

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 53.02

ОСОБЕННОСТИ СПИН-ОРБИТАЛЬНОЙ ДИНАМИКИ  
ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПУЧКА В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ  
И МАГНИТОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЯХ В ИССЛЕДОВАНИИ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА ЛЕГКИХ ЯДЕР

© 2025 г. Ю. В. Сеничев<sup>a, b, \*</sup>, А. Е. Аксентьев<sup>a, b, c</sup>, А. А. Мельников<sup>a, b, d</sup>, С. Д. Колокольчиков<sup>a, b</sup>

<sup>a</sup>Институт ядерных исследований РАН, Москва, 117312 Россия

<sup>b</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),  
Долгопрудный, Московская обл, 141701 Россия

<sup>c</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

<sup>d</sup>Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Московская обл, 142432 Россия

\*E-mail: y.senichev@inr.ru

Поступила в редакцию 10.05.2024 г.

После доработки 20.08.2024 г.

Принята к публикации 22.08.2024 г.

В статье 1967 г. академик АН СССР А.Д. Сахаров сформулировал три необходимых условия, которым должен был удовлетворять процесс бариогенеза, чтобы материя и антивещество в первичной Вселенной производились с разной скоростью. Толчком к формулировке послужило открытие космического фонового излучения и нарушения СР-четности в системе нейтральных К-мезонов. Тремя необходимыми условиями Сахарова являются: несохранение барионного числа; нарушение зарядовой симметрии С- и СР-симметрии; взаимодействие вне теплового равновесия. Если они существуют, то электрический дипольный момент (ЭДМ) частиц нарушают Р- и Т-симметрию, а значит, согласно теореме СРТ, их существование может быть связано с нарушением СР-симметрии. Стандартная модель (СМ) элементарных частиц позволяет учитывать СР-нарушение через матрицу Кабибо-Кабаяши-Масакавы, однако предсказанные ею значения ЭДМ, например, для нейтрона лежат в диапазоне от  $10^{-33}$  до  $10^{-30}$  е см. Однако теория суперсимметрии предсказывает наличие ЭДМ гораздо большей величины (на уровне  $10^{-29}$ – $10^{-24}$  е см). Таким образом, ЭДМ элементарных частиц является чувствительным индикатором физики за пределами СМ. В настоящее время чисто электростатические накопители и со смешанными электрическими и магнитными полями все чаще используются не только в атомной физике, биологии и химии [1], но и в предлагаемых экспериментах по поиску электрического дипольного момента [2]. Предположительно, наиболее успешный эксперимент по поиску ЭДМ может быть основан на измерении прецессии спина для изучения ЭДМ. Частота прецессии спина измеряется в электрическом поле, параллельном и антипараллельном магнитному полю. Изменение измеренной частоты спиновой прецессии будет свидетельствовать об ЭДМ.

Ключевые слова: электрический дипольный момент, магнитостатический и электростатический дефлектор, спин

DOI: 10.56304/S207956292501021X

ВВЕДЕНИЕ

Изучение электрического дипольного момента протона и дейтрана с использованием накопителей разных типов предполагает два общих жестких требования: сохранение поляризации с течением времени порядка 1000 с и использование эффективного фактора Лоренца в качестве меры прецессии спина. По ряду причин преимущество чисто электростатического накопителя для пучка протонов по сравнению со смешанным кольцом с магнитостатическим и электростатическим поля-

ми очевидно с точки зрения поиска электрического дипольного момента, так как при необходимом изменении направления движения частиц по кольцу на противоположное напряженность поля не меняется. Это облегчает решение вопроса компенсации систематических погрешностей. Однако магнитные и электрические поля имеют разную природу и, следовательно, разные свойства. Главное из них заключается в том, что в электрическом поле, в отличие от магнитного, зависимость частоты прецессии спина от энергии частицы имеет, помимо линейной составляющей, еще и

нелинейную составляющую. Все это требует глубокого изучения. Основной принцип измерения ЭДМ в кольце исходит из уравнения “Томаса–Баргмана–Мишеля–Телегди”. В соответствии с теоремой Эренфеста они описывают классическое поведение спина частицы в пучке с учетом предполагаемого ЭДМ:

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \mathbf{S} \times (\Omega_{\text{MDM}} + \Omega_{\text{EDM}}),$$

$$\Omega_{\text{MDM}} = \frac{e}{m\gamma} \left\{ (\gamma G + 1) \mathbf{B}_\perp + \left( \gamma G + \frac{\gamma}{\gamma + 1} \right) \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{p}}{c} \right\}, \quad (1)$$

$$\Omega_{\text{EDM}} = \frac{e\eta}{2m} \left( \mathbf{p} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{E}}{c} \right); \quad G = \frac{g - 2}{2},$$

где  $\gamma$  – фактор Лореца,  $\mathbf{p}$  – относительная скорость,  $c$  – скорость света,  $e, m$  – заряд и масса частицы,  $G$  – аномалия магнитного момента,  $g$  – гиromагнитное отношение,  $\Omega_{\text{MDM}}$  – частота прецессии спина, обусловленная магнитным дипольным моментом (далее именуемая прецессией МДМ),  $\Omega_{\text{EDM}}$  – частота прецессии спина, обусловленная электрическим дипольным моментом (далее именуемая прецессией ЭДМ),  $\eta$  – безразмерный коэффициент, определяемый в (1) соотношением  $d = \eta e \hbar / 4mc$ ,  $\mathbf{B} = \{\mathbf{B}_\perp, \mathbf{B}_\parallel\}$ ,  $\mathbf{E} = \{\mathbf{E}_\perp, \mathbf{E}_\parallel\}$  – магнитные и электрические поля. При изучении ЭДМ мы будем предполагать  $\mathbf{B}_\parallel = 0$ , так как не будем использовать элементы с продольным магнитным полем. Продольное электрическое поле  $\mathbf{E}_\parallel = 0$  также не рассматривается при изучении ЭДМ. В данной работе мы рассматриваем поведение спина в экспериментах по поиску ЭДМ протона и дейтранона. Мы обсуждаем ситуацию для релятивистской частицы в накопительном кольце [3], где есть как магнитное, так и электрическое поля. С точки зрения магнитооптической структуры ускорители протонов и дейтранонов имеют глубокие различия. Как мы отметили, ускорители для изучения ЭДМ протонов имеют чисто электростатическую структуру, тогда как для ускорителей дейтранонов требуется смешанная структура с электростатическими и магнитостатическими элементами. Таким образом, в обеих структурах электростатическое поле присутствует и вносит нелинейный вклад в прецессию спина. Поэтому мы рассматриваем динамику пучка в электростатическом поле.

#### Типы электростатических дефлекторов

Помимо того, что накопители могут быть чисто электростатическими и со смешанными электростатическими и магнитостатическими полями, дефлекторы могут иметь различную форму [4]. В протонных и дейтранонных накопителях для изучения электрического дипольного момента электростатический дефлектор может иметь три различные формы в зависимости от назначения накопителя:

сферический сегмент поверхности, цилиндрический сегмент поверхности и плоские параллельные пластины. Цилиндрический дефлектор рассматривается, как основной кандидат на чисто электростатическую кольцевую структуру для поиска электрического дипольного момента протона. В соответствии с законом Гаусса потенциал между внутренним электродом с радиусом  $R_1$  и внешним электродом с радиусом  $R_2$  изменяется как

$$\phi(r) = -U_0 + \frac{2U_0}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \ln \frac{r}{R_1}, \quad (2)$$

где  $r$  – радиус-вектор в цилиндрической системе координат,  $2U_0$  – разность потенциалов между электродами. В области между цилиндрическими электродами электрическое поле равно

$$E_R = \frac{2U_0}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \frac{1}{r}. \quad (3)$$

Используя обычную методику, можно получить уравнение движения в пространстве между цилиндрическими электродами:

$$r'' = \frac{1}{r} - \frac{em}{M^2} \frac{2U_0}{\ln \frac{R_2}{R_1}} r, \quad (4)$$

где  $M = mvr$  – инвариант момента импульса, который сохраняется. Для стационарного случая, когда частица движется по траектории с постоянным радиусом  $R_{\text{eq}}$ , очевидно, что  $r'' = 0$  и поэтому

$$R_{\text{eq}}^2 = M^2 \frac{\ln \frac{R_2}{R_1}}{2emU_0}. \quad (5)$$

В новом обозначении уравнение движения имеет наглядный вид:

$$r'' - \frac{1}{r} + \frac{1}{R_{\text{eq}}^2} r = 0. \quad (6)$$

Теперь легко перейти к цилиндрической системе координат, где  $E_x = E_R$ ,  $E_y = 0$  и  $r = R_{\text{eq}} + x$ . Учитывая малость величины  $\frac{x}{R_{\text{eq}}}$  и подставляя ее в уравнение движения (6), получаем систему:

$$x'' + \frac{2}{R_{\text{eq}}^2} x - \frac{1}{R_{\text{eq}}^3} x^2 = 0, \quad y'' = 0. \quad (7)$$

В горизонтальной плоскости мы можем обнаружить псевдосекупольную компоненту  $\frac{1}{R_{\text{eq}}^3} x^2$ , которая вносит дополнительную хроматичность. Она важна для определения зависимости частоты прецессии спина от энергии частицы, определяе-

мой как хроматичность спина. В вертикальной плоскости цилиндрический электрод не имеет фокусировки. Поэтому вертикальная фокусировка осуществляется только квадруполями, что делает настройку в вертикальной плоскости намного меньше, чем в горизонтальной. С одной стороны, это увеличивает разницу в настройке между двумя плоскостями, что делает меньшую чувствительность пучка к возможной связи плоскостей  $x$ – $y$  из-за некоторых ошибок. С другой стороны, отсутствие фокусировки в вертикальной плоскости придется компенсировать более сильными квадруполями.

### Уравнение движения в плоских дефлекторах

Наиболее интересными с нашей точки зрения являются плоские дефлекторы, входящие в состав фильтров Вина. Учитывая, что в квазизамороженную спиновую структуру, используемую для поиска ЭДМ, входят фильтры Вина с параллельными пластинами, рассмотрим уравнение движения в таких полях. Плоский дефлектор состоит из двух параллельных пластин и имеет электрическое поле в горизонтальной плоскости. Равновесная частица входит в дефлектор с нулевой начальной горизонтальной скоростью и выходит с нулевой горизонтальной скоростью за счет компенсирующего магнитного поля. Если расстояние между пластинами равно  $d$ , а потенциал между ними равен  $\pm V_0$ , то электрическое поле в горизонтальной плоскости равно  $E_x = 2U_0/d$  и уравнение движения имеет вид

$$\frac{d^2x}{ds^2} = -\frac{e}{mv_s^2} \left( \frac{2U_0}{d} - v_s^2 B \right) = 0, \quad \frac{d^2y}{ds^2} = 0, \quad (8)$$

где  $s$  – продольная координата.

Такой дефлектор воспринимается частицей как чистый дрейф, но для спина это не так. Поле присутствует и вносит свой физический вклад в прецессию спина.

### Прецессия спина в электростатических и магнитостатических полях дефлектора

Для изучения ЭДМ необходимо учитывать все факторы, определяющие частоту прецессии спина в электрических и магнитных полях. Структуры для исследования ЭДМ можно разделить на группы по способу использования электростатических элементов в кольцевой структуре:

- чисто электростатическое кольцо для протонного пучка с замороженным спином;
- кольцо с элементами со смешанными электрическими и магнитными полями  $E + B$  для дейtronса с замороженным спином;

– кольцо с магнитными дугами и фильтрами Вина на прямых участках для дейтранса с квазизамороженным спином.

Как мы видим, электрическое поле присутствует во всех вариантах колец, а в общем случае в смешанной структуре используются элементы с магнитным и электрическим полями, которые связаны между собой соотношением, вытекающим из силы Лоренца, удерживающей частицу на орбите радиусом  $R$ :  $e(c\beta \times \mathbf{B} + \mathbf{E}) = \frac{mv^2}{R}$ .

В кольцах для измерения ЭДМ к дефлекторам предъявляются требования: для замороженных спиновых структур полная частота вращения спина в полях МДМ должна быть равна нулю, а для квазизамороженных спиновых структур полный угол вращения спинов на всем кольце должен быть равен нулю. Второе уравнение системы (1) определяет прецессию спина в общем виде в полях  $E$  и  $B$ . Поскольку сигнал ЭДМ определяется векторным произведением параметров частицы в системе координат, движущейся вместе с частицей, то частоту прецессии спина во внешних полях разумно определить в той же системе координат. Вычитая из частоты  $\Omega_{\text{MDM}}$  во втором уравнении системы (1) частоту импульса, получаем частоту прецессии спина относительно импульса  $\Omega_{\text{MDM}}^p$ :

$$\Omega_{\text{MDM}}^p = \omega_E^p + \omega_B^p, \quad (9)$$

где

$$\omega_E^p = \frac{e}{m} \left( G - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) \frac{\mathbf{E} \times \beta}{c}, \quad \omega_B^p = \frac{e}{m} G \cdot \mathbf{B}_\perp. \quad (10)$$

Для случая использования фильтра Вина в квазизамороженной структуре суммарная сила Лоренца в смешанных полях фильтра равна нулю, и для описания движения частицы в фильтре Вина необходимо учитывать отсутствие вращения импульса относительно направления движения  $\Omega_{\text{MDM}}^p = 0$ :

$$\begin{aligned} \omega_E^p &= \frac{e}{m\gamma} \left( \gamma G + \frac{\gamma}{\gamma + 1} \right) \frac{\mathbf{E} \times \beta}{c}, \\ \omega_B^p &= \frac{e}{m\gamma} (\gamma G + 1) \mathbf{B}_\perp. \end{aligned} \quad (11)$$

### Чисто электростатическое кольцо для протона с замороженным спином

Для чисто электростатического кольца протона  $\omega_B^p = 0$  и энергии  $p = p_m$ , когда  $G - \frac{1}{\gamma_{\text{mag}}^2 - 1} = 0$ , называется “магическим”. В случае значения  $p \neq p_m$  условие  $G - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \neq 0$  также нарушается. Разлагая

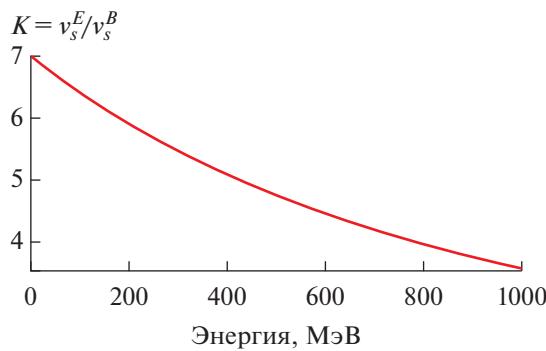


Рис. 1. Отношение  $v_s^E/v_s^B$  в зависимости от энергии пучка.

$G - \frac{1}{\gamma^2 - 1}$  в ряд Тейлора в окрестности магнитоско-го значения импульса  $p = p_{\text{mag}}$  имеем:

$$\begin{aligned} \omega_E^p &= \frac{e}{mc} (\mathbf{E} \times \mathbf{\beta}) \left( G - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right)_{p=p_{\text{mag}} + \Delta p} = \\ &= \frac{e}{mc} (\mathbf{E} \times \mathbf{\beta}) \cdot \\ &\cdot \left[ 0 \Big|_{p=p_{\text{mag}}} + 2G \frac{\Delta p}{p} - \frac{1+3\gamma^2}{\gamma^2} G \left( \frac{\Delta p}{p} \right)^2 + \dots \right], \end{aligned} \quad (11)$$

где мы используем замену  $\frac{1}{\gamma^2 - 1} = G$ .

#### Смешанное электро-магнитостатическое кольцо для дейtronона с замороженным спином

Для пучка дейtronов условием “замороженного спина” является полная частота спина в смешанных магнитном и электрическом полях, равная нулю  $\omega_E^p + \omega_B^p = 0$ . Теперь, разлагая  $\omega_E^p + \omega_B^p = \frac{e}{m} \cdot \frac{E_x \beta}{c} \left( G - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) + \frac{e}{m} GB_y$  в ряд Тейлора в окрестности  $p_0$ , при которой полная частота равна нулю, имеем:

$$\begin{aligned} (\omega_E^p + \omega_B^p)_{p_0 + \Delta p} &= \frac{e}{mc} (\mathbf{E} \times \mathbf{\beta}) \cdot \\ &\cdot \left[ 0 \Big|_{p=p_0} + \frac{2}{\gamma^2 - 1} \frac{\Delta p}{p_0} - \frac{1+3\gamma^2}{\gamma^2(\gamma^2 - 1)} \left( \frac{\Delta p}{p_0} \right)^2 + o\left( \frac{\Delta p}{p_0} \right) \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

#### Переход от замороженной спиновой структуры к квази-замороженной спиновой структуре

Теперь рассмотрим уравнение спина в электрическом дефлекторе и поворотном магните по

отдельности. В физике ускорителей всегда проще оперировать числом колебаний за один оборот орбиты ускорителя. Оно называется спиновой нормированной частотой spin tune и определяется отношением частоты спина, см. ур. 10, и частоты обращения по орбите для электростатического поля  $\Omega_p^E = \frac{e}{mc} \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{\beta}}{\gamma \beta^2}$  и для магнитостатического поля  $\Omega_p^B = \frac{e}{mc} \frac{Bc}{\gamma}$ . В результате имеем:

$$\begin{aligned} v_s^E &= \left( G - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) \gamma \beta^2 \text{ в электрическом поле и} \\ v_s^B &= \gamma G \text{ в магнитном поле (13)} \end{aligned}$$

Определим отношение  $K = v_s^E/v_s^B$ .

Рисунок 1 показывает отношение между спиновой нормированной частотой в электрическом и магнитном полях относительно импульса частицы в зависимости от энергии.

Посчитав  $K$ , мы видим, что существует область энергий, где спиновые колебания МДМ в электрическом поле происходят в несколько раз быстрее, чем в магнитном поле. Нас интересует диапазон энергий пучка дейtronов  $\sim 250$  МэВ, так как максимальная эффективность поляриметра с использованием углеродной мишени для дейtronов лежит в диапазоне 240–260 МэВ. Благодаря этому факту, идея квази-замороженной структуры (QFS) может быть реализована на основе двух типов дуг: магнитостатической и электростатической с обратной кривизной последней. Однако в усовершенствованном варианте магнитооптической структуры QFS мы ввели небольшое магнитное поле  $\sim 100$  мТ, компенсирующее силу Лоренца электрического поля [5]. В этом случае структура кольца состоит из дуг, соединенных прямолинейными участками, на которых установлены фильтры Вина со скрещенными электрическим и магнитным полями, обеспечивающие прямолинейное движение частиц за счет нулевой силы Лоренца в фильтрах Вина с одновременной компенсацией вращения спина в дугах.

#### Динамика спина в фильтре Вина

В магнитной дуге частицы поворачиваются на угол  $\Phi_{\text{arc}}^B = \pi$ , с одновременным поворотом спина МДМ в горизонтальной плоскости относительно импульса на угол  $\Phi_s^{\text{arc}} = \gamma G \Phi_{\text{arc}}^B$ , что при энергии 250 МэВ для дейtronов составит менее  $\pm 15^\circ$  по длине одной дуги. На прямолинейном участке фильтры Вина с полями  $E$  и  $B$  обеспечивают вращение спина МДМ в горизонтальной плоскости в противоположном направлении относительно им-

$$\text{импульса в поле } E \text{ на угол } \Phi_{swf}^E = -\left(\gamma G + \frac{\gamma}{\gamma+1}\right) \beta^2 \Phi_{wf}^E,$$

где  $\Phi_{wf}^B$  — вращение импульса в электрическом поле фильтров Вина, а в поле  $B$  — на угол  $\Phi_{swf}^B = (\gamma G + 1) \Phi_{wf}^B$ , где  $\Phi_{wf}^B$  — вращение импульса в магнитном поле фильтров Вина. Поскольку сила Лоренца равна нулю, углы  $\Phi_{wf}^E = \Phi_{wf}^B$  равны между собой. Поэтому их можно было бы определить через один из них, например, через магнитное поле как  $\Phi_{wf}^B = \frac{eB_{wf}}{m\gamma v} L_{wf}$ , где  $B_{wf}, L_{wf}$  — магнитное поле и общая длина фильтров Вина, размещенных на одном прямолинейном участке, соответственно. Для реализации концепции QFS необходимо выполнить условие  $\Phi_{wf}^B - \Phi_{wf}^E = \Phi_{arc}^B$ , т.е.

$$(\gamma G + 1) \Phi_{wf}^B - \left(\gamma G + \frac{\gamma}{\gamma+1}\right) \beta^2 \Phi_{wf}^E = \gamma G \pi. \quad (14)$$

Выполняя простые преобразования, получаем основное соотношение для параметров прямого элемента:

$$L_{\Sigma wf} E_{wf} = \frac{G}{G+1} \frac{mc^2}{e} \pi \beta^2 \gamma^3 \text{ и } B_{wf} = -\frac{E_{wf}}{c\beta}, \quad (15)$$

где  $L_{\Sigma wf}$  общая длина фильтров Вина на одном прямолинейном участке.

Если принять 120 кВ/см за максимальное электростатическое поле, то магнитное поле должно быть ниже 80 мТл. Такое малое магнитное поле открывает перспективы упрощения общей конструкции фильтра Вина. В частности, можно использовать постоянный магнит или электрическую катушку с воздушным сердечником. При таких значениях электрического и магнитного полей и энергии пучка дейtronов 250 МэВ общая длина фильтров Вина на одном прямолинейном участке составляет около 25 метров.

#### Нелинейность спиновой частоты в электростатическом поле

Далее для простоты будем рассматривать только влияние электростатического поля. Если в магнитном поле частота прецессии спина линейно зависит от фактора Лоренца, то в электрическом поле частота прецессии спина, помимо линейной составляющей, имеет и более высокие порядки [6]. Но поскольку накопители для поиска ЭДМ как для протонных, так и для дейtronных частиц включают электрические поля, то частота прецессии спина всегда включает в спиновую составляющую

квадратичный нелинейный член  $\left(\frac{\Delta p}{p_0}\right)^2$ , что является важным фактором при изучении ЭДМ.

Идея использования ВЧ-резонатора для уменьшения прецессии спина частицы, имеющей энергию, отличную от магнитных значений, высказывалась и другими авторами некоторое время назад, например [7]. Из выражений (12) и при нормализованной координате  $d\phi = 2\pi dn = 2\pi \frac{c\beta_z}{L_{cir}} dt$ , где  $L_{cir}$  — длина окружности орбиты, имеем:

$$\frac{d^2 S_z}{d\phi^2} + \left[ \frac{e\bar{E}_x L_{cir}}{2\pi m_0 c^2 \gamma} \left[ 2G \frac{\Delta p}{p_0} - \frac{1+3\gamma^2}{\gamma^2} G \left( \frac{\Delta p}{p_0} \right)^2 \right] \right]^2 \cdot S_z = 0, \quad (16)$$

где  $\bar{E}_x$  — среднее значение отклоняющего электрического поля.

При ВЧ поле, вызывающим продольное колебание  $(\Delta p/p_0) = (\Delta p/p)_m \cos(v_z \phi)$ , где  $v_z$  — частота синхротронных колебаний с амплитудой  $(\Delta p/p)_m$ , усредненный первый член

$$\left\langle 2G \frac{\Delta p}{p_m} \cos(v_z \phi) \right\rangle = 0, \quad (17)$$

за время, большее нескольких периодов продольных колебаний, вносит нулевой вклад в частоту спиновых колебаний, а основной вклад будет определяться вторым членом.

Таким образом, спин осциллирует в горизонтальной плоскости с частотой  $v_{sz}$ :

$$S_z = S_{z0} \cos 2\pi v_{sz} n, \\ v_{sz} = \frac{e\bar{E}_x L_{cir}}{2\pi m_0 c^2 \gamma} \frac{1+3\gamma^2}{\gamma^2} \frac{G}{2} \left( \frac{\Delta p}{p} \right)_{\max}^2. \quad (18)$$

Итак, во втором приближении спин совершает колебания с двойной синхротронной частотой колебаний  $2v_z$  относительно среднего положения, которое в свою очередь колеблется с очень низкой частотой  $\sim (\Delta p/p)^2$ , определяемой средним значением (18). Но даже при таком значении частоты спина мы ожидаем, что при  $(\Delta p/p)_{\max} = 10^{-4}$  число оборотов для декогеренции спина составит  $\sim 6 \cdot 10^7$ , то есть  $SCT \sim 180$  сек. Мы проверили это с помощью COSY Infinity [8] и обнаружили почти полное согласие с нашей аналитической оценкой. То есть квадратичный член зависимости настройки спина от энергии вводит существенное ограничение на время жизни поляризации.

Таким образом, если рассмотреть, как время спиновой когерентности зависит от спиновой хроматичности пучка, то в общем случае для любого кольца ЭДМ оно определяется квадратичным членом  $(\Delta p/p)^2$  частоты спиновой прецессии.

*Нелинейный член спиновой частоты  
в уравнении движения*

Однако, если учесть эффект удлинения орбиты [9], то можно увидеть, что он приводит к сдвигу  $\frac{\delta p}{p_0}$  среднего уровня энергии:

$$\frac{\delta p}{p_0} = \frac{\gamma_s^2}{\gamma_s^2 \alpha_0 - 1} \cdot \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta p}{p} \right)_{\max}^2 \left( \alpha_1 + \frac{3\beta^2}{2\gamma^2} - \frac{\alpha_0}{\gamma_s^2} + \frac{1}{\gamma_s^4} \right) + \left( \frac{\Delta L}{L} \right)_{\beta} \right]. \quad (19)$$

Теперь, подставляя в (19) разброс импульса  $(\Delta p/p)_{\max} = 10^{-4}$ , энергию дейтрана  $W = 250$  МэВ,  $\alpha_0 = 0.04$  и  $\alpha_1 = 2$ , получаем сдвиг  $\frac{\delta p}{p_0} = 1.13 \cdot 10^{-8}$ .

В результате можно определить время декогеренции спина 100 с, в течение которого максимальный разброс направлений спина достигает 1 рад.

Это означает, что ограничение времени когерентности из-за спиновой хроматичности и орбитального удлинения имеет почти одинаковую величину. Но поскольку в первом случае нелинейная зависимость частоты прецессии спина от энергии напрямую входит в уравнения спиновых колебаний, а во втором случае нелинейность входит опосредованно через эффективную энергию, то возникает вопрос, как можно скомпенсировать и то, и другое, введя одно семейство сектуполей.

*Обобщенный нелинейный член спиновой настройки*

Таким образом, причиной спиновой декогеренции только за счет разброса импульсов частиц, когда  $\left( \frac{\Delta L}{L} \right)_{\beta} = 0$ , могут быть два эффекта: декогерентное изменение удлинения орбиты и нелинейная зависимость спиновой частоты от энергии частицы. Преобразуя (19) к более компактному виду, используя замену  $-\frac{\alpha_0}{\gamma_s^2} + \frac{1}{\gamma_s^4} = -\frac{\eta}{\gamma_s^2}$ , получаем максимальный эффективный сдвиг энергии за один оборот за счет удлинения орбиты  $\delta \gamma_{\text{eff}} = \frac{\gamma \beta^2}{\eta} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta p}{p} \right)_{\max}^2 \left( \alpha_1 - \frac{\eta}{\gamma_s^2} + \frac{3\beta^2}{2\gamma^2} \right) \right]$ .

Предполагая максимальное отклонение за один оборот направления вектора-спина от синхронного  $\Delta \Phi_{\text{orb}} = 2\pi G \Delta \gamma_{\text{eff}}$  имеем:

$$\Delta \Phi_{\text{orb}} = 2\pi G \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta p}{p} \right)_{\max}^2 \frac{\gamma_s \beta_s^2}{\eta} \left( \alpha_1 - \frac{\eta}{\gamma_s^2} + \frac{3\beta_s^2}{2\gamma_s^2} \right). \quad (20)$$

Теперь оценим влияние нелинейности частоты спина на ту же величину максимального от-

клонения вектора  $\Delta \Phi_{\gamma} = 2\pi v_{sz}$  за один оборот от синхронной частицы (см. ур. 18)

$$\Delta \Phi_{\gamma} = 2\pi G \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta p}{p} \right)_{\max}^2 \frac{e \bar{E}_x L_{\text{cir}}}{2\pi m_0 c^2 \gamma} \frac{1+3\gamma^2}{\gamma^2}. \quad (21)$$

Суммарная нелинейная спиновая декогеренция за один оборот определяется выражением  $\Delta \Phi_{\text{total}} = \Delta \Phi_{\text{orb}} + \Delta \Phi_{\gamma}$ . Поскольку  $\eta < 0$  и  $G < 0$ , то  $\Delta \Phi_{\text{orb}} > 0$  и  $\Delta \Phi_{\gamma} < 0$ . Соотношение между величинами  $\Delta \Phi_{\text{orb}}$  и  $\Delta \Phi_{\gamma}$  определяется соотношениями  $\frac{\gamma_s \beta_s^2}{\eta} \left( \alpha_1 - \frac{\eta}{\gamma_s^2} + \frac{3\beta_s^2}{2\gamma_s^2} \right)$  и  $\frac{e \bar{E}_x L_{\text{cir}}}{2\pi m_0 c^2 \gamma_s} \frac{1+3\gamma_s^2}{\gamma_s^2}$ .

Для случая дейтрана в NICA мы имеем следующие параметры:  $W = 250$  МэВ,  $\beta_s = 0.48$ ,  $\gamma_s = 1.14$ ,  $\eta = -0.74$ ,  $\alpha_1 = 2$ ,  $\bar{E}_x L_{\text{cir}} = 10$  МВ/м 50 м

$$\Delta \Phi_{\text{orb}} = -2\pi G \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta p}{p} \right)_{\max}^2 \cdot 1.13$$

$$\text{и } \Delta \Phi_{\gamma} = +2\pi G \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta p}{p} \right)_{\max}^2 \cdot 0.32.$$

То есть величины декогеренции, возникающие по разным причинам, различаются почти в три раза. Однако если сделать  $\alpha_1$  слегка отрицательным, то общая декогеренция, возникающая из-за разброса энергии, станет нулевой.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены особенности поведения спинов в дефлекторах магнитооптической структуры ускорителя с электрическим, магнитным и смешанными полями. Рассмотрены дефлекторы различной формы, используемые в ускорителях для исследования электрического дипольного момента. В отличие от прямых, цилиндрические дефлекторы вносят сектупольную составляющую электрического поля, приводящую к изменению бетатронной хроматичности, которая, в свою очередь, определяет спиновую хроматичность. Основным отличием поведения спина в электростатическом и магнитостатическом полях в зависимости от фактора Лоренца является наличие нелинейной составляющей в частоте прецессии спина, приводящей к дополнительной спиновой некогерентности. Второй причиной некогерентности спиновой прецессии является нелинейность уравнения бетатронного движения, вклад которой в электростатическом и магнитостатическом полях имеет одинаковую природу. В заключение следует отметить, что обе причины спиновой декогеренции, возникающие в электростатическом поле, имеют совершенно разную природу, тем не менее они количественно близки и могут компенсиро-

вать друг друга. Это обеспечивает дополнительный метод борьбы с сохранением поляризации.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарны за поддержку данного исследования в виде гранта Российского научного фонда 22-42-04419.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Moller S.P.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1997. V. 394. P. 281–286.
2. *Semertzidis Y.K. et al. (Muon g-2 Collab)* // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2003. V. 117. P. 373.
3. *Farley F.J.M., Semertzidis Y.K.* // Prog. Part Nucl. Phys. 2004. V. 52. P. 1.
4. *Senichev Yu., Moller S.P.* // Proc. EPAC'00. Vienna, Austria. 2000. Geneva: JACoW Publ. V. 7. P. 794–796. <https://accelconf.web.cern.ch/e00/PA-PERS/MOP1B04.pdf>.
5. *Senichev Yu. et al.* // Proc. IPAC'15. Richmond, VA, USA. 2015. Geneva: JACoW Publ. P. 213. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2015-MOPWA044>
6. *Senichev Yu. et al.* // Proc. IPAC'11. San Sebastian, Spain. 2011. Geneva: JACoW Publ. P. 2175. <https://accelconf.web.cern.ch/IPAC2011/papers/wepc067.pdf>.
7. *Lysenko A.P. et al.* // Part. Accel. 1986. V. 18. P. 215.
8. *Berz M.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1990. V. 298. P. 473.
9. *Senichev Yu. et al.* // Proc. IPAC'13. Shanghai, China. 2013. Geneva: JACoW Publ. P. 2579. <https://accelconf.web.cern.ch/IPAC2013/papers/wepea036.pdf>.

## Features of the Spin-Orbital Dynamics of a Polarized Beam in Electrostatic and Magnetostatic Fields in the Study of the Electric Dipole Moment of Light Nuclei

**Yu. V. Senichev<sup>1, 2, \*</sup>, A. E. Aksentyev<sup>1, 2, 3</sup>, A. A. Melnikov<sup>1, 2, 4</sup>, and C. D. Kolokolchikov<sup>1, 2</sup>**

<sup>1</sup> *Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia*

<sup>2</sup> *Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Moscow oblast, 141701 Russia*

<sup>3</sup> *National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

<sup>4</sup> *Landau Institute of Theoretical Physics, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*

\*e-mail: [y.senichev@inr.ru](mailto:y.senichev@inr.ru)

Received May 10, 2024; revised August 20, 2024; accepted August 22, 2024

**Abstract**—In 1967 article, Academician of the USSR Academy of Sciences A.D. Sakharov formulated three necessary conditions that the process of baryogenesis had to satisfy in order for matter and antimatter in the primordial Universe to be produced at different rates. The impetus for the formulation was the discovery of cosmic background radiation and CP parity violation in the system of neutral K mesons. Sakharov's three necessary conditions are: nonconservation of the baryon number; violation of charge symmetry of C- and CP-symmetry; interaction outside thermal equilibrium. If they exist the electric dipole moment (EDM) of particle violate P- and T-symmetries, which means, according to the CPT theorem, their existence can be associated with the violation of CP symmetry. The Standard Model (SM) of elementary particles allows us to take into account CP violation through the Cabibbo–Kabayashi–Masakawa matrix, however, EDM predicted by it for, for example, a neutron lie in the range from  $10^{-33}$  to  $10^{-30}$  e cm. In the same time, the SUSY (super symmetry) theory predicts the presence of an EDM of a much larger magnitude (at the level of  $10^{-29}$ – $10^{-24}$  e cm). Thus, the EDM of elementary particles is a sensitive indicator of physics beyond the SM. Currently, purely electrostatic storage rings and with mixed electric and magnetic fields are increasingly used not only in atomic physics, biology and chemistry [1], but also in proposed experiments to search for the electric dipole moment [2]. Presumably, the most successful experiment to search for EDM can be based on measuring spin precession to study EDM. The spin precession frequency is measured with the electric field parallel and antiparallel to the magnetic field. A change in the measured spin precession frequency would be evidence for an EDM.

**Keywords:** electric dipole moment, magnetic and electrostatic field, spin