

1
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Я.С.Дербенев

МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ И СОХРАНЕНИЯ
ПОЛЯРИЗАЦИИ ЧАСТИЦ В УСКОРИТЕЛЯХ
И НАКОПИТЕЛЯХ

ПРЕПРИНТ 82 - 02



МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ И СОХРАНЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ЧАСТИЦ В УСКОРИТЕЛЯХ И НАКОПИТЕЛЯХ

Я.С.Дербенев

АННОТАЦИЯ

Дается обзор существующих и перспективных способов получения электронов, позитронов и тяжелых заряженных частиц в поляризованном состоянии. Описываются общие свойства динамики поляризации в ускорителях и накопителях. Рассматриваются ускорительные аспекты экспериментирования с поляризованными частицами: получение нужного направления поляризации, предотвращение деполяризации при ускорении, обеспечение радиационной самополяризации электронов и позитронов в накопителях. Описывается лазерный метод поляризации пучков легких частиц высоких энергий.

Поляризованные частицы высоких энергий в ускорителях могут быть получены инъекцией из источника с последующим ускорением. Для накопителей, кроме этого классического способа, существует и другой путь — пучки поляризуют в режиме циркуляции после или во время процесса накопления, используя какой-либо эффективный поляризующий механизм. Наряду с разработкой способов создания поляризации, важной задачей является сохранение поляризованного состояния при длительной циркуляции пучка в процессе ускорения или в стационарном режиме, а также умение организовать, в соответствии с потребностями экспериментальными или методическими, нужное направление поляризации в данном месте орбиты пучка. В этом обзоре мы постараемся кратко описать сегодняшние представления об этих возможностях. Большинство из затронутых вопросов, а также другие важные аспекты, такие как детектирование поляризации, использование ее в методике экспериментов в накопителях, рассматриваются развернуто в других обзорных и оригинальных сообщениях.

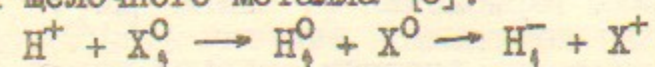
I. Способы получения поляризованных частиц

Тяжелые частицы

Поляризацию тяжелых частиц сегодня можно получать из источников, основанных на традиционных принципах (сепарация по Штерн-Герлаху и резонансный перевод электронной поляризации атомов в ядерную) [1]. Существующие источники дают интенсивность, представляющую практический интерес [1-3]. Кроме того, многообещающим представляется использование процессов перезарядки как в самих источниках, так и при инъекции в ускорители. Так, например, сечение реакции $D^- + H_1^0 \rightarrow H_1^- + D^0$, в которой нейтральные поляризованные атомы H_1^0 перезаряжаются до ионов H_1^- , на струе неполяризованных дейтронов^{*}, на два порядка величины больше, чем сечение обычно используемой реакции ионизации $e^- + H_1^0 \rightarrow H_1^+ + e^- + e^-$. Заметим также, что ионы H_1^- могут быть с помощью перезарядной инъекции инжектированы в циклические ускорители с много лучшей эффективностью, чем протоны [4].

^{*} Возможность генерации достаточного количества дейтронов D^- поверхностно-плазменным методом показана в работе [5].

Другой способ получения поляризованных ионов H^- состоит в последовательной перезарядке первичного 5 КэВ протонного пучка на атомах щелочного металла [6]:



Достижимая величина тока H_1^- в перезарядных источниках порядка нескольких мА. Этого уже достаточно, чтобы в синхротронах с помощью перезарядного метода накапливать пучки поляризованных протонов с предельным по пространственному заряду током.

В настоящее время ведется разработка источника отрицательных поляризованных ионов лазерного типа [7]. В этом источнике поляризованные ионы получают путем подхвата поляризованных электронов, образующихся от паров натрия, которые поляризуются лазерным излучением. Теоретические оценки допускают получение импульсного тока отрицательных поляризованных ионов ~ 1 мА.

В последнее время в связи с успехом работ по электронному охлаждению [8] появилась возможность создания протонной поляризации непосредственно в накопителе, используя разность сечений взаимодействия частиц пучка в различных спиновых состояниях с мишенью, обладающей определенной поляризацией [9]. Заметные пики в разности сечений как для поперечной, так и для продольной поляризации существуют в области протонных импульсов 2 ГэВ/с, где достаточно эффективно работает электронное охлаждение и, тем самым, обеспечено достаточное время жизни и малые размеры пучка.

Оценка показывает, что в этом методе может быть достигнута светимость $\sim 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Конечно, использование прямого ускорения поляризованных протонов в экспериментах с внутренней мишенью может дать большую светимость. Однако, метод накопления поляризации позволяет надеяться также на постановку поляризованных экспериментов с антипротонами. Эффективная светимость этих экспериментов может достигать величины $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ при начальной скорости накопления антипротонов 10^8 сек^{-1} .

Электроны и позитроны. Для электронов и позитронов в накопителях существует естественный механизм радиационной поляризации, которая в настоящее время получена и эффективно используется в накопителях в диапазоне энергий от сотен МэВ до нескольких ГэВ. Теоретические исследования показывают, что поляризация может быть обеспечена и при значительно более высоких

энергиях (в несколько десятков ГэВ и выше). Некоторые дополнительные возможности поляризации в магнитном поле дает зависимость радиационной силы торможения от спина [10].

Поляризованные электроны высоких энергий могут быть получены также путем инжекции из специального источника с последующим ускорением (и накоплением). В настоящее время существуют довольно интенсивные источники поляризованных электронов [1, II, 12]. Наибольший успех здесь достигнут на ускорителе SLAC, где 10^{10} поляризованных электронов в сек, полученных при фотоионизации кристалла арсенида галлия циркулярно поляризованным светом, ускоряются до энергии 20 ГэВ.

В режиме циркуляции пучка в накопителях поляризацию электронов и позитронов можно также осуществить встречными поляризованными фотонами, используя спиновую зависимость комптоновского рассеяния [13, 14]. Принципиально простым является метод преимущественного выбивания из пучка электронов (позитронов) одной из спиральностей достаточно жесткими фотонами. Скорость поляризации в этом методе ограничивается лишь возможностями источника фотонов.

Другим способом, не связанным с потерей частиц пучка, является поляризация мягкими фотонами. Принципиальным здесь является использование спин-орбитальной связи в поле накопителя. Источниками циркулярно-поляризованного излучения могут быть лазеры, либо ультррелятивистские электронные пучки, пропускаемые через поперечное магнитное поле (ондулятор) [14]. Многообещающими в перспективе являются источники когерентного излучения типа лазеров на свободных электронах (ЛСЭ), в особенности безрезонаторные системы [15, 16].

Возможным способом использования поляризованного излучения для получения электронов и позитронов может стать рождение e^+e^- пар. В будущих накопительных комплексах можно будет непосредственно получать жесткие γ -кванты, пропуская электроны (позитроны) через ондулятор. Можно, например, получать поляризованные пары e^+e^- пучков, создавая встречные пучки γ -квантов в накопителе. Для этого достаточно пропустить циркулирующие e^+e^-

пучки через два ондулятора, расположенные симметрично от места встречи [15, 17]. Можно γ -кванты конвертировать в пары в веществе. Такие способы могут обеспечивать питание комплексов поляризованными частицами, что в особенности важно для систем с однопролетным использованием пучков [18].

2. Общие свойства динамики поляризации в ускорителях

Наиболее просто движение спина выглядит в традиционных случаях, когда магнитное поле почти вертикально всюду на орбите пучка. Однако оказывается полезным и необходимым переход к ситуациям, когда в магнитной структуре появляются специальные элементы с сильными горизонтальными (радиальными, продольными) полями. Их использование расширяет экспериментальные возможности и, главное, позволяет существенно увеличить диапазон энергий поляризованных частиц в ускорителях и накопителях.

Прецессия спина частицы с магнитным моментом $\vec{\mu} = g\vec{S}$ и энергией $E = \gamma mc^2$ описывается уравнением [19, 20]:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{S}, \quad \vec{\omega} = -g\vec{H}_c/\gamma - \gamma^2 \vec{v} \times \dot{\vec{v}}/(\gamma+1)c^2, \quad (1)$$

где \vec{v} и $\dot{\vec{v}}$ - скорость и ускорение, \vec{H}_c - магнитное поле в системе покоя. Первый член в угловой скорости $\vec{\omega}$ отвечает взаимодействию магнитного момента с полем, а второй учитывает релятивистский кинематический эффект, родственник парадоксу близнецов - Томасовскую прецессию. При движении в магнитном поле \vec{H} :

$$\vec{\omega} = -(g_0/\gamma + g_a)\vec{H}_1 - (g/\gamma)\vec{H}_v, \quad (2)$$

где $g_0 = Ze/mc$, $g_a = g - g_0$ - аномальная часть гиромангнитного отношения, \vec{H}_v и \vec{H}_1 - продольная и поперечная к скорости компоненты поля. Спиновое и орбитальное движение в электромагнитном поле описывается общим гамильтонианом [21]:

$$\mathcal{H}(\vec{p}, \vec{r}, \vec{S}) = c \sqrt{[\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A}(\vec{r}, t)]^2 + m^2 c^2} + \vec{\omega} \vec{S}. \quad (3)$$

В случае покоящейся в магнитном поле частицы сохраняется проекция спина на поле; в общем случае циклического движения в

неоднородном поле существует интеграл движения (квантовое число) - спиновая переменная действия [21]:

$$S_{\vec{n}} = \vec{S} \cdot \vec{n}(\vec{\rho}, \vec{z}), \quad (4)$$

где единичный вектор $\vec{n}(\vec{\rho}, \vec{z})$ на траектории частицы удовлетворяет уравнению (1); движение спина представляет собой прецессию вокруг \vec{n} с частотой $\nu(I)$, зависящей от энергии и орбитальных переменных действия. Разброс \vec{n} при достаточной узости пучка будет мал; отсюда следует существование устойчивой, периодически переменной по орбите когерентной поляризации при произвольных конфигурации поля и форме орбиты пучка. Исключения составляют ситуации, когда частота ν оказывается слишком близкой к частотам орбитального движения. [20-22].

Если пренебречь сначала отклонением траекторий частиц в пучке от замкнутой, то $\vec{n}_0(r, \theta)$ (θ - координата вдоль фиксированной орбиты) и $\nu(r)$ могут быть найдены как собственный периодический вектор $\vec{n}_0(\theta) = \vec{n}_0(\theta + 2\pi)$ (ось поворота) и собственное значение ($2\pi\nu$ - угол поворота) матрицы поворота спина Λ_0 за период обращения частицы. В спинорном представлении ($\vec{\sigma}$ - матрицы Паули) [22, 23]:

$$\Lambda_0(\theta + 2\pi | \theta) \equiv \exp[-i\pi\nu \vec{\sigma} \cdot \vec{n}_0(\theta)]$$

откуда

$$\cos \pi\nu = \frac{1}{2} \text{Sp} \Lambda_0, \quad \vec{n}_0(\theta) = i \text{Sp}(\vec{\sigma} \Lambda_0) / 2 \sin \pi\nu$$

Учитывая затем в \vec{W} колебания частиц вблизи замкнутых орбит как вынуждающее возмущение, найдем по уравнению (1) необходимые поправки к \vec{n} и ν . При этом \vec{n} может быть записано как функция положения частицы на орбите, ее энергии, амплитуд и фаз поперечных и продольных колебаний или, в эквивалентной форме, как функция $\vec{n}(\vec{\rho}, \vec{z})$. Приведем характерные примеры. В магнитном кольце с плоскими замкнутыми орбитами и без продольного поля спин прецессирует вокруг вертикального направления, обгоняя вращение скорости за каждый ее период на число оборотов $\nu_a \equiv \gamma q_a / q_0 = \gamma(q-2)/2$; в этой привычной ситуации частота ν пропорциональна энергии (в ед. частоты обращения частицы). При значениях энергии

$$E \frac{q_a}{z e c} \equiv \gamma \frac{q-2}{2} = \pm K \pm K_1 \nu_1 \pm K_2 \nu_2 \quad (5)$$

где K, K_1, K_2 - целые числа, ν_1 и ν_2 - частоты колебаний частиц в фокусирующем поле, устойчивость поляризации нарушается (разброс \vec{n} становится большим) присутствующими на траекториях частиц малыми горизонтальными полями [24-26, 22].

Пусть теперь в таком кольце есть два симметрично расположенных промежутка, в одном из которых специальными магнитами поляризация поворачивается вокруг какой-либо горизонтальной оси \vec{n}_0 на 180° - возмущение вертикальной поляризации в такой ситуации максимально [27, 23].

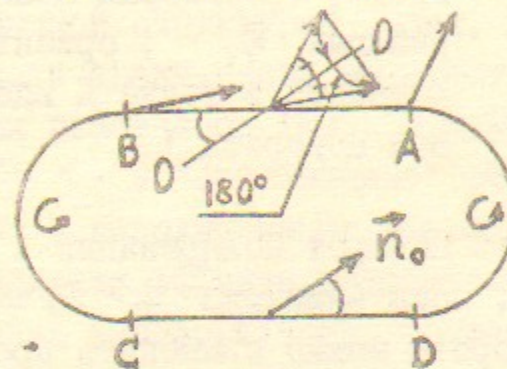


Рис.1. Принципиальная схема магнитной структуры для $\nu = \frac{1}{2}$ с одним переворотом спина вокруг оси O в промежутке AB . Поле на участках BC, AD поперечно к плоскости рисунка, ось O лежит в плоскости.

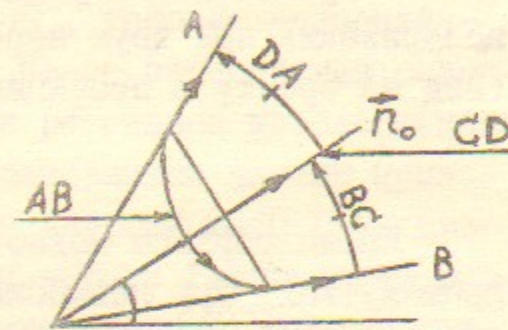


Рис.2. Принципиальная схема движения периодической поляризации $\vec{n}(\theta)$ при одном перевороте.

Нетрудно проследить по схемам рис.1 и 2, что поляризация, направленная в пустом промежутке по \vec{n}_0 , совершает периодическое движение, в то время, как поперечная к ней (например, вертикальная) через оборот частицы оказывается перевернутой. Это означает, что обобщенная частота спиновой прецессии ν равна $1/2$ независимо от энергии; эффект обусловлен тем, что посредством поворота вокруг горизонтального направления происходит сокращение набега фазы "аномальной" прецессии в основном поле.

Немного более изощренным является пример, когда перевороты вокруг взаимно перпендикулярных горизонтальных осей осуществляются в каждом из двух промежутков [28]; при этом равновесная поляризация в полукольцах остается вертикальной, но имеет противоположные направления, а частота ν является снова

полуцелой (рис.3 и 4).

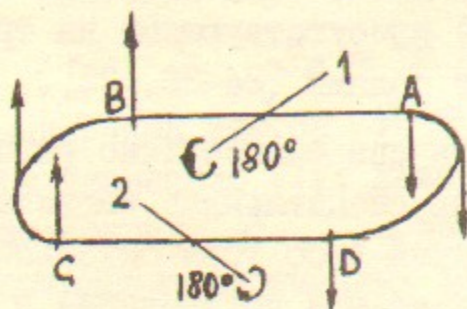


Рис.3. Траектория периодической поляризации при двух переворотах (вид на орбиту в проекции)

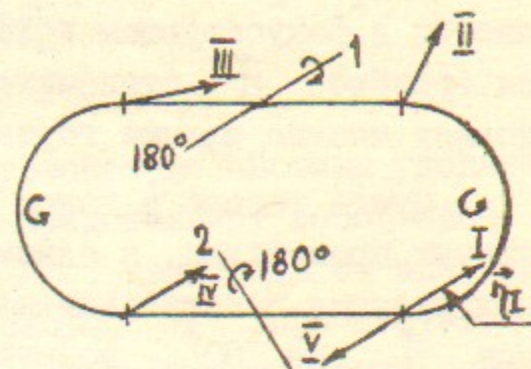


Рис.4. Траектория поляризации $\vec{\eta}_1$, ориентированной в точке Д вдоль оси поворота I.

Каким образом можно осуществлять поворот поляризации в промежутках? При невысоких энергиях, пока величина $\nu_a = \gamma(g-2)/2$ не слишком велика, для одного переворота можно применять продольное магнитное поле, не искажающее замкнутую орбиту. Для поворота на \hat{n} требуется (H - в теслах, l - в метрах, E - в ГэВх):

$$H \cdot l = 21E/g = \begin{matrix} 10,4 E & \text{для электронов при } \gamma \gg 1, \\ 3,7 E\beta & \text{для протонов.} \end{matrix}$$

В области $\nu_a \gg 1$ можно эффективно использовать поперечные к скорости поля. Для поворота на \hat{n} постоянно направленным полем требовалось бы

$$H \cdot l = \begin{matrix} 4,6 & \text{для электронов} \\ 5,5 & \text{для протонов} \end{matrix}$$

при всех энергиях. Однако, скорость поворачивается при этом на угол \hat{n}/ν_a ; ее восстановление противоположно направленным полем привело бы и к компенсации поворота спина. Чтобы добиться нужного эффекта для спина с одновременным восстановлением орбиты на выходе из промежутка, необходимо применять винтообразно изменяющиеся поперечные поля, используя некоммутативность поворотов спина в последовательных магнитах [23, 29]. Эти схемы получили название "Сибирские змейки" [30]. В оптимизированных вариантах требуемый полный интеграл поля змейки для поворота поляризации на \hat{n} составляет 15-20 Тесла x Метр [29, 30].

3. Ускорение поляризованных частиц

Из-за наличия у частиц аномального магнитного момента спиновое движение, в отличие от орбитального, не обладает свойством подобия при одновременно-м пропорциональном изменении поля и энергии. Поэтому в процессе ускорения происходит перестройка (изменение) спиновых характеристик $\vec{\eta}$ и ν . В адиабатическом пределе это не приводит к разрушению (уменьшению степени) когерентной поляризации пучка. В синхротронах с обычной структурой поля, когда $\nu \propto E$, условие адиабатичности практически не удается соблюсти из-за пересечения спиновых резонансов (5). В случае протонов резонансы несовершенств $\nu = K$ и "собственные" резонансы с колебаниями частиц приводят к деполаризации уже при достижении энергий 5-10 ГэВ. Преодоление эффекта резонансов очевидными мерами (подавление гармоник несовершенств, осуществление предельно быстрого прохождения собственных резонансов путем скачков бетатронных частот [31]) требует создания сложных электронных систем и кропотливой работы по детектированию поляризации пучка. Успех на этом пути был достигнут в Аргоннской лаборатории на установке ZGS, где поляризованные протоны были ускорены до максимальной энергии синхротрона 12 ГэВ; этой же группой разработан проект ускорения до энергии 26 ГэВ в синхротроне AGS (Брукхейвен) [32, 33]. Однако трудности на этом пути быстро растут с энергией.

Новые возможности дает переход к адиабатическому прохождению резонансов, для чего следует вводить в промежутки специальные достаточно сильные возмущения [23]. Сочетание техники перескока через собственные резонансы и адиабатического прохождения целых резонансов (путем установки соленоидов на орбите) представляется эффективным для ускорения поляризованных дейтронов, звиду малости аномального магнитного момента этих частиц.

Наилучшим образом адиабатичность обеспечивается в описанных системах со змейками, в которых спиновая частота ν не зависит от энергии и находится в постоянном отношении к частотам орбитального движения ($\nu = \frac{I}{2}$), так что выбором рабочих точек по бетатронным частотам можно отстроиться от всех опасных резонансов. Такая перестройка технически вполне приемлема.

для протонов и электронов. Задача сохранения поляризации в процессе ускорения здесь становится не более сложной, чем обеспечение ее устойчивости в стационарном режиме в течение времени ускорения. Оценки показывают возможность ускорения поляризованных частиц в существующих и проектируемых ускорителях и накопителях вплоть до максимальных энергий. Более подробное рассмотрение вопросов ускорения можно найти в докладах, представленных на симпозиум [29].

Ограничения эффективности применения змеек для ускорения могут наступить при энергиях столь высоких, что спиновые резонансы с мощностью одного порядка величины начинают перекрывать-ся. Возможность сохранения поляризации в этих условиях подлежит изучению. Но ясно, что задача облегчается с уменьшением фазового объема пучков. Быть может, новую перспективу откроет ускорение с предварительным охлаждением пучков (например, электронным).

4. Обеспечение радиационной поляризации электронов и позитронов

Известно, что радиационная поляризация, вызываемая спиновой зависимостью излучения в магнитном поле [34, 10], при достаточно высоких энергиях в реальных полях накопителей может разрушаться диффузионным размешиванием траекторий частиц в пучке из-за квантовых флуктуаций излучения [35-37]. Отношение скорости деполяризации к скорости поляризации при достаточной удаленности от спиновых резонансов определяется отношением [21]

$$\frac{\langle |\vec{H}_1|^3 (\partial \vec{H} / \partial g)^2 \rangle}{|K H_1^2 \vec{H}_1|},$$

где фактор $\partial \vec{H} / \partial g \equiv (\vec{\beta} \frac{\partial}{\partial \beta}) \vec{H}(\beta, \vec{r})$ (так называемая спиновая хроматичность) для магнитной дорожки обычного типа связан, в основном, с искажениями замкнутой орбиты и зависимостью

$\nu(g) = \nu_a = g(g-2)/2$. Достигнутый уровень точности выполнения магнитных систем (выставки магнитов и линз) позволяет удовлетворять условие $|\partial \vec{H} / \partial g| < 1$ примерно до энергий 50 ГэВ; при больших энергиях, повидимому, обеспечение поляризации потребует дополнительных мер. Ситуация в области $E > 50$ ГэВ усугубляется еще тем, что разброс $\Delta \nu = \Delta g(g-2)/2$ здесь сравнивается с расстоянием между резонансами, т.е. $\Delta \nu \approx 1$, что дает мощную деполяризацию из-за стохастического прохождения резонансов [41, 36-38, 42].

Поляризация может быть обеспечена (или время ее жизни продлено) следующими мерами:

1. Введение четного числа симметрично расположенных "Сибирских змеек" так, чтобы стабилизировать спиновую частоту ($\nu = \frac{1}{2}$). При 2-х змейках устраняется резонансная диффузия для всех энергий; при 2М змейках мощность деполяризации дополнительно падает по крайней мере в M^2 раз, а критерии существования радиационной поляризации ослабляются в M раз [28].

2. Введение коротких участков с сильными вертикальными полями, ускоряющими процесс поляризации, с одновременной компенсацией параметра $\partial \vec{H} / \partial g$ в этих участках [37].

Введение змеек представляется необходимым также для перевода пучка, поляризованного каким-либо способом при некоторой энергии (высокой или, наоборот, "низкой"), на энергию эксперимента. При обычной магнитной структуре здесь проявились бы те же трудности, что при ускорении поляризованных тяжелых частиц, и даже еще усугубленные резонансно-диффузионной деполяризацией, ввиду медленности возможного темпа изменения энергии в накопителях.

Отметим, что диффузионная деполяризация может проявлять себя и в накопителях тяжелых частиц с охлаждением в стационарных условиях, когда время жизни пучков велико по сравнению с временем стохастического перемешивания частиц. Возможно, и здесь будут полезны похожие меры.

5. Организация продольной поляризации для экспериментов

Простейший способ преобразовать поперечную поляризацию в продольную - повернуть ее на угол 90° относительно скорости радиальным полем, например, как на рис.5 [20, 27, 39]. Этот способ имеет то возможное неудобство, что при этом скорость поворачивается на угол $\tilde{\nu}/2\nu_a$, меняющийся с энергией.

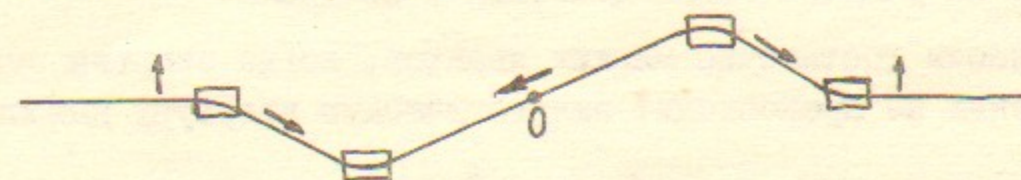


Рис.5. Получение продольной поляризации в точке 0. Стрелками показано направление поляризации между магнитами.

Этот недостаток может быть устранен использованием двумерных поворотов. Известны достаточно разнообразные способы такого рода, позволяющие получать продольно поляризованные пучки нужной спиральности как в ускорителях, так и в накопительных кольцах со встречными пучками (e^-e^+ , $p\bar{p}$, pe) [10].

Универсальными представляются элементы типа винтовых змеек, позволяющие осуществлять нужное преобразование поляризации без результирующего возмущения орбиты пучка. Они могут управлять поляризацией, будучи расположенными как в экспериментальном промежутке, так и за его пределами (рис. 1, 2).

При организации продольной поляризации в накопителях электронов и позитронов необходимо учитывать возникающее изменение спиновой хроматичности $\frac{d\sigma/\sigma}{d\tau}$ с тем, чтобы оптимизацией магнитной системы обеспечивать высокую степень радиационной поляризации или сохранение начальной поляризации в течение достаточного времени. Уже разработаны первые варианты таких систем [40].

6. О лазерных методах поляризации e^-e^+ в накопителях [13, 14].

На свойства динамики спина в магнитном поле существенно опираются способы поляризации электронов и позитронов высоких энергий в режиме циркуляции пучков, использующие спиновую зависимость сечения комптоновского рассеяния. Эта зависимость характеризуется отношением энергии падающего фотона в сопутствующей системе к энергии покоя электрона $\chi = 2\gamma\hbar\omega/mc^2$. При $\chi \gg 1$ спиновая зависимость и энергия отдачи становятся настолько большими, что это можно использовать для преимущественного выбивания из пучка электронов определенной спиральности при однократном рассеянии (метод жестких квантов). При этом необходимо обеспечить продольность поляризации циркулирующих электронов на участке взаимодействия с фотонами.

В области достаточно мягких квантов, когда энергия отдачи при рассеянии не превосходит энергетическую апертуру накопителя ΔE_a :

$$\chi \ll \Delta E_a / \gamma mc^2$$

применим другой способ, не связанный с выходом частиц из пучка.

В этом способе используются спиновая зависимость потерь энергии при многократном рассеянии и спин-орбитальная связь в поле накопителя, характеризуемая спиновой хроматичностью $\frac{d\sigma/\sigma}{d\tau}$ на участке взаимодействия. Здесь следует подчеркнуть, что процессы с переворотом спина в акте рассеяния с ультрарелятивистской точностью имеют в лабораторной системе одинаковые вероятности и это исключает их использование для получения поляризации. Поэтому организация спин-орбитальной связи является необходимой для поляризации пучка мягкими фотонами. Для этого способа наиболее благоприятным направлением поляризации на участке взаимодействия является поперечное к скорости.

Применение этих методов в накопителях на высокие и сверхвысокие энергии требует достаточно мощных источников циркулярно-поляризованного излучения — в субмиллиметровом диапазоне при поляризации мягкими фотонами и в области вакуумного ультрафиолета при поляризации жесткими фотонами. Сегодня имеется реальная возможность создания мощных источников в широком диапазоне спектра, основанных на генерации когерентного излучения релятивистским пучком в ондуляторе. Особенно перспективными представляются безрезонаторные системы, создание которых является целиком прерогативой ускорительной техники [14, 15]. В некоторых случаях достаточным может быть применение обычных квантовых лазеров.

В заключение позволим себе выразить уверенность, что имеющийся сегодня арсенал способов получения поляризованных частиц и оперирования с поляризацией позволит эффективно проводить фундаментальные поляризационные исследования, столь необходимые для физики высоких энергий.

Л и т е р а т у р а

1. Плис Ю.А., Сороко Л.М. УФН 107, 281 (1972).
2. Higher Energy Polarized Proton Beams. AIP Conf. Proceedings (Ann.Arbor, 1977) N 42, New York, 1978.
3. Yu.K.Pilipenko, Proc. of the 1980 Inter. Symp., p. 429, Lausanne, 1981.
4. Бельченко Ю.И. и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий (Протвино, июль 1977), том I, с.287, Серпухов, 1977.
5. Дудников В.Г. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям, Москва, 1974, т.1, 323 (1975).
6. Шамовский В.Г., Шатунов Ю.М. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям. ОИЯИ Дубна, т.2, 102 (1978).
7. Зеленский А.Н., Кохановский С.А. ИЯИ АН СССР П-0176, Москва, 1980.
8. Будкер Г.И., Скринский А.Н. УФН 124, 561 (1978).
9. Будкер Г.И. и др. Труды X Международной конференции по ускорителям. 2, 141, Серпухов, 1977.
10. Дербенев Я.С. и др. Там же, с.55.
11. Друкарев Г.Ф., Обьедков В.Д. УФН 127, 621.
12. Drachenfels et al. Zs. Phys. 1974, Bd. 269, S. 387.
13. Derbenev Ya.S., Kondratenko A.M. and Saldin E.L. Nucl. Instr. and Meth. 165, 201 (1979); 165, 15 (1979).
14. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Салдин Е.Л. Доклад на Международном симпозиуме по поляризационным явлениям, Дубна, ноябрь 1981 г.
15. Kondratenko A.M., Saldin E.L. Part Acc. 10, 207 (1980).
16. Kroll N.M., McMillan W.A. Phys. Rev. A 17, 300, (1978).
17. Салдин Е.Л. Препринт ИЯФ 78-69, Новосибирск (1978).
18. Балакин В.Е., Михайличенко А.А. Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям, т.1, 302, Дубна 1981.
19. Берестецкий В.Б., Лившиц Е.Н., Пятаевский Л.П., Релятивистская квантовая теория ч.1. Москва 1968.
20. Дербенев А.С., Кондратенко А.М., Скринский А.Н. ДАН СССР 192, 1255 (1970).
21. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. ЖЭТФ 64, 1918 (1973).
22. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Скринский А.Н. ЖЭТФ, 60, 1216 (1971).
23. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. Труды X Международной конференции по ускорителям. т.2, 70, Серпухов, 1977; ДАН СССР 223, 830 (1975).
24. Froissart M., Stora R. Nucl. Instr. and Meth. 7, 297 (1960).
25. Зенкевич П.Р. Труды IV Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963, с.911.
26. Симонян Х.А. Там же, с.915.
27. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Скринский А.Н. Препринт ИЯФ 2-70, Новосибирск, 1970.
28. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. ДАН СССР 246, 301 (1979); Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям. т.2, 239, ОИЯИ, Дубна, 1979; Proc. Int. Symp. on pol. beams and targets, Argonne 1978 (Amer. Inst. Phys. New York, 1979)p.292.
29. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. Доклад на Международном симпозиуме по поляризационным явлениям, Дубна, ноябрь 1981.
30. Steffen K. Доклад на Международном симпозиуме по поляризационным явлениям, Дубна, 1981.
31. Cohen D. Rev. Sci. Instr. 33, 161 (1962).
32. Martin R.L. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий (Протвино, июль 1977),
33. Fernov R.C., Krisch A.D. UM HE 81-7 (1981).
34. Соколов А.А., Тернов И.М. ДАН СССР, 223, 830 (1963).
35. Байер В.Н., Орлов Ю.Ф. ДАН СССР, 165, 783 (1965).
36. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. ЖЭТФ 62, 430 (1972).
37. Derbenev Ya.S., Kondratenko A.M., Skrinisky A.N. Part. Acc. 9, 247 (1979).
38. Montague B.W. and Kondratenko A.M. CERN-ISR-TH/80-38 (LEP note 255).

39. Schwitters R., Richter B. SPEAR - 175, PER - Note 87 (1974).
40. Никитин С.А., Салдин Е.Л., Юрков М.В. Доклад на Международном симпозиуме по поляризационным явлениям, Дубна, 1981.
41. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. ДАН СССР, 217, 311 (1974) /Sov. Phys. Dokl. v. 19, 438 (1975)/.
42. D.Möhl and B.Montague., Nucl. Instr. and Meth. 137, 423 (1976)

Работа поступила - 30 декабря 1981 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 7.01-1982г. МН 03011
Усл. 1,0 печ.л., 0,8 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно
Заказ № 2.

Отпечатано на роталпринте ИЯФ СО АН СССР