

ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ПУЧКИ В УСКОРИТЕЛЯХ И НАКОПИТЕЛЯХ

Ю.М. Шатунов
Институт ядерной физики СО АН СССР
Новосибирск, 630090

Спин является одной из фундаментальных характеристик элементарных частиц наравне с их зарядом и массой. Взаимодействие частиц решающим образом зависит от спинов начальных и конечных частиц и промежуточных «виртуальных» состояний. При низких атомных энергиях спиновые эффекты чрезвычайно важны и существенно влияют на строение атомов и их свойства. При высоких и сверхвысоких энергиях изучение спиновых зависимостей фундаментальных взаимодействий совершенно необходимо для построения полноценной теории элементарных частиц, причем во многих случаях величина спиновых эффектов оказывается «порядка единицы». Важным и наиболее прямым источником информации о спиновых свойствах взаимодействий является постановка экспериментов с поляризованными частицами в начальных состояниях. Такие эксперименты требуют значительных усилий по созданию и сохранению поляризации в цикле ускорения и управлению ее направлением и степенью. До недавнего времени пучки поляризованных частиц значительно уступали по интенсивности неполяризованным. Однако в последние 10 лет наблюдается значительный прогресс в создании интенсивных источников поляризованных частиц, в развитии теории и методов расчета движения спинов в ускорителях и накопителях, в разработке способов измерения и управления поляризацией и т. д. Конечное время доклада не позволяет рассказать о всех существенных результатах, полученных в этой области, поэтому ограничимся рассмотрением наиболее интересной с точки зрения физики высоких энергий ситуации с ускорением поляризованных протонов в синхротронах и поляризацией электрон-позитронных пучков в накопителях.

Движение спина во внешнем поле

Из нерелятивистской квантовой механики известно, что для частиц со спином $1/2$ волновая функция есть двухкомпонентный спинор $\psi = \begin{pmatrix} f \\ g \end{pmatrix}$, $\psi^+ = (f^* \ g^*)$, удовлетворяющий уравнению Шредингера

$$i\dot{\psi} = \frac{1}{2} \vec{\sigma} \vec{\Omega} \psi, \quad (1)$$

где $\vec{\sigma}$ — спиновой оператор, имеющий компоненты — матрицы Паули:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Решение этого уравнения есть прецессия квантово-механического среднего значения спина $\vec{S} = \langle \psi^+ | \vec{\sigma} | \psi \rangle$ с частотой $\vec{\Omega} = q\vec{H}$ вокруг направления магнитного поля \vec{H} ($|f|^2 - |g|^2 = S_z$).

Та же самая прецессия может быть описана и классическим уравнением движения, определяющим взаимодействие магнитного момента $\vec{\mu} = q\vec{S}$ (q — гиро-

магнитное отношение) с магнитным полем в системе покоя частицы

$$\dot{\vec{S}} = \vec{\mu} \times \vec{H} = \vec{\Omega} \times \vec{S}. \quad (2)$$

Возможность перехода к векторному уравнению не имеет отношения к квантовой природе спина и связана с тождественностью спинорного представления 1 ранга и группы вращений в 3-мерном пространстве.

Правильное релятивистское обобщение уравнения (2) с преобразованием собственного времени и магнитного поля к их лабораторным значениям и с учетом кинематической Томассовской прецессии¹ приводит к уравнению²

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{S}, \quad (3)$$

где

$$\vec{\Omega} = -\left(\frac{q_0}{\gamma} + q'\right)\vec{H} + \frac{\gamma}{\gamma+1} q' \vec{v} (\vec{H} \cdot \vec{v}) - \left(\frac{q_0}{\gamma+1} + q'\right) [\vec{E} \times \vec{v}] \quad (4)$$

имеет смысл угловой скорости вращения спина относительно направлений, неподвижных в лабораторной системе; q' и q_0 — это аномальная и нормальная части гиромангнитного отношения $q = q_0 + q'$. При равном нулю аномальном магнитном моменте частота прецессии при движении в магнитном поле ($\vec{E} = 0$) совпадала бы с угловой частотой поворота скорости частицы $\vec{\omega} = q_0 \vec{H} / \gamma$, т. е. сохранялась бы проекция спина на направление движения. Наличие аномальной части магнитного момента делает спиновое движение более сложным, в нем могут осуществляться любые устойчивые направления поляризации.

Хорошо известно, что при движении в ускорителях и накопителях при любых конфигурациях полей отклонения частиц от некоторой равновесной замкнутой траектории малы. Поэтому естественно при исследовании динамики поляризации сначала решить вопрос о движении спина на равновесной орбите, а затем учесть влияние отклонений. Такой подход впервые развит в работе³.

Так как движение спинов есть вращение, то при любых конфигурациях полей в ускорителе их последовательное действие на спин за оборот частицы можно свести к простому повороту вокруг определенного направления \vec{n}_s на угол φ . Ось вращения \vec{n}_s ($|\vec{n}_s| = 1$) и угол определяются, конечно, структурой полей на всей орбите частицы и ее энергией. Для замкнутой орбиты направление $\vec{n}(\theta)$ будет повторяться от оборота к обороту и движение спина в каждой точке траектории есть прецессия вокруг \vec{n}_s с приведенной частотой $\nu = \varphi / 2\pi$. Если начальное направление \vec{S} совпадает с \vec{n}_s , то оно будет совпадать и через оборот. Это значит, что \vec{n}_s есть периодическое решение уравнения (3) (удобно рассматривать изменение спина не с течением времени, а вдоль равновесной орбиты, как это обычно делается при описании орбитального движения).

После нахождения \vec{n}_s для полного описания движе-

ния вектора спина выбор системы ортов очевиден (рис. 1): $\vec{e}_3 = \vec{n}_s$; $\vec{e}_1 \perp \vec{e}_2 \perp \vec{n}_s(\theta)$, где \vec{e}_1, \vec{e}_2 —какие-либо два ортогональные периодические направления в плоскости, поперечной к \vec{n}_s . В таком базисе спин равновесной частицы вращается вокруг \vec{n}_s , сохраняя проекцию на это направление,

$$\vec{S} = S_n \cdot \vec{n}_s + S_{\perp} \text{Re}(\vec{e} e^{i\psi}),$$

т. е. движение спина сводится к движению в однонаправленном поле ($\vec{e} = \vec{e}_1 + i\vec{e}_2$).

В работе⁴ предложен простой и понятный способ отыскания оси прецессии \vec{n}_s и приведенной частоты ν для любых конфигураций полей.

Рассмотрим участок с однонаправленным полем, поворачивающий спин на угол φ . Матрица M_i , переводящая «спиновую волновую функцию» через этот участок $\psi(1) = M_i \psi(0)$, очевидно, имеет размерность 2×2 и вследствие ее унитарности ($M^+ M = 1$) может быть записана в виде

$$M_i = \cos \frac{\varphi}{2} - i \vec{\sigma} \cdot \vec{n}_i \sin \frac{\varphi}{2},$$

где $\vec{\sigma}$ —матрицы Паули, \vec{n}_i —единичный вектор в направлении вращения. Матрица поворота на кольце из k элементов $M = M_k \cdot M_{k-1} \cdots M_2 M_1$ имеет тот же вид при условии, что единичный вектор \vec{n}_i совпадает с искомым \vec{n}_s . Отсюда легко получить:

$$\vec{n}_s = \frac{i}{2 \sin \nu \varphi} \text{Sp} \vec{\sigma} M, \quad \cos \nu \varphi = \frac{1}{2} \text{Sp} M.$$

Рассмотрим простые примеры.

1. Идеальный случай, когда магнитное поле H_z перпендикулярно плоской орбите.

Матрица

$$M = \begin{pmatrix} \cos \nu \varphi - i \sin \nu \varphi & 0 \\ 0 & \cos \nu \varphi + i \sin \nu \varphi \end{pmatrix}.$$

Ясно, что $\vec{n}_s(\theta)$ всюду направлено по ведущему полю и тройка периодических ортов совпадает с ортами орбитального движения

$$\vec{e}_1 = \vec{e}_x, \quad \vec{e}_2 = \vec{e}_y, \quad \vec{e}_3 = \vec{n}_s = \vec{e}_z.$$

Приведенная частота прецессии в этом базисе $\nu = \gamma q' / q_0$ ($\nu = \frac{E(\Gamma \Delta B)}{0,44065}$ для электронов и $\nu = \frac{E(\Gamma \Delta B)}{0,52335}$ для протонов). При $\nu = k$ (k —целое) любое направление является периодическим, что означает неустойчивость спинового движения или резонанс.

2. В одном из прямолинейных промежутков установлен соленоид с полем H_y , поворачивающий спин на угол φ_1 вокруг скорости (рис. 2а). В этом случае матрица поворота $M = M_0 M_1$ соответствует последовательному повороту сначала на кольце M_0 вокруг ведущего поля, а затем на промежутке M_1 вокруг продольного поля

$$M_1 = \begin{pmatrix} \cos \frac{\varphi_1}{2} & -i \sin \frac{\varphi_1}{2} \\ \sin \frac{\varphi_1}{2} & \cos \frac{\varphi_1}{2} \end{pmatrix}.$$

В результате простых действий находим

$$\cos \nu \varphi = \cos \nu \varphi_0 \cdot \cos \frac{\varphi_1}{2}, \quad (5)$$

$$n_z(0) = \frac{\cos \frac{\varphi_1}{2} \sin \nu \varphi_0}{\sqrt{1 - \cos^2 \nu \varphi_0 \cos^2 \frac{\varphi_1}{2}}}, \quad n_x(0) = \frac{\sin \frac{\varphi_1}{2} \sin \nu \varphi_0}{\sqrt{1 - \cos^2 \nu \varphi_0 \cos^2 \frac{\varphi_1}{2}}};$$

$$n_y(0) = \frac{\sin \frac{\varphi_1}{2} \cos \nu \varphi_0}{\sqrt{1 - \cos^2 \nu \varphi_0 \cos^2 \frac{\varphi_1}{2}}}.$$

Наличие продольного поля приводит к сдвигу резонанса $\nu = k$ и появлению продольной поляризации на участке, где включено H_y . При $\nu_0 = k$ поляризация чисто продольная. В особом случае, когда $\varphi_1 = \pi$, $\cos \nu \varphi = 0$, т. е. $\nu = 1/2$ независимо от энергии частицы. Нетрудно видеть, что в этом варианте, получившем название «сибирской змейки», поляризация лежит в плоскости орбиты и при всех энергиях направлена вдоль скорости в точке 2, противоположной центру соленоида.

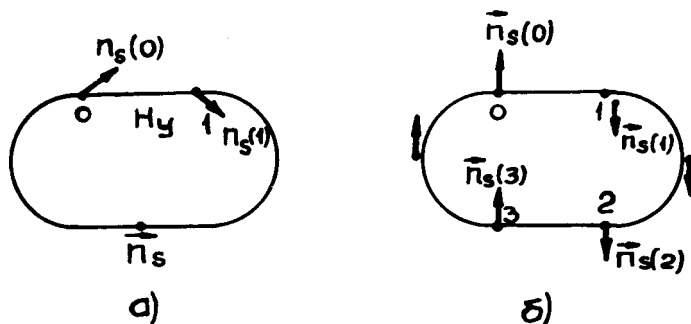


Рис. 2.

3. Интересным представляется вариант двойной «сибирской змейки» с поворотами спина на угол π сначала вокруг скорости на участке (0; 1) (рис. 2б), а затем в противоположном промежутке (2; 3) вокруг радиального направления: $M(2; 3) = -i\sigma_x$. Нетрудно проследить, что $\vec{n} = \vec{e}_z$ на участке (3; 0) и $\vec{n} = -\vec{e}_z$ на противоположной части кольца; $\cos \nu \varphi = 0$ и $\nu = 1/2$.

Движение спина частиц, отклоненных от замкнутой орбиты

Для частиц, движущихся вблизи замкнутой орбиты, частоту прецессии спинов можно представить в виде $\vec{\Omega} = \vec{\Omega}_s + \vec{\omega}$, где $\vec{\Omega}_s$ —частота прецессии спина синхронной частицы. В системе подвижных ортов $\vec{\Omega}_s = \nu \vec{n}_s$ и возмущение $\vec{\omega}$ мало (вследствие малости отклонений частиц от равновесной траектории), и нас в основном интересует перпендикулярная к \vec{n}_s компонента $\vec{\omega}_{\perp}$. Явный вид ω_{\perp} можно найти, если нам известны поля вблизи орбиты. Например, в квадрупольях с градиентом $G = \frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{\partial H_x}{\partial z}$ при x и z отклонениях частицы спин «видит» дополнительное поле $\vec{H} = G(\vec{e}_x z + \vec{e}_z x)$ и тогда возмущение

$$\langle \omega_{\perp} \rangle = \frac{\nu}{2\pi} \oint \vec{e} \cdot \vec{H}(\theta) d\theta.$$

Спектр частот этого возмущения содержит все частоты орбитального движения частицы $\omega_{\perp} = \sum \omega_k e^{-i\nu_k \theta}$, где ω_k —амплитуда Фурье-гармоники, зависящая от амплитуд колебаний; $\nu_k = k + k_z \nu_z + k_x \nu_x + k_y \nu_y$ есть це-

лочисленная комбинация из приведенных частот, соответственно обращения, вертикальных и радиальных бетатронных и синхротронных колебаний.

Под действием возмущения проекция спина S_n будет испытывать малые колебания возле некоторого среднего значения (рис. 3). Исключением являются резонансные области, когда

$$v_k = v = \gamma \frac{q'}{q_0}$$

и проекция S_n медленно изменяется. Для наглядности полезно представлять действие резонанса следующим образом. В системе подвижных периодических ортов вблизи уединенного резонанса из всего спектра частот можно рассматривать только возмущение ω_k , изменяющееся с частотой, близкой к частоте прецессии спина. Перейдем в систему, вращающуюся с частотой возмущения. (Этот прием используется в теории ядерного магнитного резонанса и математически соответствует переходу к медленным переменным в уравнении (3)). В этой системе (рис. 4) спин будет прецессировать с частотой $h = \sqrt{\epsilon^2 + \omega_k^2}$ вокруг направления, определяемого двумя компонентами: отстройкой от резонанса $\epsilon = v - v_k$ и величиной ω_k . В точном резонансе $\epsilon = 0$ спин вращается вокруг горизонтальной оси с частотой ω_k .

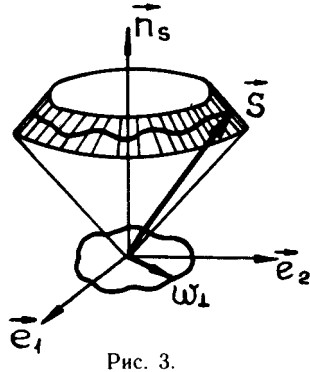


Рис. 3.

Рис. 4. Вращение спина в системе, вращающейся с частотой возмущения. Спин прецессирует с частотой $h = \sqrt{\epsilon^2 + \omega_k^2}$ вокруг направления, определяемого двумя компонентами: отстройкой от резонанса $\epsilon = v - v_k$ и величиной ω_k . В точном резонансе $\epsilon = 0$ спин вращается вокруг горизонтальной оси с частотой ω_k .

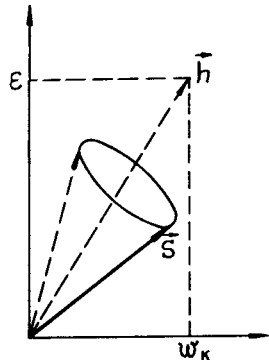


Рис. 4.

Прохождение резонанса

Практически важным является вопрос пересечения резонанса^{4,5} (например, при ускорении). Степень поляризации S_n до и после одного прохождения со скоростью $\dot{\epsilon} = \text{const}$ связаны соотношением

$$S_n = (2e^{-2J} - 1) S_n(0), \quad (6)$$

где $J = \frac{\pi}{4} \frac{\omega_k^2}{\dot{\epsilon}}$ характеризует угол поворота спина вокруг \vec{h} в эффективной зоне резонанса.

При $J \ll 1$ мы имеем быстрое прохождение с малым изменением степени поляризации. В обратном случае медленного адиабатического пересечения ($J \gg 1$) спин переворачивается ($S_n = -S_n(0)$).

При рассмотрении вопроса о прохождении резонансов необходимо учитывать синхротронные колебания энергии $\gamma = \gamma_s + \Delta\gamma \cos v_s \theta$, которые, модулируя частоту прецессии $v = \gamma \frac{q'}{q_0}$, приводят к многократным периодическим пересечениям резонанса. При таком движении спина⁴ появляются отстоящие друг от друга на частоту синхротронных колебаний v_s модуляционные резонансы, сила которых ω_k^m связана с силой основного резонанса формулой:

$$\omega_k^m = \omega_k J_m \left(\frac{v \Delta\gamma}{v_s \gamma} \right),$$

где J_m — функция Бесселя.

Ускорение поляризованных протонов в синхротронах

Поляризованные протоны сегодня успешно ускоряются в нескольких синхротронах⁶: в Аргонне (США) до 12 ГэВ, AGS в Брукхевене (США) до 26 ГэВ, SATURN в Сакле (Франция) до 3 ГэВ. На рис. 5 представлена схема ускорителя AGS. 25 μ A поляризо-

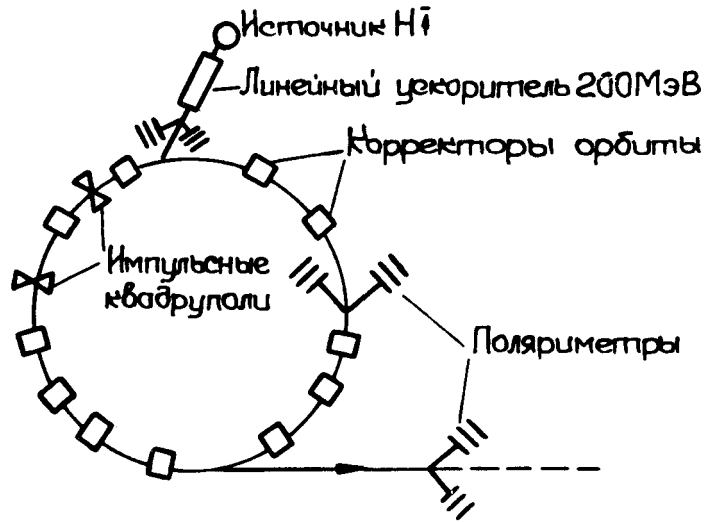


Рис. 5.

ванных по ядру ионов H^+ ускоряются до 200 МэВ в линейном ускорителе и захватываются в кольцо с помощью перезарядной инжекции. Интенсивность ускоренного выпущенного пучка достигает 10^{10} протонов за импульс. (Успешное развитие техники поляризованных источников позволяет надеяться на увеличение⁷ интенсивности до 10^{12} .)

При ускорении от энергии инжекции до максимальной энергии спиновая частота $v = \gamma \frac{q'}{q_0}$ нарастает со временем и энергией, так что при этом пересекаются несколько спиновых резонансов разной силы. Как ясно из предыдущего параграфа, для успешного быстрого пересечения можно либо уменьшать, если это возможно, силу соответствующего резонанса ω_k , либо увеличивать скорость его прохождения $\dot{\epsilon}$. Для уменьшения силы целых резонансов $v = k$ специальным набором дипольных корректоров подбирают гармонику вертикальных искажений равновесной орбиты по измерению степени поляризации. (Поляриметрия, основная на асимметрии рассеяния поляризованных протонов на тонкой мишени, осуществляется на выходе линейного ускорителя, внутри кольца при ускорении и на выпущенном пучке.)

Для прохождения резонансов $v = k \pm v_{x,z}$ в кольце установлены быстрые импульсные квадруполы, для увеличения скорости пересечения. Всего в цикле ускорения в AGS пересекается около 50 резонансов. Достижение конечной степени поляризации около 40% (при 60% на энергии инжекции) нужно признать несомненным успехом. Другой способ успешного прохождения спиновых резонансов, пригодный как для резонансов типа $v = k$, так и для $v = k \pm v_{x,z}$, состоит в искусственном увеличении резонансной гармоники ω_k так, чтобы выполнялось условие адиабатичности. Существенной особенностью этого способа является необходимость следить также за силой модуляционных резонансов, связанных с синхротронными колебаниями.

ми, которая также растет вместе с увеличением ω_k .

Адиабатический переворот спинов при прохождении целого резонанса $\nu=1$ впервые был продемонстрирован на пучке электронов на накопителе ВЭПП-2М. В протонных ускорителях этот прием используется на SATURN, где в результате последовательного пересечения двух целых и пяти бетатронных резонансов получены протоны с энергией 3 ГэВ и степенью поляризации 80%.

Использование этих методов для ускорения поляризованных протонов до 100 ГэВ и выше становится все более затруднительным в связи с ростом числа резонансов и их силы и, главное, с неизбежным снижением конечной степени поляризации.

Принципиально другая возможность связана с использованием схем типа «сибирской змейки», обсуждавшейся выше⁹. Как было показано, в этой схеме спиновая частота всегда равна 1/2, что означает отсутствие вообще резонансов, поскольку в работающих синхротронах $\nu_{s,z} \neq 1/2$. Кроме того, в схеме с «сибирской змейкой», в первом приближении, устраняется влияние энергетического разброса на поляризацию. Если две частицы с разными энергиями имеют одинаково направленные спины в точке 0, то после каждых двух оборотов эти направления снова будут совпадать.

Для реализации «сибирской змейки» с помощью соленоидов необходимо набрать интеграл продольного поля 370 Тесла·метров на 100 ГэВ энергии. Такое устройство потребует значительных усилий по согласованию с магнитной структурой основного кольца. Для высоких энергий более экономичен поворот комбинацией поперечных полей, чье действие на спин в ν раз сильнее. Здесь можно предложить много вариантов, два из которых изображены на рис. 6. Поворот вокруг

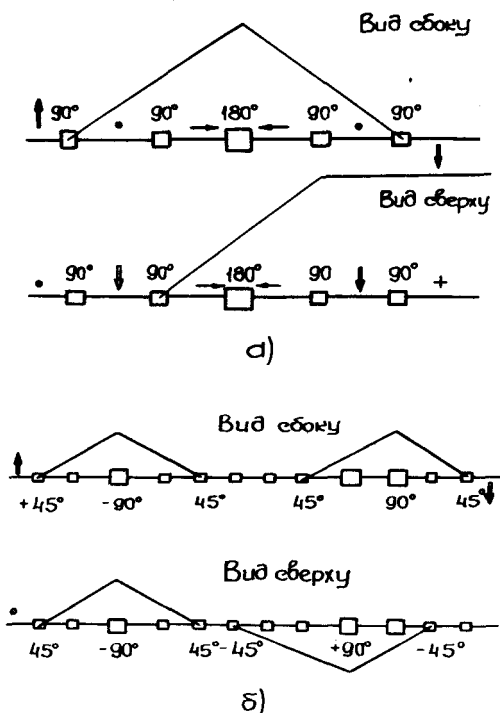


Рис. 6.

скорости осуществляется пятью последовательными участками I, II, III, IV, V, на которых чередуются радиальные и вертикальные поля, поворачивающие спин

на угол $\pi/2$, кроме участка III, где радиальное поле поворачивает спин на угол π . Легко проследить, что на выходе спин окажется повернутым на π вокруг скорости, направление которой будет совпадать с начальным. Некоторое радиальное смещение орбиты может быть легко скомпенсировано. Существуют варианты «сибирских змеек» с поворотом спина на π вокруг радиального направления. На рис. 6б показана схема такого поворота, осуществляемая 12 магнитами с вертикальными и радиальными полями.

Одновременное применение «сибирских змеек» обоих типов приводит к большей устойчивости спинового движения относительно существующих разбросов энергий частиц и углов их траекторий. Наличие змеек усредняет действие возмущений ω_{\perp} для неравновесных частиц до тех пор, пока набираемый между змейками угол $\varphi = \int_0^{\theta} \omega_{\perp} d\theta \ll 1$.

С ростом энергии частиц для выполнения этого условия необходимо увеличивать число пар змеек вместе с увеличением числа суперпериодов ускорителя. Оценки показывают, что этот прием позволяет ускорять поляризованные протоны до энергий 10–20 ТэВ.

Радиационная поляризация электронов и позитронов

В отличие от протонов ситуация с электрон-позитронной поляризацией гораздо более сложная вследствие излучения ими фотонов магнито-тормозного излучения. Наличие этого излучения определяет энергетический разброс, размеры пучков, времена затухания и т. д. Процесс магнито-тормозного излучения сопровождается, в частности, и излучением с переворотом спинов. Причем разность вероятностей переворота для спина, первоначально направленного по полю $W_{\uparrow\downarrow}$ и наоборот $W_{\downarrow\uparrow}$, не равна нулю. Этот эффект¹⁰, предсказанный теоретически в 1963, для электронов, движущихся в однородном магнитном поле, описывается уравнением $\dot{S}_n = \alpha_- S_{\perp}^2 + \alpha_+ S_n$, где $\alpha_{\pm} = W_{\uparrow\downarrow} \pm W_{\downarrow\uparrow}$ — сумма и разность вероятностей излучения с переворотом спина, и приводит к нарастанию поляризации $S_n = S_0(1 - e^{-t/\tau_p})$ до предельного значения $S_0 = \alpha_- / \alpha_+$ с характерным временем $\tau_p = \alpha_+^{-1}$.

Процесс радиационной поляризации многократно наблюдался на различных электрон-позитронных накопителях при различных энергиях^{11–13}.

	ВЭПП-2	АСО	ВЭПП-2М	SPEAR	ВЭПП-4	DORIS	CESR	PETRA
E (ГэВ)	0.65	0.53	0.65	3.7	5	5	5	16.5
τ_p (мин)	70	160	70	15	40	4	300	18
S_0	0.8	0.9	0.9	0.7	0.8	0.8	0.8	0.8

Реальные поля в накопителях отличаются, конечно, от однородных, однако они слабо изменяются на длине формирования фотона l ($l \sim R/\gamma$, где R — радиус кривизны) и эта неоднородность не сказывается на процессе излучения¹⁴.

Однако после излучения движение как частицы, так и спина существенным образом зависит от наличия неоднородностей.

Общая картина процесса поляризации может быть представлена классически с учетом взаимодействия спина с полем излучения в первом порядке теории возмущений (без излучения $S_n = \text{const}$):

$$\dot{S}_n = (\vec{S} \cdot \vec{n} = \dot{S} \cdot \vec{n} + \vec{S} \cdot \dot{\vec{n}} = [\vec{\omega} \times \vec{S}] \cdot \vec{n} + \vec{S} \cdot \frac{\partial \vec{n}}{\partial \rho}. \quad (7)$$

Первый член в этом выражении учитывает прямое действие полей излучения на спин. Ввиду малости величины полей линейно накапливающийся эффект поворота спина возникает только от полей, вращающихся вместе со спином. Таковым является поле излучения магнитного момента частицы $\vec{H}_\mu \sim \vec{\mu} \times \vec{S}_\perp$ (рис. 7). Учет взаимодействия спина с полем \vec{H}_μ приводит к уравнению $(\dot{S}_n)_\mu \simeq (1 - S_n^2)$, решение которого есть медленное выстраивание \vec{S} вдоль направления \vec{n} , как и в случае однонаправленного ведущего магнитного поля. Другой механизм воздействия излучения на спин связан с наличием силы радиационного торможения частицы со стороны полей излучения и зависимостью оси прецессии \vec{n} от импульса частицы в неоднородном поле ($\vec{n} = \vec{n}(\vec{p}, \vec{r})$). В ультррелятивистском случае сила радиационного трения с учетом интерференции излучения заряда и магнитного момента может быть записана в виде

$$\vec{f} = -\frac{2}{3} e^2 |\dot{\vec{v}}|^2 \gamma^4 \vec{v} \left[1 - 3 \frac{\gamma}{m^2} \vec{S} \cdot \vec{b} \right], \quad (8)$$

где $\vec{b} = [\vec{v} \cdot \dot{\vec{v}}]$ — единичный вектор вдоль ведущего магнитного поля, а \vec{v} и $\dot{\vec{v}}$ — скорость и ускорение частицы.

Спиновая часть этой силы приводит к модуляции оси $\vec{n}(\vec{p}, \vec{r})$ с частотой прецессии спина в случаях, когда направление \vec{n} не совпадает с \vec{b} . Учитывая, что градиенты \vec{n} в продольном и поперечных направлениях, вообще говоря, одного порядка, тогда как сила торможения в основном продольна, среднюю скорость изменения S_n можно представить в виде

$$(\dot{S}_n)_l = \langle \vec{S} \cdot \vec{f} \cdot \frac{\partial \vec{n}}{\partial \rho} \rangle \sim q_0^2 \gamma^5 \langle \vec{b} \cdot \vec{d} | \dot{\vec{v}}^2 \rangle S_n^2,$$

где введен вектор спин-орбитальной связи $\vec{d} = \gamma \frac{d\vec{n}}{d\gamma}$.

Последовательное рассмотрение кинетики радиационной поляризации¹⁵ с учетом диффузии за счет квантовых флуктуаций излучения приводит к следующим выражениям для коэффициентов α_{\pm} :

$$\alpha_- = \hbar q_0^2 \gamma^5 \langle | \dot{\vec{v}} |^2 \vec{b} \cdot (\vec{n} - \vec{d}) \rangle, \\ \alpha_+ = \frac{5\sqrt{3}}{8} \hbar q_0^2 \gamma^5 \langle | \dot{\vec{v}} |^3 \left[1 - \frac{2}{9} (\vec{n} \cdot \vec{v})^2 + \frac{11}{18} |\vec{d}|^2 \right] \rangle. \quad (9)$$

Как видно из формулы α_- , наличие спин-орбитальной связи может приводить как к уменьшению, так и к увеличению степени поляризации. В случаях, когда обычная радиационная поляризация отсутствует (например, $\vec{n}(\theta)$ лежит в плоскости орбиты) благодаря спин-орбитальной связи, степень поляризации может достигать 60–70%. Однако при большой величине $|\vec{d}|$ резко нарастает диффузия спинов, которая учитывается выражением α_+ , и снижается достижимый уровень поляризации.

Рис. 8 иллюстрирует действие спин-орбитальной связи. Пусть \vec{n}_s не совпадает с направлением магнитного поля \vec{b} . Спины \vec{S}_1 и \vec{S}_2 у двух частиц с равными энергиями первоначально имеют проекции $S_{n_1} = S_{n_2}$. Излучение одинаковых фотонов $\delta\gamma$ скачком на $\delta\vec{n}$ из-

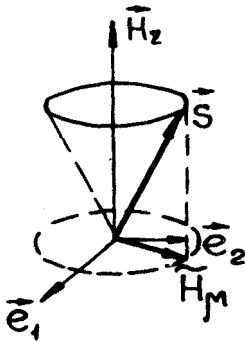


Рис. 7.

меняет ось прецессии \vec{n}_s к \vec{n} . При этом S_{n_1} увеличивается, а S_{n_2} уменьшается. (Мы не рассматриваем редкие процессы с переворотом спинов.) Затем \vec{n} , вследствие релаксации орбитального движения к равновесному, медленно затухает к \vec{n}_s , сохраняя S_{n_1} и S_{n_2} . Вероятность (интенсивность) излучения согласно (8) зависит от проекции \vec{S} на направление ведущего поля \vec{b} и, в среднем, мы имеем выстраивание спинов вдоль \vec{n}_s .

Скачок проекции спина δS_n можно определить через вектор спин-орбитальной связи

$$\delta S_n = \vec{S}(\theta) \cdot \vec{d}(\theta) \cdot \frac{\delta\gamma}{\gamma}.$$

Такое определение дает физически наглядный способ^{3,16} отыскания вектора

$\vec{d}(\theta)$. Движение частицы после излучения фотона по возмущенной траектории, как уже говорилось, приводит к появлению дополнительной частоты прецессии $\vec{\omega}$. Решая уравнение (3) по теории возмущений в линейном приближении, имеем

$$\delta S_n = \text{Im} \bar{\eta} \int_{-\infty}^0 \vec{\omega} \cdot \vec{\eta}^* d\theta, \quad (10)$$

где $\vec{\eta}$ и $\vec{\eta}^*$ — решения невозмущенного уравнения, обладающие свойством $\vec{\eta}(\theta + 2\pi) = \vec{\eta}(\theta) e^{-2\pi i \nu}$ и связанные с периодическими орбитами \vec{e}_1, \vec{e}_2 соотношением $\vec{e} = \vec{e}_1 + i\vec{e}_2 = \vec{\eta} \cdot e^{i\nu\theta}$. Конкретный вид возмущения зависит от фокусирующих свойств и неидеальностей магнитной системы.

Если, например, рассматривать влияние смещений частицы в квадруполях, то

$$\vec{\omega}(\theta) = \nu (\vec{e}_{xz} + \vec{e}_x) G.$$

Здесь $x, z = A_{\beta}^{x,z} (f_{x,z} e^{i\nu_{x,z}\theta} + \text{к. с.}) + A_s^{x,z} e^{i\nu_s\theta}$ есть решение уравнения движения частицы, где амплитуды колебаний определяются начальными условиями в момент излучения фотона ($t = -\infty$) и затуханием. Интеграл в выражении (10) за счет суммирования по оборотам может быть сведен к сумме из шести однотипных членов

$$\Delta_{\pm x,z,s} = \frac{\nu e^{\mp i\nu_{x,z}\theta}}{e^{2\pi i(\nu \pm \nu_{x,z,s})} - 1} A_{\beta,s}^{x,z} D_{\pm x,z,s},$$

каждый из которых содержит интеграл по периоду

$$D_{\pm x,z,s} = \int_0^{2\pi} \vec{\eta}^* \cdot \vec{e}_{x,z} G f_x e^{\mp i\nu_{x,z}\theta} d\theta.$$

Резонансный характер зависимостей величин Δ_{\pm} определяет резкое возрастание спиновой диффузии в окрестностях точек $\nu = k \pm \nu_x \pm \nu_z \pm \nu_s$. В идеальном случае плоского накопителя, где $\vec{n} \parallel \vec{e}_z$, $\Delta_{\pm x,s} = 0$ за счет $\vec{\eta}^* \cdot \vec{e}_z = 0$, а $\Delta_{\pm z} \sim 0$ за счет малости возбуждаемой при излучении амплитуды вертикальных колебаний.

В последние годы получили развитие методы интегрирования уравнения (10) с помощью трековых программ, использующих формализм 8×8 матриц, в которые включены спиновые переменные вместе с переменными поперечного и продольного движения частицы¹⁷⁻¹⁸. Найденные таким образом величины \vec{n} и \vec{d} усредняются затем вместе с формулой (9).

С ростом энергии электронов вклад спин-орбитальной связи в диффузию спинов становится все более существенным и требуется принимать специальные меры для ее подавления. Полное зануление \vec{d} на всей орбите (например, за счет создания условий $D_{\pm x, z, s} = 0$) представляется очень затруднительным. Тем более, что интегралы (8) не учитывают других видов возмущений (например, от скуль-квадруполей).

Технически гораздо более простым выглядит минимизация в возмущении \vec{w} отдельных гармоник ω_k , чья частота близка к частоте прецессии спина. Эта идея была реализована на накопителе PETRA, где с помощью 8 корректоров, изменяющих амплитуду и фазу 37 и 38 гармоник вертикальной орбиты, на энергии 16.5 ГэВ ($\nu = 37.5$) была получена степень поляризации¹⁹ 80%. Изменение положения самой орбиты при этом было не заметно (0.1 мм), так как $\nu_z = 23.3$. Настройка на максимальную поляризацию осуществлялась прямо по измерению степени поляризации по асимметрии комптоновского рассеяния циркулярно-поляризованных лазерных фотонов. Эта методика пригодна, по-видимому, и для более высоких энергий, хотя потребует еще более аккуратных манипуляций.

Как видно из формул (9) $\alpha_{\pm} \sim H^3$, поэтому значительным шагом в ускорении поляризации может быть постановка специальных магнитов со знакопеременным полем, так, чтобы $\int H_z d\theta = 0$, а $\int H_z^3 d\theta \neq 0$. Выигрыш будет особенно существенным, если в области этих магнитов $\vec{d} \approx 0$.

Расчеты²⁰ показывают, что при энергиях LEP с помощью ускорения поляризации и подавления резонансных гармоник можно ожидать получения значительной степени поляризации.

Спиновые ротаторы

Наибольший интерес физики высоких энергий вызывают эксперименты с продольно поляризованными пучками. Для электронов и позитронов высокой энергии наличие спин-орбитальной связи накладывает существенные ограничения на возможные направления ориентации поляризации. В этих условиях общий подход к схемам получения продольной поляризации может быть следующим: равновесное направление поляризации направлено по полю в основной части кольца, кроме участков, в которых последовательным действием магнитных полей различной ориентации поляризация превращается в продольную в месте встречи пучков, а затем снова восстанавливается к вертикальному направлению. Существует несколько схем спиновых ротаторов для различных накопителей и энергий²¹⁻²². При расчете схем ротаторов необходимо учитывать прямое деполаризирующее воздействие поперечных полей и, кроме согласования бетатронного движения частиц, заботиться также о компенсации спин-орбитальной связи, неизбежно возникающей внутри ротаторов. Последнее может быть достигнуто за счет выполнения условия $\vec{d} = 0$ на входе и на выходе ротаторного промежутка.

Кроме того, для подавления спиновой диффузии желательно повороты спина в ротаторах осуществлять как можно более слабым полем.

На рис. 9 и 10 изображены схемы ротаторов для накопителей ВЭПП-4 ($E = 4.7$ ГэВ) и HERA ($E = 35$ ГэВ).

При постановке экспериментов с поляризованными пучками желательно уметь изменять направление и степень поляризации. В протонных синхротронах эта цель легко достигается еще в источнике поляризованных протонов. Кроме того, при ускорении с адиабатическим прохождением резонансов поляризация изменяет знак после каждого пересечения.

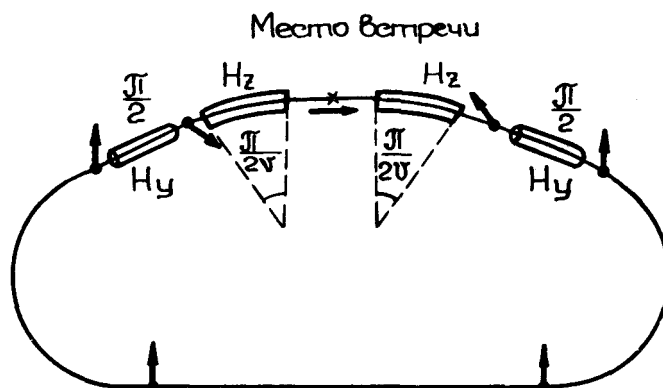


Рис. 9.

В электрон-позитронных накопителях, как мы видели, выстраивание поляризации происходит к определенному выделенному направлению. Здесь также возможно для изменения знака поляризации организовать медленное пересечение машинного резонанса, хотя в случае легких частиц эта операция гораздо слож-

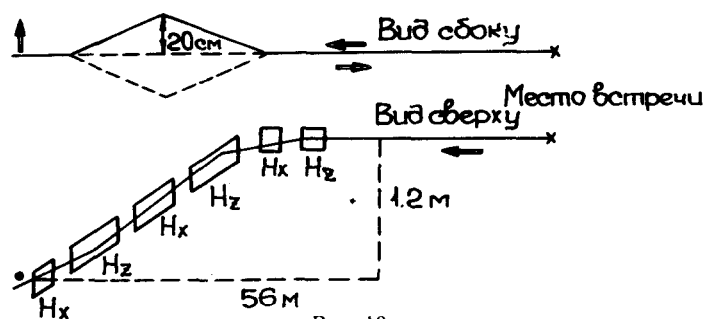


Рис. 10.

нее, поскольку кроме условия адиабатичности (6) деполаризация, вызванная спиновой диффузией, ограничивает время нахождения в области резонанса⁸.

Применение ротаторов для получения продольной поляризации дает возможность за счет их переполюсовки получать нужный знак спиральности. Однако эта процедура сравнительно медленная и выглядит достаточно громоздко. Ротатор для HERA, например, предусматривает механические перемещения магнитов и вакуумной камеры на расстояние 50 см.

Привлекательным выглядит для реверса поляризации применение высокочастотного электромагнитного поля \vec{H} , резонансного с частотой прецессии спинов и перпендикулярного к \vec{n}_z . При этом все остальные параметры пучка (энергия положения равновесной орбиты, частоты бетатронных колебаний и т. д.) остаются неизменными ввиду нерезонансности \vec{H} с орбитальным движением. Обеспечение условия адиабатичности при прохождении резонанса за счет изменения частоты ВЧ-генератора технически вполне осуществимо и требует времени не более 1 секунды. Экспериментально возможность радио-частотного «флиппера» изучена на

накопителе²³ ВЭПП-2М, где это устройство используется в (g-2) экспериментах.

Резонансная деполяризация

Кроме реверса поляризации в экспериментах с поляризованными пучками желательнее иметь способ быстрой деполяризации. Для этой цели можно использовать «машинный» резонанс достаточной мощности, однако создание внешнего резонанса с ВЧ-полем открывает гораздо больше возможностей.

Высокочастотное поле, приложенное на участке орбиты длиной l , где \vec{n}_s , например, вертикально, создает резонансную гармонику ω_k , которая в случае продольного поля $\omega_{k,y} = \frac{\langle H_y \rangle}{\langle H_z \rangle}$, а для радиального поля вычисляется по формуле

$$\omega_{k,x} = v \frac{\langle H_x \rangle}{\langle H_z \rangle} \bar{F}(\theta).$$

Функция

$$F(\theta) = \frac{e^{i\nu\theta}}{2} \left[\int_{-\infty}^0 K f_z' \exp\left(i\nu \int_0^0 K d\theta\right) - \text{к. с.} \right],$$

где $K = \frac{H_z}{\langle H_z \rangle}$, характеризует изменение резонансной гармоники за счет вертикальных бетатронных колебаний, возбуждаемых приложенным полем в точке, и имеет явно резонансный характер $F(\theta) \sim 1/(v^2 - v_z^2)$.

Применение бегущей волны, где $|H_x| = |E_z|$, в экспериментах со встречными пучками в отсутствии отражения, позволяет деполяризовать пучок, движущийся навстречу волне, практически не воздействуя на поляризацию другого. Кроме того, возможна выборочная деполяризация сгустков внутри одного пучка за счет применения сфазированных с частотой обращения коротких импульсов, амплитуда которых промодулирована частотой резонансов со спином¹¹.

Все описанные приемы направлены на устранение систематических ошибок в экспериментах с поляризованными пучками. Однако резонансная деполяризация пучка нашла самостоятельное применение на электрон-позитронных накопителях. Широко известен цикл экспериментов по прецизионному измерению масс частиц, рождающихся при электрон-позитронных взаимодействиях. Высокая точность знания отношения аномального и нормального магнитных моментов (10^{-7}) и малый разброс спиновых частот электронов в накопителе ($10^{-5} - 10^{-6}$) лежат в основе метода калибровки энергии частиц по резонансной деполяризации²⁴.

Поляризованные пучки в линейных коллайдерах

Принципиально другая схема²⁵ получения поляризованных пучков существует для будущих электрон-позитронных коллайдеров на энергию 100—500 ГэВ. В этой схеме воспроизводство пучков и их поляризаций будет осуществляться через излучение пучком полной энергии (после прохождения им места встречи) циркулярно-поляризованных квантов в спиральном ондуляторе с шагом 1 см. «Фотоны» ($\epsilon \approx 10 - 20$ МэВ) со всей длины ондулятора (100—200 метров) конвертируются затем в электрон-позитронные пары, так что частица с энергией 0.9ϵ вследствие сохранения спиральности будет обладать и продольной поляризацией. Дальнейшие манипуляции с поляризацией, например поворот в поперечную и обратно на входе и выходе накопителя-охладителя, конечно, требуют дополнитель-

ных забот, но не представляют принципиальных трудностей. Основным деполяризирующим фактором в этой схеме является поперечное магнитное поле тока встречного сгустка, которое в v раз сильнее действует на спин, чем на частицу. При энергии 500 ГэВ и 10^{12} частиц во встречном сгустке ожидаемый эффект деполяризации около 10%.

Литература

1. Thomas L.H. *Phil. Mag.*, 1927, v.3.
2. Bargman V., Lishel L., Telegdi V. *Phys. Rev. Lett.* 1959, v.2 p.435.
3. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. *ЖЭТФ*, 1972, т.62, с.430.
4. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Скринский А.Н. *ЖЭТФ*, 1971, т.60, с.1216.
5. Froissart M., Stora R. *Nucl. Inst. Meth.* 1960, v.2, p.297.
6. Lee Y.Y. *Proc. Int. Simp. High Energy Spin Physics*, 1982, p.450.
7. Hughes V. *Proc. Int. Simp. High Energy Spin Physics*, 1982, p.534.
8. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Скринский А.Н., Шатунов Ю.М. *Труды X Междунар. конференции по ускорителям (Серпухов)*, 1977, т.2, с.76.
9. Дербенев Я.С. и др. *Труды X Междунар. конференции по ускорителям (Серпухов)*, 1977, т.2, с.55.
10. Соколов А.А., Терпов И.М. *ДАН СССР* 1963, т.153, с.1052.
11. Дербенев Я.С. и др. *Particle Accelerators*, 1978, v.8, p.115.
12. Montague B. *Physics Reports*, 1984, v.113.
13. Buon J. *Preprint LAL/RT/86-02 Orsay*.
14. Байер В.Н., Катков В.М. *Ядерная физика*, 1966, т.3, с.81.
15. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. *ЖЭТФ*, 1973, т.37, с.968.
16. Никитин С.А., Салдин Е.Л., Юрков М.В. *Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-71*. Новосибирск, 1982.
17. Chao A.W. *Nucl. Inst. Meth.* 1981, v.180, p.29.
18. Kewisch J. *Preprint DESY 83-032*, 1983.
19. Kewisch J. *Preprint DESY M-82/09, Hamburg*, 1982.
20. Bovei C., Buon J., Montague B., Placidi M. *Preprint CERN LEP-TH/84-16*.
21. Никитин С.А., Салдин Е.Л. *Препринт ИЯФ СО АН СССР 81-19*. Новосибирск, 1981.
22. Steffen K., Buon J. *Preprint DESY 85-128*, 1985.
23. Полуин А.А., Шатунов Ю.М. *Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-016*. Новосибирск, 1982.
24. Dербенев Я.С. et al. *Particle Accelerators*, 1980, v.10, p.177.
25. Балакин В.Е., Михайличенко А.А. *Препринт ИЯФ СО АН СССР 79-85*. Новосибирск, 1979.