Б. П. Адьясевич, С. Т. Беляев, Е. К. Завойский, Ю. П. Полунин

ИСТОЧНИКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЯДЕР ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ

Изучение спиновой зависимости ядерных сил встречает существенные трудности при постановке экспериментов на ускорителях, дающих пучки неполяризованных частиц. Действительно, в этих условиях требуется исследовать двойное, а иногда тройное рассеяние, что связано с колоссальной потерей интенсивности пучка.

Между тем, как будет показано ниже, за редкими исключениями, все типы ускорителей могут ускорять поляризованные частицы, не деполяризуя их в процессе ускорения. Поэтому мы считаем своевременным поставить вопрос о разработке источников поляризованных частиц с целью существенного расширения возможностей ускорителей.

В докладе описываются некоторые принципы построения таких источников и приводятся оценки интенсивности пучков поляризованных ионов. Идея ускорения поляризованных частиц впервые была высказана И. И. Гуревичем в 1954 г. (не опубликовано). Краткие сообщения об этой же идее содержатся в заметках [2, 3]. Вопросы, связанные с источниками, обсуждаются в работах [1—4], [9] и [10]. В отчетах [5, 6] рассматривается деполяризация протонов при ионизации атома водорода электронным ударом. В отчетах [7, 8] теоретически изучается деполяризация протонов при ускорении их в линейном ускорителе и циклотроне.

Спиновое состояние ускоряемого протона можно рассматривать независимо от его движения. Поэтому задача сводится к исследованию поведения спина в переменных магнитных полях (в системе покоящегося протона). По скорости изменения во времени все поля можно грубо разделить на три типа: 1) адиабатические, 2) быстрые (баллистические), 3) резонансные, т. е. с частотой [1] ω, близкой к $\omega_r = 2\mu H/\hbar$.

АДИАБАТИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩАЮЩИЕ ПОЛЯ

При адиабатическом изменении направления магнитного поля [2] спин успевает следовать за полем и переворачивания спинов не происходит. В этом случае может изменяться лишь направление поляризации пучка, но не ее величина.

---

[1] В циклическом ускорителе частота обращения $\omega = \frac{1}{\mu}\omega_r$ ($\mu = 2{,}78$), поэтому она может служить мерой скорости изменения поля.

[2] Изменяющееся с произвольной скоростью поле не меняет спинового состояния.

БЫСТРЫЕ (БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ) ВОЗМУЩАЮЩИЕ ПОЛЯ

Рассмотрим два практически интересных случая.

а) Большое постоянное поле (циклические ускорители). Можно считать, что возмущения представляют собой быстрые (мгновенные) изменения направления магнитного поля (в плоскости перпендикулярной движению), причем последовательные возмущения некоррелированы. В циклотронах этот случай осуществляется при резком переходе частицы из верхней части дуантов в нижнюю (например, при прохождении электрической линзы ускоряющего промежутка). При этом угол поворота поля равен

$$\vartheta \approx \frac{\Delta H_R}{H_z} \approx \left| \frac{\partial \ln H_z}{\partial \ln R} \right| \frac{z}{R} \equiv n \frac{z}{R}, \tag{1}$$

где z — изменение амплитуды частицы. В ускорителях, имеющих промежутки без магнитного поля, частица при переходе через этот промежуток может попасть в поле с другой радиальной составляющей. В этом случае угол ϑ также будет определяться формулой (1).

Действие N некоррелированных поворотов поля приводит к диффузному расплыванию ориентаций спинов. Степень расплывания характеризуется углом θ, который определяется формулой

$$\theta^2 = N\overline{\vartheta^2}, \tag{2}$$

где $\overline{\vartheta^2}$ — средний квадрат угла поворота поля при каждом возмущении. Среднее значение спина (в единицах $\hbar/2$) определяется величиной $\cos\theta \approx 1 - \frac{1}{2}\theta^2$, так что величина

$$D = \frac{1}{2}\theta^2 \tag{3}$$

характеризует степень деполяризации. Например, в случае космотрона имеем

$$n = -\frac{\partial \ln H}{\partial \ln R} = 0{,}5; \quad \frac{z}{R} = \frac{1}{10^3}; \quad \vartheta \sim 0{,}5 \cdot 10^{-3}; \quad N \sim 10^6; \quad D \sim 0{,}1;$$

но при $\frac{z}{R} = 2 \cdot 10^{-3}$ $\quad D = 0{,}5$.

Сильной деполяризации следует ожидать в ускорителях с сильной фокусировкой ($n \sim 10^2$—10^3).

б) Постоянное магнитное поле отсутствует (линейные ускорители). Возмущениями являются хаотические магнитные поля. В случае, когда все возмущения в среднем одинаковы, разброс спинов определяется формулой (2), где под $\overline{\vartheta^2}$ следует понимать средний квадрат угла поворота спина за время одного возмущения Δt, т. е.

$$\overline{\vartheta^2} = \overline{(\omega \Delta t)^2} = \overline{\left(2{,}78 \frac{eH}{mc} \Delta t\right)^2}. \tag{4}$$

В случае неэквивалентных возмущающих полей вместо формулы (2) следует написать выражение

$$\theta^2 = \sum_i \overline{\vartheta_i^2} = \sum_i \overline{\left(2{,}78 \frac{eH_i}{mc} \Delta t_i\right)^2}. \tag{5}$$

В линейном ускорителе при прохождении через ускоряющий промежуток магнитное поле в системе протона равно (ось x совпадает с направлением движения, ось z с направлением спина):

$$H'_y = \frac{v}{c}\frac{E_z}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \quad H'_z = -\frac{v}{c}\frac{E_y}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}. \tag{6}$$

Угол поворота спина ϑ, возникающий в результате прохождения промежутка, определяется из (4) и (6):

$$\vartheta = 2{,}78\frac{eH'_y}{mc}\Delta t = 2{,}78\frac{elE_z}{mc^2\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \tag{7}$$

где $l = v\Delta t$ — длина ускоряющего промежутка. Величина деполяризации в случае нерелятивистских частиц

$$D = \frac{1}{2}\vartheta^2 = \frac{1}{2}N\left(2{,}78\frac{elE_z}{mc^2}\right)^2. \tag{8}$$

Полагая $E_z \sim E_x$, получаем

$$D \sim \frac{1}{N}\left(\frac{T}{mc^2}\right)^2, \tag{9}$$

где $T = elE_xN$ — конечная кинетическая энергия протона. Таким образом, деполяризация в этом случае практически отсутствует.

Выше было сделано предположение, что возмущения некоррелированы между собой. Если несколько последовательных возмущающих полей коррелированы[1], то в предыдущих формулах под ϑ следует понимать угол поворота спина в результате действия всех коррелированных возмущений, а под N — число коррелированных групп.

РЕЗОНАНСНЫЕ ВОЗМУЩАЮЩИЕ ПОЛЯ
(при наличии постоянного поля)

Практически нет оснований опасаться появления в ускорителях длительных резонансных возмущений. Однако возможны кратковременные возмущения. Для простоты можно считать, что возмущениями являются вращающиеся магнитные поля. Если перейти во вращающуюся систему координат, то в ней постоянное поле отсутствует, а возмущением является появление перпендикулярных полей. Этот случай совпадает с разобранным в пункте 2, б.

ИСТОЧНИКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ (ИПЧ)

Проделанные выше оценки деполяризации позволяют заключить, что в линейных и циклических ускорителях, рассчитанных на не слишком большие энергии, не будет происходить заметной деполяризации. В ускорителях на большие энергии со слабой фокусировкой можно ожидать появления некоторой деполяризации; величину ее можно выяснить лишь в каждом конкретном случае. В ускорителях с сильной фокусировкой, по-видимому, будет происходить полная деполяризация.

[1] Коррелированными могут быть все ускоряющие промежутки, проходимые частицей за один полупериод радиальных, фазовых и других колебаний.

Рассмотрим некоторые возможные источники поляризованных частиц.

а) ИПЧ, основанный на отклонении атомарного водорода в неоднородном магнитном поле с последующей ионизацией атомов водорода. В магнитном поле атом обладает четырьмя стационарными состояниями. Два из них описываются волновыми функциями, отвечающими полному моменту 1 и его проекциям +1 и —1.

$$\Psi_{1,1} = \chi_{1/2}(e)\,\chi_{1/2}(p), \tag{10}$$

$$\Psi_{1,-1} = \chi_{-1/2}(e)\,\chi_{-1/2}(p), \tag{11}$$

где $\chi_a(e)$, $\chi_b(p)$ — спиновые волновые функции электрона и протона с проекциями a и b на ось квантования. Каждое из двух оставшихся состояний представляет собой суперпозицию функций с полным моментом 0 и 1 и проекцией, равной 0:

$$\Psi_{1,0} = \alpha_1^0\Psi_{1,0} + \beta_1^0\Psi_{0,0}, \tag{12}$$

$$\Psi_{0,0} = \alpha_0^0\Psi_{1,0} + \beta_0^0\Psi_{0,0}, \tag{13}$$

где

$$\Psi_{1,0} = \frac{1}{\sqrt{2}}\{\chi_{1/2}(e)\,\chi_{-1/2}(p) + \chi_{-1/2}(e)\,\chi_{1/2}(p)\},$$

$$\Psi_{0,0} = \frac{1}{\sqrt{2}}\{\chi_{1/2}(e)\,\chi_{-1/2}(p) - \chi_{-1/2}(e)\,\chi_{1/2}(p)\}$$

и

$$\alpha_1^0 = \frac{x}{\sqrt{x^2 + (1-\sqrt{1+x^2})^2}}; \quad \beta_1^0 = \frac{1-\sqrt{1+x^2}}{\sqrt{x^2 + (1-\sqrt{1+x^2})^2}};$$

$$\alpha_0^0 = \frac{x}{\sqrt{x^2 + (1+\sqrt{1+x^2})^2}}; \quad \beta_0^0 = \frac{1+\sqrt{1+x^2}}{\sqrt{x^2 + (1+\sqrt{1+x^2})^2}};$$

$$x = \frac{(\mu_e + \mu_p)H}{2\varepsilon} \approx \frac{H}{500\ гс}; \quad \varepsilon = \frac{8}{3}\frac{\mu_e\mu_p}{a^3}\ (a — \text{боровский радиус}).$$

Свойства коэффициентов α и β таковы, что находясь в этих состояниях атом в сильном магнитном поле ($x \gg 1$) оказывается поляризованным как по спину электрона, так и по спину протона с противоположными проекциями. В слабом магнитном поле ($x \ll 1$), атом будет неполяризован. Таким образом, если получить в сильном магнитном поле поляризованные по электронному спину атомы, а затем, изменяя магнитное поле, адиабатически вывести их в область слабого поля, то атомы оказываются поляризованными на 50% по спину протона. Состояние поляризованных по электронному спину атомов описывается одной из функций (10), (11) и одной из функций (12), (13).

Одним из методов получения поляризованных атомов является опыт типа Штерна-Герлаха с атомарным водородом. Оценим интенсивность атомарного пучка, которую можно получить в оптимальных условиях. Источником атомарного водорода может служить, например, трубка Вуда. Атомарный пучок получается в результате эффузионного истечения из трубки. Принимая произведение давления в трубке p на ширину щели в трубке d равным $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ *мм* рт. ст. (эти величины связаны усло-

вием $\lambda \geqslant d$, где λ длина свободного пробега атомов), напряженность магнитного поля $\sim 1{,}5 \cdot 10^4$ *гс*, температуру в разряде, охлаждаемом жидким азотом, $\sim 100°$ К и длину магнита с неоднородным полем равной половине расстояния всей длины пучкам, получим

$$I = \frac{2 \cdot 10^{18} r}{T^{3/2}} = 2 \cdot 10^{15} r \frac{атом}{сек},$$

где r — радиус магнита (аналогичный применяемому в опытах Раби), создающего неоднородное магнитное поле.

Ионизация атомов может производиться путем электронной бомбардировки. Если обеспечить ионизацию 0,1% атомов пучка, то можно будет получить источник с интенсивностью $\sim 0{,}1$ *мка*.

В приведенном выше расчете телесный угол, в котором используются вылетающие из источника атомы, определялся применяемым для разделения атомов градиентом магнитного поля. Путем создания соответствующей коллимирующей системы можно увеличить этот телесный угол, что, по расчетам, сможет повысить на порядок интенсивность источника.

Если на пучок атомов с 50%-ной поляризацией наложить радиочастотное поле с тем, чтобы вызвать переходы между состояниями с проекцией полного момента равного нулю, то путем подбора интенсивности радиочастотного излучения и ионизации в сильном магнитном поле можно повысить процент поляризации протонов в пучке до 75—80%.

Предлагаемый метод пригоден для получения поляризованных протонов и дейтонов. В последнем случае поляризация получается несколько меньшей из-за того, что спин дейтона равен 1.

Вопрос о деполяризации частиц пучка при ионизации рассматривался в работах [5] и [6], в которых показано, что в этом случае деполяризации происходить практически не будет, если применять электроны с энергией ~ 1 *кэв*.

При использовании такого источника в электростатическом генераторе размещение источника на высоковольтном конце ускоряющей трубки представит значительные трудности из-за необходимости обеспечить большую скорость откачки и требуемую мощность питания.

В области, где происходит ионизация пучка, необходим вакуум порядка $\sim 10^{-7}$ *мм* рт. ст. Такой вакуум может быть обеспечен при обычном натекании газа только благодаря применению мощных вакуумных насосов, например, ионно-титановых.

б) ИПЧ, основанный на поляризации в ферромагнитной пленке. Поляризация атомов водорода (или других атомов) по электронному спину может быть осуществлена при захвате протоном «ферромагнитного» электрона из ферромагнетика. Для этого пучок протонов с энергией в 10—40 *кэв* направляется на тонкую ($\sim 3 \cdot 10^{-6}$ *см*) ферромагнитную пленку, намагниченную до насыщения. Часть протонов, проходя через фольгу, выйдет из нее в виде нейтральных атомов, обладающих некоторой поляризацией P_e по электронному спину благодаря захвату «ферромагнитных» электронов. Если на пути этих атомов, но вне магнитного поля, поставить вторую фольгу для «обдирания» с них электронов, то вышедшие из нее протоны будут иметь поляризацию $\frac{P_e}{2}$.

Ожидается, что поляризация протонов в железной пленке превысит 15%. Применение радиочастотных полей позволит существенно увеличить степень поляризации. Интенсивность источника с ферромагнитной пленкой может быть очень велика и достигать десятков и даже сотен микроампер. а в импульсном режиме — десятков миллиампер в импульсе.

в) ИПЧ, основанный на использовании лембовского сдвига уровней $2s_{1/2}$ и $2p_{1/2}$ и метастабильности уровня $2s_{1/2}$. Если пучок атомарного водорода содержит атомы, находящиеся в основном и метастабильном состоянии $2s_{1/2}$, то эти атомы могут быть легко поляризованы по электронному спину, путем наложения на пучок поля около 540 *э*. Как известно из опытов Лемба и Ризерфорда, магнитное поле в 540 *э* смешивает одно из состояний $2s_{1/2}$ с состояниями $2p_{1/2}$ и в пучке остаются метастабильные атомы только с одной ориентацией спина относительно направления магнитного поля [11]. Эти атомы легко могут быть ионизированы вне магнитного поля светом или электронным ударом и, таким образом, получены поляризованные протоны с 50%-ной поляризацией. Использование в этом случае радиочастотных методов позволит значительно увеличить поляризацию протонов.

Очень существенно, что ионизация метастабильных атомов может производиться при относительно высоких давлениях остаточного газа в области ионизации, так как световые кванты и электроны с энергией меньше 13.4 *эв* могут ионизировать только метастабильные атомы водорода. Интенсивность такого ИПЧ определяется главным образом скоростью откачки водорода и эффективностью ионизации метастабильных атомов.

По-видимому, значительно более интенсивный источник может быть получен за счет образования метастабильных состояний водорода при некоторых условиях в газовом разряде. Успех зависит от того, можно ли получить: 1) населенность уровней $2s_{1/2}$ бóльшую, чем населенность уровней p; 2) ионизацию водорода только в $2s_{1/2}$ состоянии. При выполнении этих условий наложение на разряд магнитного поля в 540 *э* и очень слабого радиочастотного поля может привести к почти полной поляризации протонов в разряде. Этот вопрос более подробно рассмотрен в работе [10].

В заключение укажем, что, несомненно, могут быть использованы и другие методы получения поляризованных частиц. Исследования в этом направлении нам кажутся важными и целью доклада было привлечь к ним внимание.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. Адьясевич, С. Беляев, Ю. Полунин.* Тез. докл. на конф. по физике частиц высоких энергий. М., 1956.
2. *R. Garwin.* Bull. Am. Phys. Soc., **1**, 65, 1956.
3. *R. Tripp.* Bull. Am. Phys. Soc., **30**, 28, 1955.
4. *G. Clausnitzer, R. Fleischmann, H. Schopper.* Zschr. f. Phys., **144**, H. 4, 336, 1956.
5. *Г. Хуцишвили.* Тбилисск. Гос. ун-т, отчет, 1954; Дисс. Тбилиси, 1956.
6. *В. Галицкий.* АН СССР, отчет, 1955.
7. *Л. Розенцвейг.* УФТИ, отчет, 1954.
8. *Г. Будянский, Ю. Завенягин, Н. Федоров.* АН СССР, отчет, 1955.
9. *Е. Завойский.* ЖЭТФ, **32**, 2, 1957.
10. *Е. Завойский.* ЖЭТФ, **32**, 731, 1957.
11. *W. Lamb, R. Retherford.* Phys. Rev., **81**, 222, 1951.

Институт атомной энергии АН СССР