$$\sigma_n^{\text{пол}}=\sigma_n^{\text{изл}}-\sigma_n^{\text{погл}},$$

где $\sigma_n^{\text{изл}}$ — излучение, $\sigma_n^{\text{погл}}$ — поглощение n-фотонов будет отрицательным, т. е. электрон поглощает фотоны волны. Сечения высших порядков при условии $k_0\gamma\ll\varkappa_0$ подавлены $\sigma_n\sim\gamma^{2|n|}$. Рассмотрим промежуточный случай:

$$\gamma\ll 1,\quad k_0\gamma\gg\varkappa_0.$$

В этом случае аргумент функций Бесселя может быть как много меньше, так и много больше единицы. Случай малого аргумента по существу мало отличается от рассмотренного выше.

Для $a=\dfrac{\gamma k_0k'\sin\theta}{\lambda'\varkappa_0}\gg 1$ выражение для матричного элемента M^2 может быть приведено к следующему виду:

$$M^2=\left\{(1+\zeta'\zeta)\left(k_0^2+\lambda'\lambda-\zeta\frac{\widetilde{\mu}}{Ze}k'\sin\theta\right)^2+\right.$$

$$\left.+(1-\zeta'\zeta)\left(1-\zeta\frac{\widetilde{\mu}}{Ze}(\lambda'-\lambda)\right)^2\right\}\frac{2}{\pi a}\cos^2\left(a-n\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{4}\right). \quad (16)$$

Полагая $\widetilde{\mu}=0$ и просуммировав по спинам, придем к выражению (16) работы [1].

§ 2. Рассеяние электрона, обладающего вакуумным моментом

Интересно учесть в процессе рассеяния вклад от аномального магнитного момента электрона, влияние которого при некоторых условиях может быть существенным. Для этого удобно воспользоваться точными решениями уравнения Дирака для электрона с аномальным магнитным моментом в поле плоской электромагнитной волны [4]. Отличие этих функций от (2) состоит в том, что вместо постоянного спинора V_0 в новую функцию будет входить $V(\xi)$, связанный с V_0 соотношением

$$V=\left[\frac{2+\Delta}{2(1+\Delta)}\right]^{1/2}\left\{\cos\omega\frac{\Delta\xi}{2c}+g\sigma_3\sin\frac{\omega\Delta\xi}{2c}-\right.$$

$$\left.-i\frac{q}{2+\Delta}\left[\sigma_2\sin\frac{\omega(2+\Delta)}{2c}\xi+g\sigma_1\cos\frac{\omega(2+\Delta)}{2c}\xi\right]\right\}V_0. \quad (17)$$

Здесь введем обозначение

$$\Delta=\sqrt{1+q^2}-1,\ q=2\mu\frac{cE_0}{\omega}=2a\gamma,$$

$$\mu = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{e\hbar}{2mc}\frac{1}{c\hbar}, \quad a = \frac{c\hbar k_0}{e}\mu.$$

Вычисляя по формуле (4) сечения рассеяния электрона по новым волновым функциям, вместо (5) и (8), получим следующие выражения:

$$d\sigma_n = \pi\frac{Z^2e^4}{V}\sum_{s=-1}^{1}\sum_{i=0}^{4}\frac{k_i'^2\sin^3\theta_i d\theta_i dk_i'}{K_i'K\lambda\lambda_i' q_i^4}\,\delta(K_i' - K + n\varkappa_0 - sf_i)F_i^2, \tag{18}$$

где

$$q_i^2 = |\vec{k} - \vec{k}_i' - \vec{n}n\varkappa_0 + s\varkappa_0 f_i\vec{n}|^2 + \frac{1}{r_0^2},$$

$$f_0 = 0,\ f_1 = \Delta,\ f_2 = 2 + \Delta,\ f_3 = 1,\ f_4 = 1 + \Delta. \tag{19}$$

Матричный элемент F_i^2 имеет вид

$$F_i^2 = F_0^2 + F_{i+1}^2 k_0^2 k_{i+1}'^2\sin^2\theta_i\frac{(2+\Delta)^2}{16(1+\Delta)^2}. \tag{20}$$

Причем

$$F_0 = \widetilde{f}_{01} + \frac{\widetilde{\mu}}{Ze}k_0'\sin\theta_0\widetilde{f}_{0,2},$$

$$F_1^2 = A^2(s)I_n^2(a_1)\left[1 - gs\frac{\widetilde{\mu}}{Ze}(\lambda - \lambda_1')\right]^2,$$

$$F_2^2 = \alpha^4A^2(s)I_n^2(a_2)\left[1 + gs\frac{\widetilde{\mu}}{Ze}(\lambda - \lambda_2')\right]^2, \tag{21}$$

$$F_3^2 = 4\alpha^2(\vec{\sigma}\vec{n})^2\left[1 + gs\frac{\widetilde{\mu}}{Ze}(\lambda - \lambda_3')\right]^2,$$

$$F_4^2 = 4\alpha^2\left\{I_n'(a_4)\gamma - \frac{\widetilde{\mu}}{Ze}\left[k_4'\frac{\lambda}{k_0}g\sin\theta_4 + \gamma\frac{n}{a_4}(\lambda - \lambda_4')\right]I_n(a_4)\right\}^2A^2(s),$$

$$\widetilde{f}_{0,1} = \frac{1+\zeta'\zeta}{2}\left[k_0^2(1+\gamma^2) + \lambda_0'\lambda + k_0\gamma k_0'\frac{n}{a_0}\sin\theta_0\right]I_n(a_0) + $$

$$+ k_0\gamma g\frac{k_0'\sin\theta_0}{1+\Delta}(\vec{\sigma}\vec{n})I_n'(a_0);$$

$$f_{0,2} = -\frac{(\vec{\sigma}\vec{n})}{1+\Delta}\left\{\left[\lambda k_0'\sin\theta_0 + k_0\gamma g\frac{n}{a_0}(\lambda - \lambda_0)\right]I_n(a_0)\right\} + $$

$$+ \frac{1+\zeta'\zeta}{2}k_0\gamma g(\lambda_0' + \lambda)I_n'(a_0).$$

Здесь $\lambda_i' = K_i' - k_i'\cos\theta_i$, k_i' — квазиимпульсы электрона после рассеяния, когда энергия электрона равна $K_i' = K - n\varkappa_0 + s\varkappa_0 f_i$, $\alpha = \frac{q}{2+\Delta}$, а аргументы функций Бесселя a_i равны

$$a_i = \frac{k_0\gamma k_i'\sin\theta_i}{\lambda_i'\varkappa_0}.$$

Спинорные функции $A(s)$ и $(\vec{\sigma}\vec{n})$ имеют вид

$$A(s)=\zeta\frac{(1+\zeta'\zeta)}{2}\sin\eta-\zeta gs\frac{1-\zeta'\zeta}{2}(1-sg\zeta\cos\eta),$$
$$(\vec{\sigma}\vec{n})=\zeta\frac{1+\zeta'\zeta}{2}\cos\eta-\frac{1-\zeta'\zeta}{2}\sin\eta. \qquad (22)$$

Очевидно при учете вакуумного магнитного момента электрона квазиэнергия рассеянного электрона индекса l расщепляется на 9 подуровней, часть из которых сливается с уровнями $n=(l\pm1)$ и $n=l\pm2$ и их подуровнями так, что истинное расщепление будет равно 3. Величина расщепления квазиэнергии номера n пропорциональна $p=\frac{\Delta\varkappa_0}{K}$.

В слабых полях $(\gamma\ll1)$ $p\sim\frac{2a^2\gamma^2\varkappa_0^2}{K}\ll1$. В сильном поле $(\gamma\gg1)$ $p\sim\frac{2a^2\varkappa_0}{K_{\text{св}}}$. В дальнейшем будем рассматривать случай, когда вектор направления спина $\vec{e}$ коллинеарен $\vec{n}$ $(\eta=0)$. Тогда члены с F_1^2, F_2^2, F_4^2 дают вклад только в процесс, идущий с переориентацией спина:

$$A^2(s)=\frac{(1-\zeta'\zeta)^2}{2}(1-\zeta sg). \qquad (23)$$

Если в формулах (18), (20), (21) положить $q=0$, $\Delta=0$, что соответствует исключению из рассмотрения аномального магнитного момента электрона, то получим результаты § 1 $(F_2=F_3=F_4=0,\ f_i=0,\ i=0,\ 1)$. Из (41) следует, что учет вакуумного магнитного момента электрона приводит к эффектам поляризации электронного спина, причем если квазиэнергия рассеянного электрона равна $K_i'=K-n\varkappa_0+sf_i$ $(i=1,\ 2,\ 3,\ 4)$, поляризация должна быть полной для данных s и g. Заметим, что квазиэнергии номера n при $i=2,\ 4$ будут соответствовать в полном сечении также члены суммы с $l=n\pm2$ и $l=n\pm1$. При различных s, если g фиксировано, спины электронов поляризуются в противоположных направлениях.

Сечение индуцированного тормозного излучения электрона номера n существенно зависит от величины γ. Характер сечений при $a_i\ll1$ и $a_i\gg1$ тот же, что и в случае, рассмотренном в § 1.

Формулы (18), (21) можно представить и в другом виде так, чтобы в выражение для квазиэнергии рассеянного электрона входила бы лишь истинная величина расщепления квазиэнергии номера n, обусловленная наличием аномального магнитного момента электрона:

$$d\sigma_n=\pi\frac{Z^2e^4}{V}\sum_{s=-1}^{1}\sum_{i=1}^{2}\frac{k_i'^2\,dk_i'\sin^2\theta_i d\Omega_i}{K_i'K\lambda\lambda_i'}\widetilde{F}_i^2\frac{\delta(K_i'-K+n\varkappa_0-s\varkappa_0\bar{f}_i)}{\left(|\vec{k}-\vec{k}_i'-\vec{n}n\varkappa_0+\vec{s}n\varkappa_0\bar{f}_i|^2+\frac{1}{r_0^2}\right)^2},$$

$$\bar{f}_1=0,\ \bar{f}_2=\Delta,$$

$$F_1^2=F_0^2+k_0^2k_{1,s}'^2\sin^2\theta_1\frac{(2+\Delta)^2}{16(1+\Delta)^2}4\alpha^2(\vec{\sigma}\vec{n})I_{n+s}(a_1)\left[1+gs\frac{\widetilde{\mu}}{Ze}(\lambda-\lambda_1')\right]^2,$$

$$\widetilde{F}_2^2=\frac{(2+\Delta)^2}{16(1+\Delta)^2}\sin^2\theta_2k_0^2k_{2,s}'^2A^2(s)\left\{\left(1-gs\frac{\widetilde{\mu}}{Ze}(\lambda-\lambda_2')\right)^2I_n^2(a_2)+\right.$$

$$+\alpha^4 I^2_{n+2s}(a_2)\left(1+gs\frac{\widetilde{\mu}}{Ze}(\lambda-\lambda_2')\right)^2+4\alpha^2\left[\gamma I'_{n+s}(a_2)-\right.$$

$$\left.\left.-\frac{\widetilde{\mu}}{Ze}\left\{k_2'\frac{\lambda}{k_0}g\sin\theta_2+\gamma\frac{n+s}{a_2}(\lambda-\lambda_2')\right\}I_{n+s}(a_2)\right]^2\right\}.$$

Здесь каждый из квазиимпульсов $k'_{1,s}$, $k'_{2,s}$ определяется с помощью δ-функции квазиэнергии. В таком виде формулы более удобны для анализа. Из них следует, что $d\sigma_n \sim \widetilde{F}_1^2$ описывает процесс тормозного излучения без переориентации электронного спина; $\widetilde{F}_2^2$ исключительно обязана излучению с переворотом спина.

Оценим вклад аномального магнитного момента электрона в процесс индуцированного тормозного излучения. Ясно, что основной вклад вакуумный момент вносит в $\widetilde{F}_2^2$. Положим для простоты $\widetilde{\mu}=0$. Тогда

$$\widetilde{F}_2^2=\frac{(2+\Delta)^2}{16(1+\Delta)^2}k'^2_{2,s}k_0^2\sin^2\theta_2\frac{1-\zeta'\zeta}{2}(1-sg\zeta)\times$$

$$\times\{I_n^2(a_2)+4\alpha^2 I'_{n+s}(a_2)\gamma^2+\alpha^4 I^2_{n+2s}(a_2)\}. \tag{22}$$

Полагая $q=0$, $\Delta=0$, получим

$$d\sigma_n\sim\sum_{s=1}^{1}\widetilde{A}\frac{1-\zeta'\zeta}{2}(1-sg\zeta)\sim\widetilde{A}(1-\zeta'\zeta), \tag{23}$$

т. е. зависимость от начальной ориентации спина электрона исчезает. Следовательно, корреляционные члены, зависящие от начального спина электрона, будут входить в сечение рассеяния в комбинации $\sim(1-\zeta'\zeta)(1-\zeta gs\Delta)$, т. е. степень поляризации электронного спина в результате рассеяния пропорциональна величине аномального магнитного момента электрона. Исследование зависимости сечения вынужденного тормозного излучения от силы внешнего поля (величины γ) не вносит существенных особенностей по сравнению со случаями, рассмотренными в [1], а также в § 1 данной статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Денисов М. М., Федоров М. В. ЖЭТФ, **53**, 1340, 1967; Федоров М. В. ЖЭТФ, **51**, 795, 1966.
2. Волков Д. М. Zeit. für. Phys., **94**, 250, 1935; ЖЭТФ, 7, 1289, 1937.
3. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., Физматгиз, 1958.
4. Тернов И. М., Багров В. Г., Клименко Ю. И. «Изв. вузов», физика, № 2, 50, 1968.

Поступила в редакцию
24.12 1970 г.

Кафедра
теоретической физики