

**О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ СТЕПЕНИ ПОПЕРЕЧНОЙ
ПОЛЯРИЗАЦИИ ПУЧКА ПРОТОНОВ С ПОМОЩЬЮ УПРУГОГО
pe-РАССЕЯНИЯ**

И.В.Главанаков, Ю.Ф.Кречетов¹⁾, Г.М.Радуцкий, А.Н.Табаченко

Научно-исследовательский институт ядерной физики
634050 г.Томск, Россия

Поступила в редакцию 3 декабря 1996 г.

Вычислена анализирующая способность процесса упругого рассеяния поляризованных протонов высоких энергий на поляризованных электронах для поляриметрии пучков протонов. Показана возможность использования этого процесса для измерения степени поперечной поляризации пучка вплоть до энергии LHC.

PACS: 07.60.Fs, 13.60.Fz, 29.27.Hj

Измерение спиновых эффектов протон-протонного рассеяния предполагается проводить при все более высоких энергиях [1, 2]. В таких экспериментах требуется знать величину поляризации протонного пучка. Одним из главных критериев, определяющих выбор реакции в качестве анализатора поляризации протонов, является отсутствие существенных теоретических неопределенностей в моделях для амплитуды этого процесса. Мы предлагаем использовать для этой цели процесс упругого рассеяния протонов на электронах. Для расчетов в рассматриваемой кинематической области можно использовать хорошо согласующееся с существующими экспериментальными данными однофотонное приближение, в котором неопределенности в амплитуде связаны только с электромагнитными формфакторами протона.

Ранее мы показали, что с помощью упругого рассеяния поляризованных протонов на поляризованных электронах можно измерить продольную поляризацию протонов с энергией выше 15 ГэВ и поперечную – при энергии протонов $\simeq 25$ ГэВ [3, 4]. Был сделан анализ возможных вариантов электронной поляризованной мишени [5]. Твердотельные мишени при относительно невысокой степени поляризации электронов (например, пермандир, где поляризация около 7%) приводят к разрушению пучка во время набора статистики из-за многократного кулоновского рассеяния. Кроме того, твердотельная и газовая мишени дают большой адронный фон. Более предпочтительно применение в качестве мишени пучка свободных электронов.

Для описания процесса упругого рассеяния протонов на электронах используем формализм спиральных амплитуд (обозначения аналогичны принятым для упругого pp -рассеяния [6]). В однофотонном приближении имеем:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \langle + + | A | + + \rangle = \\ &= F_1(t) \left[\frac{s - M^2 - m^2}{t} + \frac{s(M^2 + m^2) - (M^2 - m^2)^2}{4q^2 s} \right] - \kappa_p F_2(t), \end{aligned}$$

¹⁾e-mail: krechetov@tsinph.tomsk.su

$$\varphi_2 = \langle + + |A| - - \rangle = F_1(t) \frac{Mm}{2q^2} - \frac{m}{2M} \kappa_p F_2(t),$$

$$\varphi_3 = \langle + - |A| + - \rangle = F_1(t) \frac{s - M^2 - m^2}{t} \left(1 + \frac{t}{4q^2} \right),$$

$$\varphi_4 = \langle + - |A| - + \rangle = -\varphi_2,$$

$$\varphi_5 = \langle + + |A| + - \rangle = -F_1(t) \frac{m}{4q^2} \frac{s + M^2 - m^2}{s} \sqrt{-\frac{s}{t} (4q^2 + t)},$$

$$\begin{aligned}\varphi_6 &= \langle + + |A| - + \rangle = \\ &= \left[F_1(t) \frac{M}{4q^2} \frac{s - M^2 + m^2}{s} - \frac{\kappa_p}{2M} F_2(t) \right] \sqrt{-\frac{s}{t} (4q^2 + t)}.\end{aligned}$$

Здесь s , t и q^2 – квадраты полной энергии, переданного 4-импульса и 3-импульса в с.ц.и., $F_1(t)$ и $F_2(t)$ – формфакторы протона, $\kappa_p = 1.793$ – аномальный магнитный момент протона, M и m – массы протона и электрона. Амплитуды φ_i нормированы таким образом, что [7]

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi\alpha^2}{2q^2 s} [\varphi_1^2 + \varphi_3^2 + 2(\varphi_2^2 + \varphi_5^2 + \varphi_6^2)] \equiv \frac{\pi\alpha^2}{2q^2 s} \sum,$$

$$A_{LL} \sum = \varphi_1^2 - \varphi_3^2,$$

$$A_{NN} \sum = 4 \frac{Mm}{t} F_1(t) (\varphi_1 - \varphi_3),$$

$$A_{SS} \sum = 2\varphi_2 (\varphi_1 - \varphi_3),$$

$$A_{SL} \sum = -2\varphi_6 (\varphi_1 - \varphi_3),$$

$$A_{LS} \sum = 2\varphi_5 (\varphi_1 - \varphi_3).$$

Двухспиновые асимметрии A_{IJ} определены в системе, связанной с каждой частицей так, что единичный вектор \hat{N} направлен вдоль нормали к плоскости рассеяния, \hat{L} – вдоль направления движения и $\hat{S} = \hat{N} \times \hat{L}$ лежит в плоскости рассеяния. Из этих формул видно, что все двухспиновые асимметрии пропорциональны разности

$$\varphi_1 - \varphi_3 = -[F_1(t) + \kappa_p F_2(t)],$$

которая зависит только от t . При максимальном значении $|t| = 4q^2$ асимметрия A_{LL} близка к единице, $A_{NN} \simeq A_{SS}$, но при уменьшении $|t|$, как показали расчеты, A_{SS} быстро падает. Очевидно также, что A_{LS} всегда заметно меньше, чем A_{SL} .

Поперечную поляризацию протонного пучка можно определить путем измерения асимметрии углового распределения электронов, зависящей от A_{NN} , A_{SS} и A_{SL} . На рис.1, 2 представлено поведение A_{NN} и A_{SL} в зависимости от импульса начального протона и угла отдачи электрона. В вычислениях использовано предположение о формфакторном скэйлинге, $(1 + \kappa_p)G_E = G_M$, так что асимметрии не зависят от формфакторов. Предсказываемые значения этих асимметрий, а также дифференциального сечения реакции (рис.3), достаточно велики, что позволяет надеяться на получение достоверной информации о поляризации пучка в широком диапазоне энергии. Кроме того, даже для энергии протонов 8 ТэВ (LHC) величина s невелика (около 9ГэВ^2), поэтому фон от неупругого рассеяния относительно мал, а для энергии протонов, меньшей 300 ГэВ, практически отсутствует.

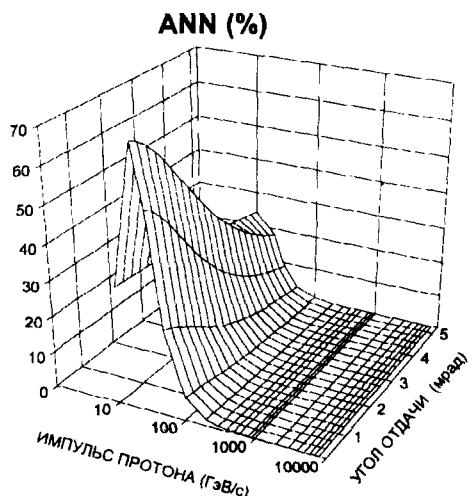


Рис.1. Зависимость двухспиновой асимметрии A_{NN} от импульса протона и угла электрона отдачи

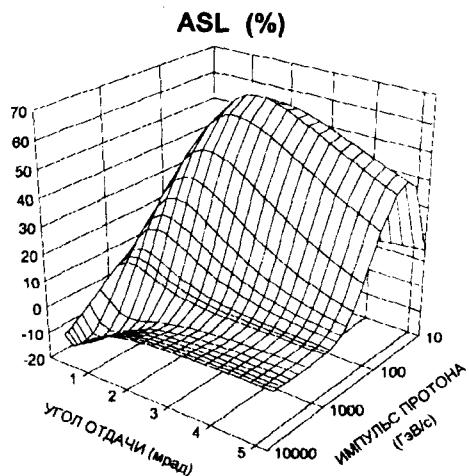


Рис.2. Зависимость двухспиновой асимметрии A_{SL} от импульса протона и угла электрона отдачи

Двухспиновые асимметрии рассеяния поперечно поляризованных протонов на поляризованных покоящихся электронах велики при импульсах протонов, меньших 100 ГэВ/с. В частности, асимметрия A_{NN} максимальна при импульсе начального протона около 20 ГэВ ($\sim 70\%$, рис. 1), что соответствует квадрату полной энергии в с.ц.и. $s_0 \simeq 0.9\text{ГэВ}^2$. С ростом импульса протонов величина s растет, а асимметрия уменьшается, что затрудняет измерение поляризации в области энергии в ТэВ'ах.

Мы предлагаем новый метод поляриметрии протонов высокой энергии, суть которого состоит в использовании в качестве мишени пучка поляризованных электронов, ускоренных в направлении движения протона ("антиколлайдерное" рассеяние). Это позволяет для любого импульса протона найти импульс элек-

трана, при котором $s = s_0$ и, следовательно, будет наблюдаться максимальная асимметрия. При увеличении импульса электрона величина s сначала уменьшается от значения $s' = m^2 + M^2 + 2E_p m$ до минимальной величины $(m + M)^2$, когда относительная скорость движения электрона и протона равна нулю, а потом увеличивается до значения $s'' = m^2 + M^2 + 2(E_p E_e - P_p P_e)$ (см. рис.4). Здесь $E_e(P_e)$ и $E_p(P_p)$ – энергии (импульсы) электрона и протона. Если $s_0 < s', s''$, то для любого импульса протона найдется пара значений импульса электрона (отличающихся на порядки величины), при которых асимметрия будет максимальна:

$$P_e^\pm = \frac{m}{M^2} (E_0 P_p \pm P_0 E_p),$$

где $E_0(P_0)$ – энергия (импульс) протона, соответствующая максимуму асимметрии для рассеяния на покоящихся электронах. Эти два значения импульса соответствуют большей и меньшей скорости электронов по сравнению со скоростью протонов. Если $s_0 > s'$, то есть $E_p < E_0$, максимум асимметрии будет достигаться только при одном значении импульса электронного пучка, P_e^+ .

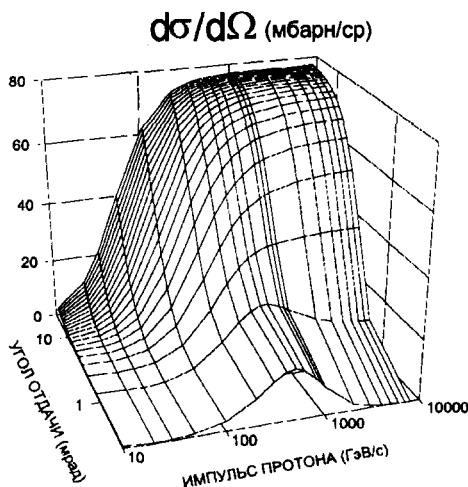


Рис.3. Зависимость дифференциального сечения от импульса протона и угла электрона отдачи

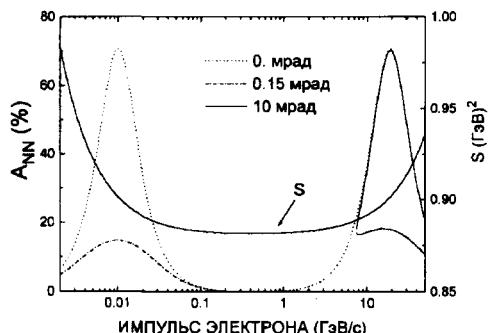


Рис.4. Зависимость двухспиновой асимметрии A_{NN} и квадрата полной энергии в с.ц.и. S от импульса начального электрона для импульса протона 800 ГэВ/с

В качестве иллюстрации на рис.4 изображена зависимость A_{NN} от начального импульса электрона для пучка протонов с импульсом 800 ГэВ/с. Для угла отдачи электрона 10 мрад показаны две ветви кривой, которые обусловлены двузначностью решения кинематических уравнений. Относительные направления движения с.ц.и. и импульса рассеянного электрона в с.ц.и. в области двух максимумов противоположны, поэтому угловые распределения электронов в кинематическом диапазоне этих максимумов значительно отличаются. Как видно из рисунка, угловое распределение в первом максимуме на два порядка уже, чем во втором.

Существенное преимущество "антиколлайдерного" варианта ре-поляриметра связано с тем, что полная энергия, при которой предлагается проводить из-

мерения A_{NN} , соответствует рассеянию на покоящемся протоне электрона с энергией всего ²⁾ около 14 МэВ. Отсутствие фоновых процессов упрощает и делает более дешевой измерительную аппаратуру. По той же причине для полного кинематического определения событий "антиколлайдерного" ре-рассеяния достаточно измерять энергию и направление электрона или протона, причем одну из кинематических величин с невысокой точностью, позволяющей идентифицировать события (когда это необходимо), связанные с двузначностью решения кинематических уравнений. Расчеты показали, что для коллайдеров типа HERA (в *ep*-варианте) может оказаться привлекательной область второго максимума, где в относительно широком диапазоне углов вылета электрона асимметрия велика и слабо зависит от угла. При этом протон распространяется практически вдоль равновесной орбиты с энергией, превышающей начальную, что, вероятно, можно использовать для идентификации событий упругого рассеяния.

Аналогичные рассуждения можно повторить для асимметрии A_{SL} в области ТэВ.

Авторы благодарны С.Б.Нурушеву и А.П.Потылицыну за внимание к работе и полезные дискуссии.

-
1. RHIC Spin Coll., *Proposal on Spin Physics using the RHIC Polarized Collider*, August 1992.
 2. W.-D.Nowak, *Preprint DESY 96-095*.
 3. S.B.Nurushev, A.P.Potylitsin, G.M.Radutsky et al., *V Workshop on High Energy Spin Physics*, 1994, Protvino, p. 311.
 4. S.B.Nurushev, A.P.Potylitsin, G.M.Radutsky et al., *Proc. XIth Int. Symposium on High Energy Spin Physics*, 1994, Bloomington, p.192.
 5. I.V.Glavanakov, Yu.F.Krechetov, A.P.Potylitsin et al., *VI Workshop on High Energy Spin Physics*, 1996, Protvino, p.187. (NIM A, 1996, будет опубликовано).
 6. M.L.Goldberger, M.T.Grisaru, S.W.MacDowell, and D.Y.Wang, *Phys. Rev.* **120**, 2250 (1960).
 7. N.H.Buttimore, E.Gotsman, and E.Leader, *Phys. Rev.* **D18**, 694 (1978).
 8. S.D.Drell and S.Fubini, *Phys. Rev.* **113**, 741 (1959); J.Arafune and Y.Shimizu, *Phys. Rev.* **D1**, 3094 (1970).

²⁾Отсюда, в частности, следует, что вклад двухфотонного обмена незначителен [8].