Доклады Академии наук СССР
1965. Том 165, № 4

ДК 539.121.85

ФИЗИКА

В. Н. БАЙЕР, Ю. Ф. ОРЛОВ

КВАНТОВАЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

(Представлено академиком Г. И. Будкером 17 IV 1965)

Как показано в [1], излучение при движении в магнитном поле приво-
ит к поляризации электронов и позитронов. Хотя вероятность излучения
изменением направления спина весьма мала по сравнению с общей
ероятностью излучения, электроны и позитроны высоких энергий после
ительного вращения в современных накопителях могут оказаться сильно
оляризованными. Время поляризации в однородном поле равно

$$\tau_{\text{пол}}^{-1} = \frac{5\sqrt{3}}{8}\alpha m\left(\frac{\varepsilon}{m}\right)^2\left(\frac{H}{H_0}\right)^3, \quad \alpha = \frac{1}{137}; \tag{1}$$

десь $H_0 = \frac{m^2}{e} = 4{,}4\cdot 10^{13}$ эрст. В накопителе с энергией $E = 6$ Бэв и по-
ем на дорожке $H = 8\cdot 10^3$ эрст $\tau_{\text{пол}} = 190$ сек.

Чтобы сохранить возникающую таким образом поляризацию частиц
накопителе, необходимо выбрать энергию частиц ε так, чтобы в системе
возникали деполяризующие резонансы, вызываемые радиальной и ази-
утальной составляющими магнитного поля на траектории частицы. Точ-
е говоря, условие резонанса

$$G\frac{\varepsilon}{m} = k + lQ_z + mQ_R + nQ_x, \quad k,\ l,\ m,\ n \text{ целые}, \tag{2}$$

лжно выполняться при как можно бóльших значениях l, m, n. Здесь
$= g - 2 = \alpha / 2\pi$ — аномальная часть g-фактора электрона; $Q_{z,R,x}$ —
сло колебаний на орбите соответственно для вертикальных z-, радиаль-
ых R- и фазовых x-колебаний. Слагаемые lQ_z и mQ_R возникают из-за на-
чия членов z^l и r^m ($r = R - R_0$, R_0 — равновесный радиус) в полях
, H_x, член nQ_x учитывает синхротронные колебания энергии и поправки
астотам $Q_{z,R}$, связанные с этими колебаниями. Для правильного выбора
ергии ε требуется детальный анализ данного накопителя с учетом кон-
етной нелинейности магнитного поля и т. д.

Допустим, что энергию ε можно выбрать так, что эффекты деполяри-
ции под действием резонансов (2) несущественны. Оказывается, что при
статочно высоких энергиях возникает еще одна возможность деполяри-
ции, вызываемая квантовым характером излучения. Она также осуще-
ляется лишь в присутствии возмущающих полей H_R и H_x, но выполне-
резонансных условий (2) теперь не обязательно. Эффект вызывается
, что скачки энергии, связанные с квантовым характером излучения,
учи разложенными в интеграл Фурье, содержат, в частности, гармо-
ки, дающие резонанс (2). Поэтому в основе явления и здесь лежит ре-
нанс с той неприятной особенностью, что его нельзя избежать с помощью
бора ε. Мы хотели бы здесь подчеркнуть, что нам не удалось обна-
жить никаких других классических или квантовых эффектов, приводя-
к деполяризации пучка, так что, ликвидируя наиболее опасные гар-
ики возмущений поля, можно резко уменьшить эффекты деполяриза-
. Это относится и к рассматриваемому ниже эффекту.

Рассмотрение квантовой деполяризации может быть проведено в при-
жении, когда траектория электрона считается классической, а энергия

частицы испытывает скачки в каждом акте излучения, так что

$$\frac{\overline{d(\Delta\varepsilon)^2}}{dt} = \frac{55\sqrt{3}}{48}\frac{1}{R}\left(\frac{\varepsilon}{m}\right)^3\overline{W}, \quad \overline{W} = \frac{2}{3}\left(\frac{\varepsilon}{m}\right)^4\frac{r_0 m}{R^2}; \tag{3}$$

здесь $\overline{W}$ — классическая мощность излучения электрона, r_0 — классиче-ский радиус электрона.

Уравнения для 4-вектора спина электрона S^i, учитывающие возмущаю-щие поля H_R и H_x, имеют вид (2)

$$\frac{dS^1}{d\tau} = G\frac{eH}{m}\left(\frac{\varepsilon}{m}\right)^2 S^2 - \left(1 + G\frac{\varepsilon^2}{m^2}\right)\frac{eH_R}{m}S^3; \tag{4}$$

$$\frac{dS^2}{d\tau} = -G\frac{eH}{m}S^1 + (1+G)\frac{eH_x}{m}S^3; \tag{5}$$

$$\frac{dS^3}{d\tau} = (1+G)\frac{eH_R}{m}S^1 + \left[G\frac{eH}{m}\frac{p}{m}\frac{dz}{d\tau} - (1+G)\frac{eH_x}{m}\right]S^2; \tag{6}$$

$$\frac{dS^4}{d\tau} = G\frac{eH}{m}\frac{\varepsilon p}{m^2}S^2 - G\frac{eH_R}{m}\frac{\varepsilon p}{m^2}S^3, \tag{7}$$

где $\tau = tm/\varepsilon$, H — равновесное поле. Нетрудно убедиться, что ни про-странственные, ни временные вариации поля H не приводят к деполяри-зации, что, конечно, заранее очевидно. Члены с H_R и H_x могут дать резо-нансный поворот спина, но мы предполагаем, что условие (2) не выпол-няется. Поскольку рассматриваемый эффект в основном лишь косвенно зависит от типа фокусировки пучка в накопителе, мы рассмотрим для про-стоты азимутально симметричное слабо фокусирующее поле, в котором действует k-я гармоника возмущения $H_R = h\cos\left[k\frac{eH}{m}(\tau-\tau_0)\right]$ (при $z = 0$), так что поле на реальной возмущенной по вертикали орбите $z = z_H$ можно записать в виде

$$H_R = -\frac{k^2 h}{n-k^2}\cos\left[k\frac{eH}{m}(\tau-\tau_0)\right]; \tag{8}$$

$$z_H = z_k\cos\left[k\frac{eH}{m}(\tau-\tau_0)\right], \quad z_k = \frac{R}{H}\frac{h}{n-k^2}. \tag{9}$$

Поскольку r-колебания в линейном по h приближении не дают вклада в эффект, будем считать $r = 0$. Расчет эффектов, вызываемых свободными z-колебаниями в неоднородном поле, а также полем H_x, может быть прове-ден аналогичным образом, соответствующие результаты приведены в кон-це статьи.

Решение уравнений (4) — (7) запишем в первом приближении по h в системе покоя частицы. Для преобразования к этой системе нужно сде-лать лоренц-преобразование и обычный поворот на малый угол

$$\vartheta_z = \frac{m}{p}\frac{dz}{d\tau} = -\frac{h}{H}\frac{k}{n-k^2}\sin\left[k\frac{eH}{m}(\tau-\tau_0)\right]. \tag{10}$$

В этой системе (которую мы отмечаем индексом c) $S_c^4 = 0$,

$$(S_c^1)^2 + (S_c^2)^2 \equiv S_\rho^2 = \sigma_\rho^2 + \sigma_\rho\sigma_z\frac{h}{H}\frac{Gk}{n-k^2}F, \tag{11}$$

$$(S_c^3)^2 \equiv S_z^2 = \sigma_z^2 - \sigma_\rho\sigma_z\frac{h}{H}\frac{Gk}{n-k^2}F; \tag{12}$$

$$F = \frac{1 + k\varepsilon/m}{(k - G\varepsilon/m)}\sin\left\{\frac{eH}{m}\left[\left(k - G\frac{\varepsilon}{m}\right)\tau - k\tau_0\right]\right\} - \frac{1 - k\varepsilon/m}{(k + G\varepsilon/m)}\sin\left\{\frac{eH}{m}\left[\left(k + G\frac{\varepsilon}{m}\right)\tau - k\tau_0\right]\right\}, \tag{13}$$

где σ_z, σ_ρ постоянны при постоянной энергии частицы, причем всегда

$$\sigma_\rho^2 + \sigma_z^2 = 1. \tag{14}$$

Величины S_z и S_ρ имеют смысл мгновенных проекций спина на ось и на перпендикулярную ей плоскость в системе покоя электрона; σ_z и σ_ρ — смысл средних, около которых происходят малые колебания S_z и S_ρ.

Вследствие того что относительная вероятность переворота спина в момент излучения ничтожно мала по сравнению с вероятностью излучения без переворота спина, величины истинных проекций спина S_z и S_ρ не изменяются в момент излучения. Однако в момент излучения происходит скачкообразное изменение F в формулах (11), (12), пропорциональное скачку $\Delta\varepsilon$. Так как S_z и S_ρ не изменяются, то это приводит к скачкообразному изменению средних σ_z и σ_ρ. Компенсация потерь на излучение ускоряющей системой накопителя возвращает в дальнейшем величину F (точнее, величины амплитуд в (13)) к первоначальному значению, однако совокупность таких случайных скачков приводит к стохастической раскачке σ_z и σ_ρ и, следовательно, к раскачке S_z и S_ρ.

Для достаточно высоких энергий, $G\varepsilon / m \gg 1$, при которых интересен рассматриваемый эффект, основной вклад в процесс раскачки вносят скачки знаменателя в первом члене (13). При этом главную роль играют гармоники k, для которых $G\varepsilon / m \sim k$. Это дает следующее изменение угла ϑ между направлением спина и осью z:

$$\frac{1}{\tau_{\text{депол}}} \approx \frac{d\overline{\vartheta^2}}{dt} \approx \frac{1}{8} \sum_k \left(\frac{z_k}{R}\right)^2 \left(\frac{kG\varepsilon/m}{k - G\varepsilon/m}\right)^4 \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\overline{d\,(\Delta\varepsilon)^2}}{dt} =$$

$$= \sum_k \frac{55}{192\sqrt{3}} \left(\frac{kG\varepsilon/m}{k - G\varepsilon/m}\right)^4 \frac{r_0}{mR^3} \left(\frac{z_k}{R}\right)^2 \left(\frac{\varepsilon}{m}\right)^5; \qquad (15)$$

здесь z_k — амплитуда вынужденных z-колебаний, возбуждаемых возмущением H_R.

Из (15) видно, что эффект сильнейшим образом зависит от энергии частиц и сильно зависит от номера ближайшей резонансной гармоники k, от расстояния до резонанса $|k - G\varepsilon / m|$ и от величины z_k. Оценим эффект при разумных значениях параметров: $E = 6$ Бэв, $H = 8 \cdot 10^3$ эрст., $R = 3 \cdot 10^3$ см, $|k - G\varepsilon / m| \approx 1/2$ для $k = 14, 15$, $z_k = 0{,}1$ см. При этом характерное время деполяризации (изменение угла ϑ на единицу) равно $\tau_{\text{депол}} = 25$ сек. Это на порядок меньше, чем $\tau_{\text{пол}}$. Таким образом, в этом случае пучок заведомо не поляризован. Это означает, что нужно принимать специальные меры для сохранения поляризации пучка. Тем не менее мы хотели бы еще раз отметить удивительную устойчивость поляризации.

Приведем также формулы для S_ρ и S_z с учетом возмущения H_x и наличия свободных z-колебаний (эти эффекты, вообще говоря, вносят малый вклад по сравнению с рассмотренным выше):

$$S^2_{\rho,\,z} = \sigma^2_{\rho,\,z} \pm \sigma_\rho \sigma_z \frac{h_{xk}}{H} \left\{ \frac{1+G}{k + G\varepsilon/m} \sin\left[\frac{eH}{m}\left(k + G\frac{\varepsilon}{m}\right)\tau - k\tau_1\right] - \right.$$

$$\left. - \frac{1+G}{k - G\varepsilon/m} \sin\left[\frac{eH}{m}\left(k - G\frac{\varepsilon}{m}\right)\tau - k\tau_1\right] \right\}, \quad H_x = h_{xk} \sin\left[k\frac{eH}{m}(\tau - \tau_1)\right]; \quad (16)$$

$$S^2_{\rho,\,z} = \sigma^2_{\rho,\,z} \pm \sigma_\rho \sigma_z \frac{z_{\max}}{R} G \left\{ \frac{1 + \frac{\varepsilon}{m}\sqrt{n}}{G\frac{\varepsilon}{m}\frac{1}{\sqrt{n}} - 1} \sin\left[\frac{eH}{m}\left(G\frac{\varepsilon}{m} - \sqrt{n}\right)\tau + \sqrt{n}\tau_2\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{\frac{\varepsilon}{m}\sqrt{n} - 1}{G\frac{\varepsilon}{m}\frac{1}{\sqrt{n}} + 1} \sin\left[\frac{eH}{m}\left(G\frac{\varepsilon}{m} + \sqrt{n}\right)\tau - \sqrt{n}\tau_2\right] \right\}. \qquad (17)$$

Как и следовало ожидать, рассмотрение линейных z-колебаний приводит к зависимости эффекта от разности $G\varepsilon / m - Q_z$, $Q_z = \sqrt{n}$ (ср. формулу (2) для $n = 1$).

Новосибирский
государственный университет

Поступило
5 IV 1965

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] А. А. Соколов, И. М. Тернов, ДАН, 153, 1052 (1963). [2] V. Bargmann, L. Michel, V. Telegdi, Phys. Rev. Lett., 2, 435 (1959).