

РАДИКАЛЬНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ЧАСТОТЫ ПРЕЦЕССИИ СПИНА УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ВОЛНЫ ПОД ВЛИЯНИЕМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ПОЛЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ

В.В.Тихомиров

*Институт ядерных проблем при Белорусском государственном университете
220080 Минск, Беларусь*

Поступила в редакцию 21 ноября 1994 г.

Показано, что взаимодействие с полем излучения приводит к увеличению на несколько порядков частоты прецессии спина ультрарелятивистских электронов в циркулярно поляризованной волне и существенно изменяет характер ее зависимости от энергии электронов и частоты волны. Это увеличение можно реально наблюдать в мощных лазерных и внутрикристаллических полях, начиная с энергий в несколько ГэВ.

Изучение эффектов квантовой электродинамики интенсивного поля [1, 2] продолжает вызывать интерес. В последние 10 лет был проведен обширный цикл исследований ряда таких эффектов в интенсивных кристаллических полях [3]. Планируется их наблюдение в поле мощных лазерных импульсов [4]. Одно из важнейших предсказаний [1,2] касается возможности изменения аномального магнитного момента электрона (e^-) (позитрона (e^+)) в однородном поле и поле лазерной волны. Это изменение можно наблюдать по его влиянию на прецессию спина. Последняя возникает и при воздействии на электрон циркулярно поляризованной волны (ЦПВ), но из уравнения Баргмана-Мишеля-Телегди (БМТ) следует, что частота этой прецессии в γ (γ – лоренц-фактор) раз меньше частоты прецессии в однородном поперечном поле той же напряженности. Мы, однако, покажем, что при условии, что энергия рассеянного кванта сравнима с энергией электрона ϵ , взаимодействие с полем излучения приводит к значительному (в $\gamma \sim 10^5$ раз) увеличению частоты прецессии спина и полной неадекватности описания последней на основе уравнения БМТ. При указанных энергиях это уравнение [5] может быть упрощено¹⁾:

$$d\vec{\zeta}/dt \simeq 2\mu' \left\{ [\vec{\zeta} \mathbf{H}] + (\mathbf{v} \mathbf{H})[\mathbf{v} \vec{\zeta}] + [\vec{\zeta} [\mathbf{E} \mathbf{v}]] \right\}, \quad (1)$$

где $\mu' \simeq (\alpha/2\pi)e/2m$, e и m – аномальный магнитный момент, заряд и масса e^\pm , $\vec{\zeta}$ и \mathbf{v} – их вектор спина и скорость, $\alpha \simeq 1/137$, \mathbf{H} и \mathbf{E} – напряженности электрического и магнитного полей.

Будем рассматривать взаимодействие ультрарелятивистских e^\pm с распространяющейся навстречу ЦПВ частоты Ω . Ограничим поперечную компоненту скорости, индуцированную волной [6], $\mathbf{v}_\perp = -e\mathbf{H}/\epsilon\Omega$, условием $v_\perp \leq 1/\gamma$ или $\xi = |e|H/m\Omega \leq 1$ (при $v_\perp \gg 1/\gamma$ взаимодействие e^\pm с волной описывается приближением однородного поля [1,2]). Подставляя \mathbf{v}_\perp в (1), нетрудно убедиться, что в поле ЦПВ спин e^\pm прецессирует вокруг направления скорости с частотой $4\mu'eH^2/\Omega\epsilon$, которая при $\xi \sim 1$ в $\Omega\epsilon/2|e|H \sim \gamma \sim 10^5$ раз меньше

¹⁾В статье используется система единиц $\hbar = c = 1$.

частоты $2\mu' H$ ($2\mu' E$) прецессии спина в однородном поперечном поле той же напряженности и убывает с ростом Ω и ϵ .

Есть, однако, основания полагать, что подобное релятивистское подавление происходит не всегда, и с ростом Ω и ϵ частота прецессии в ЦПВ становится сравнима с ее величиной в поперечном поле. Действительно, излучение в поле ЦПВ не испытывает подавления по сравнению со случаем однородного поперечного поля. Как и в последнем, зависимость вероятности излучения в поле ЦПВ от продольной компоненты спина e^\pm наиболее сильна, когда энергия излучаемых фотонов сравнима с энергией e^\pm . При условии $\xi \leq 1$ характерная частота излучения в поле волны, распространяющейся навстречу e^\pm , оценивается по формуле $\omega \sim \epsilon s / (1 + s)$, где

$$s = 4\epsilon\Omega/m^2 \simeq 0,019\epsilon(\text{ГэВ})/\lambda(\text{мкм}). \quad (2)$$

Знание поведения спиновой зависимости вероятности излучения позволяет оценить частоту прецессии спина. При последовательном рассмотрении этого процесса следует исходить из действительной части спин-зависящего вклада в амплитуду рассеяния, отвечающую собственной энергии e^\pm во внешнем поле. Дисперсионное соотношение [1,2,7] позволяет выразить действительную часть амплитуды через интеграл по энергии e^\pm от функции, пропорциональной вероятности излучения. Как уже отмечалось, в области наиболее ярко выраженных спиновых эффектов $s \geq 1$ спин-зависящая часть вероятности излучения в поле ЦПВ сравнима с аналогичной величиной в однородном поперечном поле. Эта область дает основной вклад в дисперсионные соотношения, когда энергия e^\pm также удовлетворяет условию $s \geq 1$. Как следствие, действительная часть спин-зависящего вклада в амплитуду рассеяния и пропорциональная ей частота прецессии спина в ЦПВ будут порядка аналогичных величин в однородном поперечном поле той же напряженности. Таким образом, при $s \geq 1$ релятивистское подавление прецессии спина в ЦПВ, следующее из уравнения БМТ, должно исчезнуть.

Для нахождения зависящей от спина части амплитуды, отвечающей собственной энергии e^\pm во внешнем поле, воспользуемся квазиклассическим выражением, полученным в низшем порядке теории возмущений по взаимодействию с полем излучения [7]

$$\begin{aligned} T_{\vec{\zeta}}(\vec{\zeta}) = & \frac{i\alpha}{4\pi} \int dt \int_0^\epsilon d\omega \int_0^\infty d\tau \frac{\omega}{\epsilon} \vec{\zeta} \left\{ \frac{1}{\gamma} [\mathbf{v}(t+\tau), \mathbf{v}(t)] + \right. \\ & \left. + \left(1 + \frac{\epsilon}{\epsilon'}\right) \left[\mathbf{v}(t+\tau), \int_0^\tau \mathbf{v}(t+\tau') \frac{d\tau'}{\tau} \right] \right\} \times \\ & \times \frac{1}{\tau} \exp \left\{ -i \frac{\omega\epsilon}{2\epsilon'} \left[\frac{\tau}{\gamma^2} + \int_0^\tau \left(\mathbf{v}(t+\tau') - \int_0^\tau \mathbf{v}(t+\tau'') \frac{d\tau''}{\tau} \right)^2 d\tau' \right] \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\epsilon' = \epsilon - \omega$, ω - энергия фотона (реального в случае излучения и виртуального при рассмотрении прецессии спина), $\mathbf{v}(t)$ - скорость e^\pm в момент времени t . Интегрирование по t ведется вдоль всей траектории e^\pm , а по τ - вдоль ее части с $\tau > 0$. Вектор спина в правой части (3) берется в момент времени t , а в левой фигурирует его значение до попадания в область, занятую полем.

При наличии однородных полей \mathbf{H} и \mathbf{E} поперечная компонента скорости e^\pm может быть представлена в виде [7] $\mathbf{v}_\perp(t+\tau) = e\mathbf{F}_\perp\tau/\epsilon + \left[\vec{\xi}_1 \cos\left(2\Omega(t+\tau) + \varphi_0\right) + \vec{\xi}_2 \sin\left(2\Omega(t+\tau) + \varphi_0\right) \right]/\gamma$, где $\mathbf{F}_\perp = \mathbf{E} - n(n\mathbf{E}) + [\mathbf{H}n]$, φ_0 – случайная фаза, определяемая моментом влета в волну. Ортогональные векторы $\vec{\xi}_{1,2}$ описывают интенсивность $\xi^2 = (\xi_1^2 + \xi_2^2)/2$ и поляризацию волны, характеризуемую параметрами Стокса λ_3 и $\lambda_2 = [\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2]n/\xi^2$, где n – единичный вектор, направленный противоположно скорости e^\pm в момент $\tau=0$. В случае циркулярной поляризации $\lambda_3=0$, $\lambda_2=1$ и $\xi_1=\xi_2=\xi=|e|H/m\Omega$.

Чтобы проследить исчезновение релятивистского подавления прецессии спина в ЦПВ с ростом Ω и ϵ , в (3) необходимо учесть члены различного порядка по малому параметру $1/\gamma$. Хотя при выводе (3) учитывались только ведущие члены разложения по $1/\gamma$, это не мешает выполнению поставленной задачи, поскольку неучтенные члены лишь незначительно уточняют выражение (3). Поэтому для того, чтобы описать релятивистское подавление прецессии, следующе из уравнения БМТ, наряду с линейным по возмущению скорости e^\pm волной, достаточно учесть вклад, имеющий следующий порядок по $1/\gamma$ и возникающий при одновременном учете этого возмущения в обоих сомножителях первого векторного произведения в (3).

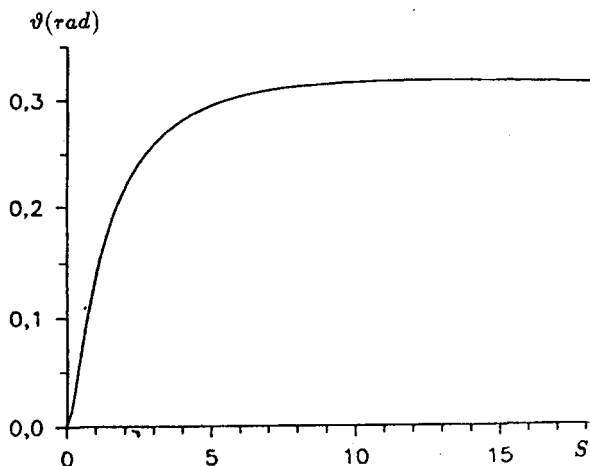
Однородное поле введено нами с целью сравнения прецессии в нем и в ЦПВ. Считая его достаточно слабым, чтобы при условии $\xi^2 \ll 1$ можно было разложить входящую в (3) экспоненту, и усредняя по фазе φ_0 , получаем в первом порядке малости по параметру ξ^2 для действительной части амплитуды рассеяния на единичной длине

$$\begin{aligned} \frac{d\text{Re}T_{\vec{\zeta}}}{dt} = \vec{\zeta}\vec{M} = \mu'\vec{\zeta}\left\{ [\mathbf{F}\mathbf{v}] + \lambda_2\mathbf{v}\xi^2 \frac{H_0}{2\gamma} \left[\frac{s}{\gamma} \left(\frac{1}{1-s^2} + \frac{2s^2 \ln s}{(1-s^2)^2} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \left(1 + \frac{2}{s} \right) \int_0^1 \frac{dt}{t} \ln|1-t(1+s)| + \left(1 - \frac{2}{s} \right) \int_0^1 \frac{dt}{t} \ln[1-t(1-s)] - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{2\pi^2}{3s} - \frac{s}{1-s^2} - \frac{2s^3 \ln s}{(1-s^2)^2} \right] + \dots \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $z=1+s$, $y=1-s$, $H_0 = m^2/|e| = 4,41 \cdot 10^{13}$ Гс – характерная напряженность КЭД интенсивного поля, а многоточием обозначены не интересующие нас здесь члены, пропорциональные произведению $F\xi^2$. Будем исходить из того [7], что влияние поля излучения на эволюцию спина учитывается соотношением $d\vec{\zeta}/dt = 2[\vec{\zeta}\vec{M}]$. Векторное произведение $[\mathbf{F}\mathbf{v}]$ описывает прецессию спина в однородном поле (ср. с (1)), а член, пропорциональный $\lambda_2\mathbf{v}$, – в поле ЦПВ. При этом слагаемое, начинающееся с сомножителя s/γ , возникло благодаря учету возмущения скорости e^\pm волной в обоих сомножителях первого векторного произведения в (3). Несмотря на релятивистскую малость этого слагаемого, без его учета невозможно последовательное описание прецессии спина в ЦПВ. Действительно, рассмотрим предел $s \ll 1$

$$\frac{d\text{Re}T_{\vec{\zeta}}}{dt} \simeq \mu'\vec{\zeta}\left\{ [\mathbf{F}\mathbf{v}] + \lambda_2\mathbf{v}\xi^2 \frac{H_0}{2\gamma} s \left[\frac{1}{\gamma} + \frac{s^2}{36} \left(60 \ln \frac{1}{s} - 37 \right) \right] \right\}. \quad (5)$$

Соотношение членов в правой части (5) позволяет установить область применимости и точность уравнения БМТ в рассматриваемой ситуации. При $s \ll 1/\sqrt{\gamma}$ релятивистски малый член является основным и приводит к значению частоты прецессии, следующему из уравнения (1). Однако с увеличением ϵ , Ω и s частота прецессии, в полном противоречии этому уравнению, возрастает и при $s \sim 1$, $\xi \sim 1$ становится сравнима с частотой прецессии в однородном поле $F \sim H_0/\gamma$, характерном тем, что в собственной системе e^\pm оно достигает H_0 . Лишь недавно подобные поля были получены в фокусе субпикосекундных лазерных импульсов [4] и начато исследование взаимодействия с эффективными полями аналогичной напряженности в кристаллах [3]. Таким образом, частота прецессии спина в поле ЦПВ при $s \sim 1$ может, например, оказаться в $\gamma \sim 10^5$ раз выше, чем следует из уравнения (1) и достичь величин, свойственных весьма интенсивному поперечному однородному полю. С определенной натяжкой этот результат можно трактовать как проявление эффективного аномального магнитного момента, почти в γ раз превышающего швингеровский.



Зависимость угла поворота спина на длине комптоновского рассеяния от параметра (2), пропорционального энергии E^\pm и частоте электромагнитной волны

В наиболее привлекательном варианте эксперимента по наблюдению поворота спина, основанном на отборе e^\pm , не потерявших энергии на излучение, в качестве длины взаимодействия e^\pm с волной следует выбрать характерную длину комптоновского рассеяния [7] $l_c = 8\pi\alpha\epsilon / (m^4\xi^2s\sigma) \simeq \lambda/(\alpha\pi\xi^2)$, где σ - сечение последнего. На рисунке представлен график зависимости от параметра s угла поворота поперечной компоненты спина на этой длине $\vartheta = 2l_c M$. Поскольку параметр s задается соотношением (2), этот график иллюстрирует также зависимость ϑ от энергии e^\pm либо частоты волны. Подчеркнем, что учет взаимодействия с полем излучения привел к смене убывания частоты прецессии с ростом ϵ и Ω на быстрый рост.

Исходя из того, что при рассматриваемых энергиях угол поворота спина легко может быть измерен различными методами с точностью $\sim 0,01$ рад, нетрудно видеть, что в оптимальной области $s \geq 3-4$ ($\gamma \geq 10^5$, $\lambda = 0,2-0,3$ мкм) погрешность наблюдения эффекта составит несколько процентов. При этом частота прецессии может превысить величину, следующую из уравнения БМТ,

в $(0,2-0,4)\gamma$ раз. Наблюдать же эффект можно при $s \geq 0,1$ или, при $\lambda \sim 0,2$ мкм, начиная с энергий в несколько ГэВ. Уменьшив λ , можно дополнительно понизить ϵ или увеличить угол ϑ .

Заметим, что параметр ξ не входит в выражение для угла ϑ , но определяет оптимальную длину взаимодействия l_c или длительность лазерного импульса $\tau(\text{фс}) = l_c/c \sim 150\lambda(\text{мкм})/\xi^2$ и соответствующий поток энергии $S(\text{Вт/см}^2) \simeq 2,75 \cdot 10^{18} \xi^2/\lambda^2(\text{мкм})$. Техника усиления субпикосекундных импульсов в широкоапертурных эксимерных модулях [4] позволяет, например, получать при $\lambda = 0,2-0,3$ мкм импульсы с длительностью $\tau_p \sim 300$ фс и энергией $E \sim 0,3$ Дж. В случае равенства длины перетяжки фокуса и геометрической длины импульса ct_p длине l_c эти параметры обеспечивают оптимальные условия наблюдения рассматриваемого эффекта при $\xi^2 = 0,1$ и $S \simeq 5 \cdot 10^{18}$ Вт/см². Вообще же существующая лазерная техника позволяет реализовать необходимые условия в диапазоне $0,01 \leq \xi \leq 1$ (при $\xi \sim 1$ выражение (4) пригодно лишь для оценок, однако метод [8] позволяет провести численный расчет по формуле (3)). В отличие от эффекта изменения аномального магнитного момента электромагнитной волной в присутствии продольного магнитного поля [2], наблюдение прецессии спина e^\pm в поле ЦПВ не требует создания сверхсильного статического поля.

Отметим также, что условия, эквивалентные взаимодействию с ЦПВ при оптимальных значениях параметров $s \sim 1$ и $\xi \simeq 1$, реализуются при движении e^+ с $\gamma \sim 10^5$ в режиме [8] плоскостного каналирования в изогнутом кристалле под углами $\psi \sim 1$ мрад к кристаллическим осям.

Сказанное позволяет заключить, что рассмотренный эффект может уверенно наблюдаться экспериментально на существующих установках.

Автор благодарен Фонду Сороса и Министерству Образования Республики Беларусь за поддержку.

1. А.И.Никишов, В.И.Ригус, Труды ФИАН 111 (1979); 168(1986).
2. И.М.Тернов, В.Р.Халилов, В.М.Родионов. Взаимодействие заряженных частиц с интенсивным электромагнитным полем. М.: Изд. МГУ, 1982 с. 203.
3. В.Г.Барышевский, В.В.Тихомиров, УФН 159, 529 (1989); J.C.Kimball and N.Cue, Phys. Rep. 125, 69 (1985).
4. П.Г.Крюков, А.И.Никишов, В.И.Ригус, В.И.Сергиенко. Препринт Физического института им. П.Н.Лебедева РАН № 11, 1993; J. of Russian Laser Research 15, 351 (1994).
5. В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989, с. 179.
6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. М.: Наука, 1988, с. 161.
7. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко, ДАН СССР 197, 66 (1971); ЖЭТФ 100, 1713 (1991).
8. В.В.Тихомиров, Письма в ЖЭТФ 58, 168 (1993); ЯФ 58, 2302 (1994).