

5209

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P1 - 5209

Л.И. Лapidус, Ю.А. Плис, В.П. Саранцев,
Л.М. Сороко

ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ НА КОЛЬЦЕТРОНЕ

1970

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ
ОТДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

P1 - 5209

Л.И. Липидус, Ю.А. Плис, В.П. Саранцев,
Л.М. Сороко

**ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ НА КОЛЬЦЕТРОНЕ**

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Summary

The electron ring accelerator (ERA) may be very useful for the production of polarized particles of high intensity. It is due to the fact that polarized ions are accumulated in the electron ring during the time of injection (approximately 1 msec). With the atomic beam density $\rho = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ and the number of electrons in the ring $N_e = 3 \cdot 10^{13}$ we have the number of polarized protons in the ring $N_i = 2.5 \cdot 10^{11}$, i.e. as in the ordinary mode for nonpolarized ions. The crucial problem is to conserve polarization during the time of injection and acceleration. The estimations for P show that the decrease of the number of electrons (24) is necessary for producing polarized ions with a high polarization degree. Fortunately, the limit is rather high ($N_e < 3 \cdot 10^{13}$) for the projected parameters of the compressor. The polarized proton beam after acceleration will have the longitudinal polarization, which can be changed (29) to the transversal polarization, if necessary, with the magnet ($l = 2.7 \text{ m}$, $B = 10^4 \text{ gauss}$ for any energy). The sign of polarization can be changed every pulse that gives possibilities for sensible experiments on the P, T-parity conservation. Some essential experiments are discussed.

В в е д е н и е

Метод коллективного ускорения ионов/1/ в кольцетроне весьма перспективен для получения частиц сверхвысоких энергий. Представляет поэтому интерес рассмотреть возможность ускорения в кольцетроне поляризованных ионов. При этом основное внимание уделяется вопросам интенсивности и сохранения поляризации ионов при ускорении.

Обычно инжекция ионов/2/ происходит в конце процесса сжатия электронного кольца. Для этого в объем адгезатора напускают водород при давлении $P \approx 10^{-6}$ тор на время $t_{\text{инж.}} \approx 50$ мсек. Протоны, образовавшиеся при ионизации молекул, накапливаются в кольце в количестве $N_p \approx 10^{-2} N_e$, где N_e — число электронов в кольце.

Если в электронное кольцо направить пучок атомов с поляризованными ядрами, то будут накапливаться поляризованные ионы. Поскольку давление в пучке поляризованных атомов водорода составляет $10^{-6} - 10^{-7}$ тор, то можно ожидать, что интенсивность пучка ускоренных поляризованных протонов будет того же порядка величины, что и поляризованного пучка.

Электронное кольцо обладает сильным собственным магнитным полем, так что при колебаниях протона в потенциальной яме кольца на спин протона воздействует переменное во времени магнитное поле. Поскольку ускорение электронно-ионного сгустка будет происходить в линейном ускорителе, где не ожидается дополнительных эффектов деполяризации, то достаточно оценить ту деполяризацию, которая может возникнуть в покоящемся электронно-ионном кольце за время его существования.

В разделе 2 показано, что требование сохранения поляризации накладывает ограничение на полное число электронов в кольце. При принятых параметрах кольцетрона /2/ для сохранения поляризации $P \geq 90\%$ необходимо, чтобы $N_e \leq 3 \cdot 10^{13}$.

1. Интенсивность поляризованного пучка

протонов

При инъекции поляризованных атомов в адгезатор (рис. 1) атомы пролетают расстояние ≈ 50 см прежде чем попадают в кольцо. Примем, что атомный пучок имеет диаметр поперечного сечения ≈ 1 см, угловую расходимость $\approx 10^{-2}$ на половине угла и интенсивность $\approx 2 \cdot 10^{16}$ сек $^{-1}$. В адгезаторе диаметр пучка возрастает до 2 см. При средней скорости атомов $v \approx 3 \cdot 10^5$ см/сек объемная плотность атомного пучка уменьшится до

$$\rho \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}.$$

Ток поляризованных протонов, ионизованных в кольце, составит

$$I^+ = j_e \rho \sigma_i V, \quad (1)$$

где при $N_e = 3 \cdot 10^{13}$ плотность электронного пучка

$$j_e = \frac{N_e e}{2\pi R \pi a^2} = 6,3 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}, \quad (2)$$

R - радиус орбиты электронов (5 см), a - средний радиус сечения кольца (0,12 см), а объем ионизации

$$V = \pi a^2 \ell, \quad (3)$$

где ℓ - длина дуги кольца, пересекаемая атомным пучком.

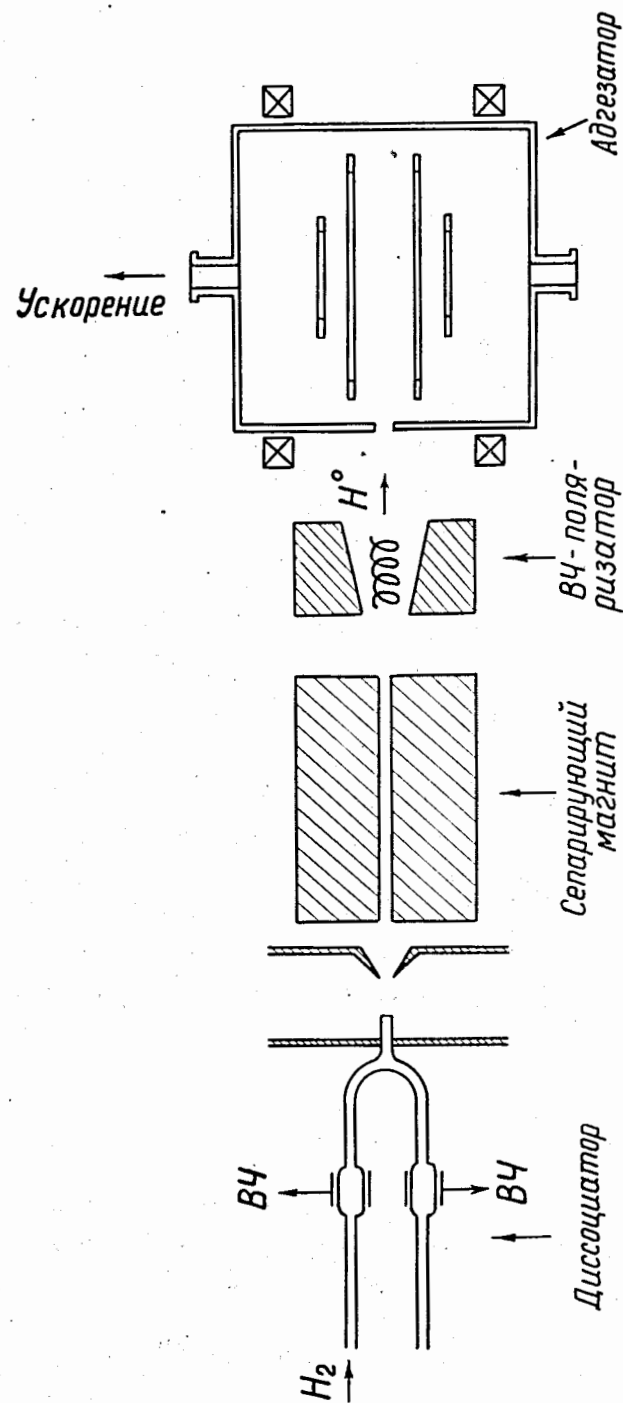


Рис. 1. Схема инъекции поляризованных атомов в кольцетроне.

При благоприятных условиях инжекции (по краю кольца)

$$l \approx 9 \text{ см}, \quad V \approx 0,4 \text{ см}^3. \quad (4)$$

Сечение ионизации атома водорода релятивистскими электронами σ_1 определяется соотношением [3/

$$\sigma_1 = \frac{6,56 \cdot 10^{-14}}{U_i^2} \frac{2}{3} \frac{U_i}{m_e c^2} \ln \frac{E_{\text{кин}}}{U_i}, \quad (5)$$

где $U_i = 13,6$ эв - потенциал ионизации атома водорода.

При энергии электронов $E_{\text{кин}} = 25$ Мэв ($\gamma \approx 50$)

$$\sigma_1 \approx 0,9 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2. \quad (6)$$

Подставляя указанные значения V , σ_1 и ρ в (1), получим:

$$I^+ \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}. \quad (7)$$

При длительности инжекции, равной $t_{\text{инж}} \approx 5 \cdot 10^{-4}$ сек, число накопленных поляризованных протонов составит $\approx 2,5 \cdot 10^{11}$, т.е. интенсивность пучка поляризованных протонов будет близка к интенсивности пучка неполяризованных. Этот результат очень важен, так как при современной технике получения поляризованных ионов ускоренные пучки поляризованных частиц имеют интенсивность на несколько порядков ниже, чем пучки поляризованных.

2. Деполяризация в электронно-ионном кольце

Рассмотрим эффект деполяризации на стадии инжекции. Частота ларморовской прецессии во внешнем магнитном поле напряженностью $B = 2 \cdot 10^4$ гс для протонов, находящихся в атомах водорода, равна

$$\omega_L = \frac{g_p}{2} \frac{eB}{Mc} = 5,4 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}, \quad (8)$$

где M - масса протона, $g_p = 5,6$. Время, в течение которого атом тепловой скорости находится в пересечении с кольцом, составляет

$$\tau \approx \frac{a}{v} \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ сек}, \quad (9)$$

а характеристическая частота вращения магнитного поля в системе покоя атома

$$\omega_x \approx \frac{1}{\tau} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}, \quad (10)$$

так что

$$\frac{\omega_x}{\omega_L} \approx \frac{3 \cdot 10^6}{5,4 \cdot 10^8} \approx 5,5 \cdot 10^{-3} \ll 1. \quad (11)$$

Таким образом, адиабатическое условие выполнено, и спин протона сразу же после ионизации направлен вдоль суммарного магнитного поля в точке ионизации.

При колебательных движениях протона по радиусу на спин протонов действует вращающееся магнитное поле. Колебания протонов в потенциальной яме, образованной электронным кольцом, описываются уравнением

$$M \ddot{r} + e E_r = 0, \quad (12)$$

где E_r - электрическое поле внутри кольца. Оно равно

$$E_r = \frac{N_e e r}{\pi R a^2}, \quad (13)$$

$$E_r = 5,85 \cdot 10^{-7} N_e r \quad (\text{в/см}), \quad (14)$$

где N_e - число электронов в сгустке.

Из (12) и (13) находим, что частота колебаний протонов равна

$$\omega^2 = \frac{N_e e^2}{\pi R^2 a^2 M} = 5,6 \cdot 10^5 N_e. \quad (15)$$

При

$$N_e = 10^{13}, \quad \omega = 2,4 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1} \quad (16)$$

при

$$N_e = 10^{14}, \quad \omega = 7,5 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}.$$

Таким образом, при указанных значениях N_e частота вращающегося поля превышает частоту ларморовской прецессии. Это означает, что спин протона не успевает следовать за направлением магнитного поля и сохраняет ту ориентацию, которую он имел сразу же после ионизации. Следовательно, для сохранения поляризации протонов необходимо, чтобы собственное магнитное поле сгустка было существенно меньше внешнего магнитного поля.

Собственное магнитное поле вне кольца

$$B_i = \frac{2I_e}{cr} = \frac{N_e e}{\pi R r} \quad (17)$$

На краю кольца $r = a$, и

$$B_i^{\max} = \frac{N_e e}{\pi R a} \quad (18)$$

Для внешнего поля B_0 имеем ^{/2/}:

$$B_0 = \frac{\gamma \beta e}{R r_0} (1 + \mu P), \quad (19)$$

где γ - релятивистский фактор в конце процесса сжатия,

$$r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad P = 2 \ln \frac{8R}{a}, \quad (20)$$

$$\mu = \frac{r_0 N_e}{2\pi R \gamma}, \quad \beta \approx 1.$$

Найдем угол α между вектором спина и осью z :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{B_i^{\max}}{B_0} = \frac{N_e r_0}{\pi a \gamma \beta (1 + \mu P)} \quad (21)$$

Пренебрегая $\mu P \ll 1$, получим:

$$\operatorname{tg} \alpha \approx 0,9 \cdot 10^{-12} \frac{N_e}{\gamma} \quad (22)$$

Если ограничить допустимую деполяризацию величиной 10%,

$$\cos \alpha \geq 0,9, \quad (23)$$

$$\operatorname{tg} \alpha \leq 0,5.$$

Из (22) и (23) находим ограничение на число электронов в сгустке:

$$\frac{N_e}{\gamma} < 5,3 \cdot 10^{11} \quad (24)$$

В более общем виде:

$$\frac{\nu}{\gamma} < 4,7 \cdot 10^{-3}, \quad (25)$$

где $\nu = r_0 \frac{N_e}{2\pi R}$ При $\gamma = 50$ получаем:

$$N_e \leq 3 \cdot 10^{13}, \quad N_p = 10^{-2} N_e \leq 3 \cdot 10^{11} \quad (26)$$

При таком количестве электронов требуется внешнее магнитное поле $B_0 = 1,8 \cdot 10^4$ гаусс, величина $\mu P = 5,9 \cdot 10^{-2}$, $B_i^{\max} = 8,7 \cdot 10^3$ гс.

Таким образом, при соблюдении условия (24) существенной деполяризации протонов за счёт собственного поля кольца не произойдет.

На рис. 2 приведена зависимость поляризации P_z от N и γ .

Оценки деполяризации протонов при однократных и многократных соударениях релятивистских электронов с протонами показывают, что эти эффекты незначительны для времени существования сгустка $\approx 10^{-2}$ сек.

3. Изменение направления поляризации

Пучок поляризованных протонов на выходе кольцетрона будет обладать продольной поляризацией, знак которой меняется в зависимости от режима работы высокочастотного или сверхвысокочастотного генератора квантовых переходов источника поляризованных частиц.

Располагая пучком продольно поляризованных протонов, можно с помощью постоянного магнитного поля получить пучок протонов с поперечной поляризацией. Благодаря релятивистскому фактору и большому аномальному магнитному моменту протона длина участка магнитного поля оказывается не зависящей от энергии протона.

Действительно, угол поворота вектора спина в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, равен $\pi/4$

$$\phi_p = \omega_p t = \frac{e B}{M \gamma c} (1 + 1,8 \gamma) t, \quad (27)$$

где t - время пролета в лабораторной системе координат. Угол поворота импульса равен

$$\phi_c = \omega_c t = \frac{e B}{M \gamma c} t. \quad (28)$$

Для превращения продольной поляризации в поперечную необходимо, чтобы разность

$$\Delta \phi = \phi_p - \phi_c = \frac{\pi}{2}. \quad (29)$$

Отсюда - длина магнита - равна

$$L = \frac{\pi}{2} \frac{M c^2}{1,8 e B}. \quad (30)$$

Для $B = 10^4$ гс, $L = 2,7$ м. При этом радиус траектории для $\gamma = 1000$ равен

$$R \approx 3 \cdot 10^3 \text{ м}, \quad (31)$$

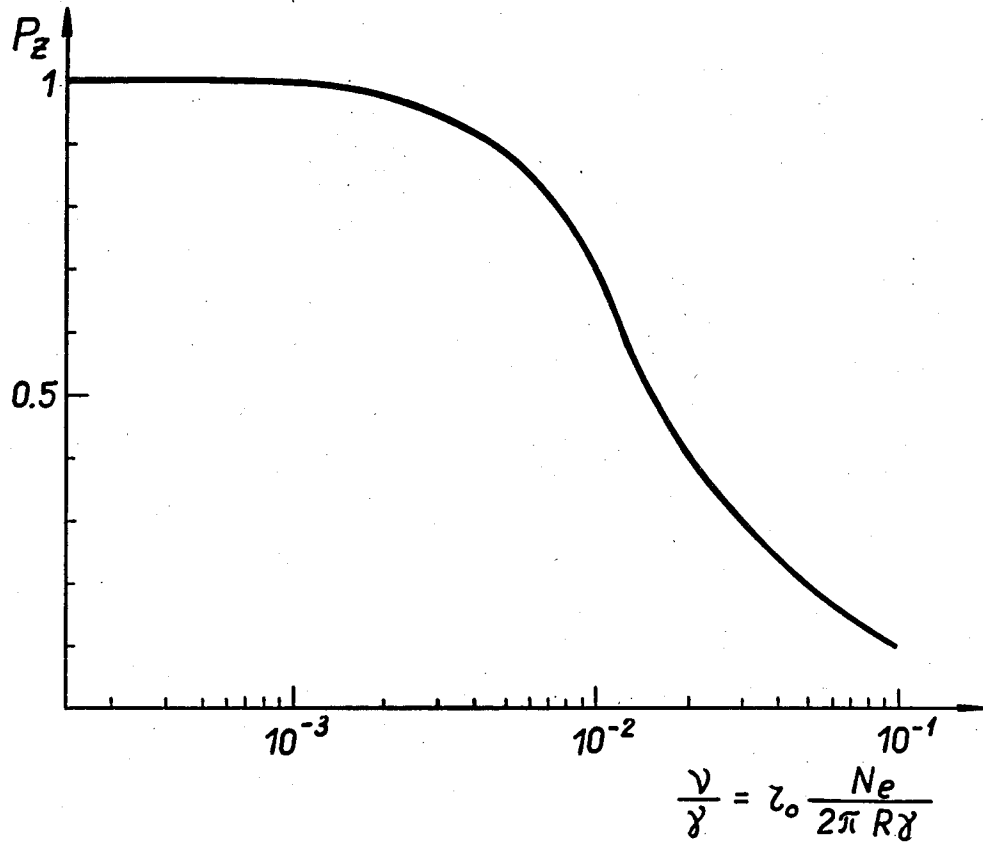


Рис. 2. Зависимость поляризации протонов P_z от числа электронов в кольце N_e и релятивистского фактора γ .

так что траектория протонов практически не искривляется. Таким образом, магнит для поворота спина протона при напряженности поля $B = 10$ кгс будет иметь полюса длиной 2,7 м и шириной, равной размеру кольца.

4. Ускорение других ионов

Все изложенное выше остается справедливым в общих чертах не только для протонов, но и для многозарядных ионов. Сверх того пучок поляризованных дейтронов даст возможность генерировать интенсивные пучки поляризованных нейтронов с произвольной ориентацией спина. Все это, если учесть прогресс в разработке поляризованных мишеней, создает благоприятные условия для исследования поляризационных эффектов при высоких энергиях. Остановимся кратко на основных направлениях исследований.

5. Проверка принципов симметрии

Несмотря на то, что в исследованной до сих пор области энергий не обнаружено экспериментальных указаний на нарушение P -и T -инвариантности в сильных взаимодействиях, необходимость проверки следствий принципов симметрий остается самой насущной.

В последнее время выполнены весьма тонкие эксперименты [5,6], в которых была достигнута очень высокая точность проверки сохранения пространственной четности в сильных взаимодействиях. Однако эти опыты выполнены с частицами малых энергий, и поэтому результаты их нечувствительны к вкладу, исчезающему при малых скоростях.

Точность опытов, проведенных при энергии протонов в области 500 Мэв + 20 Гэв, невелика и составляет всего 1 + 2%.

Поэтому можно считать, что полученные данные в изучаемой области энергий не могут исключить небольшого и даже заметного нарушения P - или (i) T -инвариантности при очень высоких энергиях.

Рассмотрим некоторые, наиболее характерные и доступные для наблюдения эффекты.

В отсутствие P -инвариантности выражение для полного сечения взаимодействия продольно поляризованного пучка частиц со спином $1/2$ и поляризацией \vec{P} на ядре со спином 0 имеет вид [7]

$$\sigma_p = \sigma_0 + \sigma_1 (\vec{P} \vec{k}), \quad (32)$$

где \vec{k} - единичный вектор вдоль направления падающего пучка, σ_0 - полное сечение взаимодействия неполяризованного пучка, σ_p - поляризованного, а σ_1 - поправка к сечению, вызванная нарушением P -инвариантности: величина σ_1 линейна по амплитуде P - нечетного взаимодействия.

Выражение для дифференциального сечения произвольной бинарной реакции вида

$$p + A \rightarrow p + B \quad (33)$$

на продольно поляризованном пучке протонов с поляризацией \vec{P} имеет вид

$$\sigma_p = \sigma_0(\theta) + \sigma_1(\theta) (\vec{P} \vec{k}_1) + \sigma_2(\theta) (\vec{P} \vec{k}_2), \quad (34)$$

где \vec{k}_1 - единичный вектор вдоль направления падающего протона, а \vec{k}_2 - вдоль направления рассеянного. При наличии P -инвариантности σ_1 и σ_2 обращаются в нуль.

Обратимся к опытам с поперечно-поляризованным пучком протонов. Если соблюдается P -инвариантность, то сечение упругого рассеяния поляризованного пучка на неполяризованной мишени может обладать левой-правой асимметрией и не может иметь асимметрию вверх-вниз. Это утверждение справедливо также и для произвольной бинарной реакции.

Проверка соблюдения T -инвариантности в сильных взаимодействиях требует [8-10] сравнения поляризации протонов P_0 , возникающей при соударении неполяризованных протонов с неполяризованной протонной мишенью, с асимметрией A , характеризующей сечение рассеяния поляризован-

ных протонов на неполяризованной протонной мишени. Из требования P- и T-инвариантности вытекает равенство $P_0 = A$.

Во всех случаях особый интерес представляет проверка принципов инвариантности в соударениях с большой передачей импульса.

6. Проверка приближений и конкретных моделей теории сильных взаимодействий при высоких энергиях

Можно ожидать, что некоторые приближения и модели будут хорошо оправдываться при высоких энергиях. В качестве примера приведем дифракционное приближение, согласно которому все фазы рассеяния являются мнимыми, и как следствие этого имеет место соотношение

$$P_0 = A = 0 \quad (35)$$

Далее. К определенным заключениям о поляризации и повороте спина при соударениях приводит теория комплексных моментов. Наличие разрезов на плоскости комплексного момента сказывается на спиновой зависимости сечений взаимодействия.

Во всех подобных моделях поляризационные эффекты выгодно отличаются от измерений усредненных по поляризации сечений тем, что они описываются выражениями, линейными по амплитудам, зависящим от спина. Это облегчает обнаружение таких эффектов.

До последнего времени многие считали, что в упругом рассеянии при высоких энергиях спиновая зависимость амплитуд рассеяния отсутствует. Это вытекало из простых идей о дифракции. В дифракционной картине упругое рассеяние появляется как теневой эффект. Так как при высоких энергиях открыто много неупругих каналов, то ожидалось, что поглощение не делает предпочтения одному спиновому состоянию над другим. Однако теория комплексных моментов допускает сохранение спиновой части амплитуды при самых высоких энергиях/11/. Тогда поляризационные эксперименты дают возможность проверить различные выводы теории.

Весьма важным является проверка факторизации амплитуд Редже при очень высоких энергиях. Она дает, в частности, соотношение между амплитудами пион-пионного рассеяния $T_{\pi\pi}$, пион-нуклонного $T_{\pi N}$ и нуклон-нуклонного T_{NN}

$$(T_{\pi N})^2 = T_{\pi\pi} \cdot T_{NN} \quad (36)$$

Экспериментальной проверке поддаются выводы из наличия факторизации спиновой зависимости амплитуд. Параметр нуклон-нуклонного рассеяния C_{nn} должен убывать с ростом энергии. Если же факторизации нет, то C_{nn} асимптотически приближается к постоянному значению/12/.

В доасимптотической области энергий дают вклад несколько полюсов Редже и факторизируются отдельные полюсные члены, а не полная амплитуда. Это ведет к менее простым следствиям, все же доступным экспериментальной проверке.

Кроме проверки факторизации поляризационные эксперименты чувствительны к другим следствиям теории комплексных моментов. Если в амплитуде доминирует один полюс, то параметр $P_0 = 0$. При справедливости P- и T-инвариантности достаточно сопоставить данные о дифференциальных сечениях рассеяния поляризованных и неполяризованных протонов на неполяризованной мишени.

Наличие ветвлений на плоскости комплексных моментов/13/ или "конспирация" траекторий Редже нарушает факторизацию и ведет к определенной зависимости амплитуд от спинов. Проверка предсказаний требует измерения параметра D_{nn} , который должен быть равен единице в приближении одного простого полюса. Для экспериментального обнаружения подобных эффектов требуются опыты по измерению дифференциального сечения рассеяния на малые углы и (или) полного сечения взаимодействия пучка поляризованных протонов с поляризованными протонами мишени.

7. Восстановление амплитуд рассеяния и определение квантовых чисел частиц

Проведение фазового анализа при высоких энергиях, когда значительна роль неупругих процессов, оказывается не столь эффективным, как при низких энергиях. С другой стороны, использование техники поляризованных пучков и поляризованных мишеней создает возможность прямого восстановления амплитуд рассеяния. Особенное положение занимает процесс πN -рассеяния. Измерение сечений рассеяния пионов на поляризованных мишенях и анализ состояний поляризации протонов отдачи позволяет однозначно определять действительную и мнимую части амплитуды рассеяния вперед и осуществить сравнение с предсказаниями дисперсионных соотношений и правил сумм. При этом не надо делать никаких предположений о малости спиновой части амплитуды.

Не менее важным является определение амплитуд, зависящих от спина, в нуклон-нуклонных столкновениях. Для этого необходимо использовать поляризованные пучки и мишени.

Наконец, следует заметить, что сейчас не ясно, до сколь больших значений масс простирается спектр элементарных частиц. Если в области сверхвысоких энергий встретятся новые частицы, то при определении их квантовых чисел опыты с поляризованными частицами станут крайне желательными.

8. Методика измерений поляризационных эффектов на поляризованном пучке кольцетрона

Отметим некоторые принципиальные особенности опытов на кольцетроне с использованием поляризованного пучка.

Оптимистические оценки, приведенные выше, указывают на то, что число поляризованных протонов в импульсе составит $\approx 2 \cdot 10^{11}$. Если кольцетрон будет работать в режиме, дающем 100 импульсов в секунду, то средняя интенсивность поляризованных протонов составит $2 \cdot 10^{13}$ 1/сек. Это открывает возможность вести наблюдение при очень большой скорости счёта событий.

Статистическая ошибка станет относительно малой, и главным ограничением точности измерений окажутся такие факторы, как устойчивость работы аппаратуры и возможность проведения нулевых измерений.

Схема получения и ускорения поляризованных протонов на кольцетроне может быть приспособлена для осуществления логики наблюдения типа синхронного детектора/15/, или схемы резонансного накопления полезного сигнала/6,16/.

Напомним о том, что поскольку ионизация атомов проводится в сильном магнитном поле, то в источнике поляризованных частиц должен быть высокочастотный или сверхвысокочастотный поляризатор, создающий в атомном пучке поляризацию по спине ядра. Включение и выключение этого поля можно производить практически безинерционно с частотой работы адгезатора (100 1/сек). Это позволяет надеяться на то, что с помощью такой логики эксперимента можно будет обнаружить нулевые эффекты с точностью, приближающейся к полученной в работах/6/.

Авторы благодарят В.М. Лобашева, С.С. Герштейна и И.Н. Иванова и В.Н. Мамонова за стимулирующие обсуждения и ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. В.И. Векслер и др. *Атомная энергия*, **24**, 317 (1968).
2. И.Н. Иванов и др. *Препринт ОИЯИ*, Р9-4132, Дубна, 1968.
3. М. Gryzinski. *Phys.Rev.*, **138**, A336 (1965).
4. С.Б. Нурушев и др. *Препринт ОИЯИ*, Р-278, Дубна, 1959.
5. Ю.Г. Абов и др. *Phys.Lett.*, **12**, 25 (1964).
6. В.М. Лобашёв и др. *Письма ЖЭТФ*, **3**, 76 (1966); **3**, 268 (1966); **5**, 73 (1967).
7. L.I. Lapidus. *Rev.Mod.Phys.*, **39**, 689 (1967).
8. A.E. Woodruf. *Ann.Phys.*, (N.Y.) **7**, 65 (1959).
9. E.H. Torndike. *Phys.Rev.*, **138**, B586 (1965).

10. С.М. Биленький и др. УФН, 84, 243 (1964).
11. R.J.N. Phillips. Proc.Int.Conf. on Polarited Targets and Ion Sources. Saclay, 1966, p. 273.
12. E. Leader. Rev.Mod.Phys., 38, 476 (1966).
13. К.А. Тер-Мартirosян. Межд. школа по физике высоких энергий, Попрадске Плесо (октябрь 1967 г.) стр. 43.
14. Л.И. Лapidус. Яд. физ. 7, 178 (1968).
15. Дж. Бендат. Основы теории случайных шумов и ее применение, "Наука", 1965, стр. 159-164.
16. В.М. Лобашёв. Яд. физ., 2, 957 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел

30 июня 1970 года.