

## О СПИНОВЫХ ЭФФЕКТАХ В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ В ОБЛАСТИ БОЛЬШИХ ПЕРЕДАНЫХ ИМПУЛЬСОВ

*В.Ф.Еднерал, С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин*

Обсуждается важность учета спиновых степеней свободы для понимания эффектов в области больших значений  $t$ .

Недавние эксперименты по изучению поляризационных эффектов показали, что, по крайней мере, при доступных в настоящее время энергиях эти эффекты не могут рассматриваться как пренебрежимо малые. Наиболее интересный результат [1] был получен в опытах на AGS, где при изучении  $pp$ -рассеяния был обнаружен рост поляризационных параметров с увеличением передачи импульса.

Анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию адронов при высоких энергиях с помощью соотношений, учитывающих спин взаимодействующих частиц [2, 3, 5], показывает, что спиновые эффекты играют важную роль как в области малых передач [2], где проявляются свойства асимптотически главного (вакуумного) вклада в амплитуду, так и в области значений  $|t| > 1 \text{ ГэВ}^2$ .

Настоящая работа посвящена обсуждению роли спиновых степеней свободы в упругом рассеянии адронов в области больших значений квадрата переданного импульса.

Хотя основным источником экспериментальной информации служат непосредственно поляризационные исследования, определенные интересные выводы можно сделать на основе анализа данных по угловым распределениям. Известно, что экспериментальное ненаблюдение второго минимума в угловых распределениях  $pp$ -рассеяния вплоть до  $|t| = 10 \text{ ГэВ}^2$  при энергиях ISR не согласуется с выводами большинства моделей, используемых для описания упругого рассеяния. Оказывается, что учет спина взаимодействующих протонов [3] позволяет перейти от картины углового распределения с характерной последовательностью максимумов и минимумов к зависимости, наблюдаемой экспериментально (рис.1). Анализ [3]  $pp$ -рассеяния в методе обобщенной матрицы реакций [4] приводит к следующим выводам.

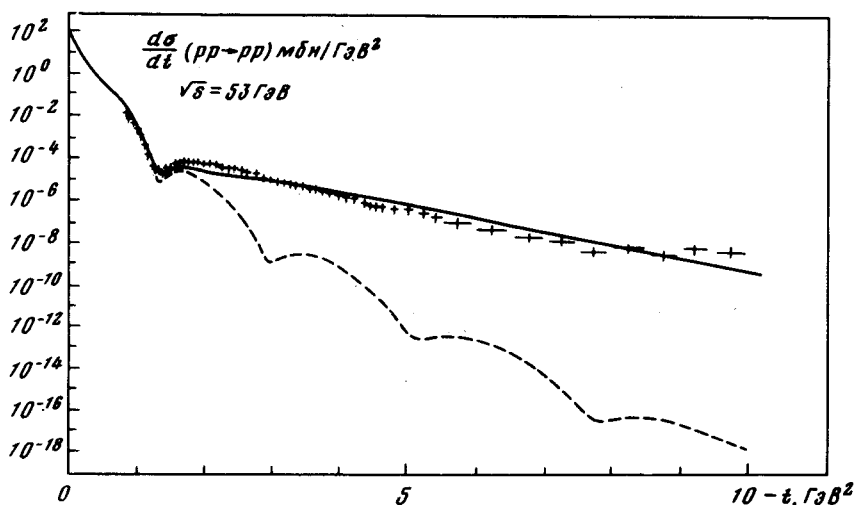


Рис. 1. Дифференциальное сечение упругого  $pp$ -рассеяния при  $\sqrt{s} = 53 \text{ ГэВ}$ , сплошная кривая — результат описания дифференциального сечения с учетом спиновой структуры амплитуды [3], пунктирная — без учета амплитуд с двойным изменением спиральности

1. Амплитуды без изменения спиральности  $F_{++++}$ ,  $F_{+--+}$  и амплитуда с однократным изменением спиральности  $F_{+++-}$  имеют характерную последовательность максимумов и минимумов и близки по абсолютной величине во всей области значений переданного импульса  $0 \lesssim |t| \lesssim 10 \text{ ГэВ}^2$  (рис. 2).

2. Амплитуды с двойным изменением спиральности  $F_{++++}$  и  $F_{+---}$  малы по сравнению с амплитудами без изменения спиральности в области малых передач и относительно велики при значениях  $3 \lesssim |t| \lesssim 10 \text{ ГэВ}^2$ . Соответствующие отношения приведены на рис.2. В области переданных импульсов от 3 до  $10 \text{ ГэВ}^2$  амплитуды с двойным перевертотом спина имеют гладкое (без максимумов и минимумов) поведение.

Поэтому угловые распределения упругого  $pp$ -рассеяния имеют в указанной области переданных импульсов гладкое поведение, соответствующее экспериментальным результатам (рис.1). Учет спиновой структуры амплитуды рассеяния, результатом которого является заполнение второго минимума, должен приводить к заметной величине параметра поляризации при энергиях ISR ( $\sim 10\%$  при  $-t = 2 \text{ ГэВ}^2$ ).

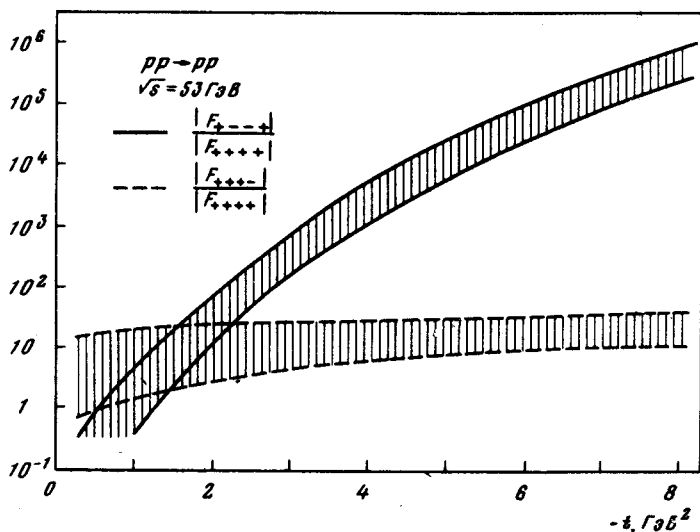


Рис. 2. Диапазон изменения отношений амплитуд с изменением спиральности к амплитуде без изменения спиральности

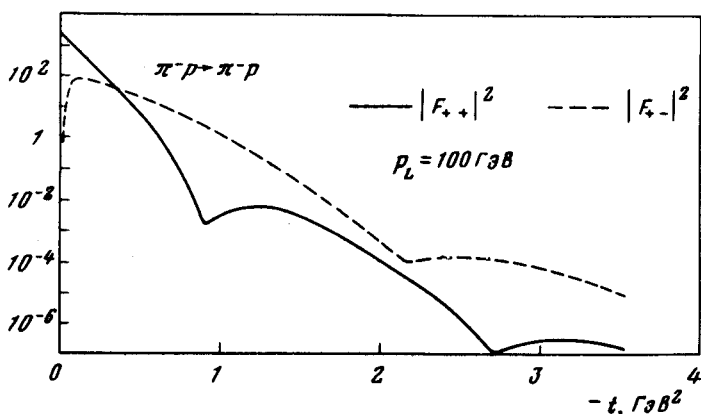


Рис. 3. Спиральные амплитуды упругого  $\pi^- p$ -рассеяния

Отметим, что при асимптотически больших энергиях, когда амплитуды с изменением спиральности вымирают, в угловых распределениях должно наблюдаться чередование дифракционных максимумов и минимумов, которыми обладают амплитуды без изменения спиральности.

Интересно сравнить выводы относительно поведения различных амплитуд с соответствующим анализом  $\pi N$ -рассеяния [5].  $t$ -зависимость амплитуд без изменения спиральности  $F_{++}$  и с изменением спиральности  $F_{+-}$  оказывается подобной поведению амплитуд  $F_{++++}$  и  $F_{++++-}$  в  $pp$ -рассеянии. Амплитуды в  $\pi^\pm p$ -рассеянии имеют характерную последовательность максимумов и минимумов (рис.3), что приводит к соответствующей структуре угловых распределений. Поэтому чрезвычайно интересным является измерение дифференциальных сечений упругого  $\pi^\pm p$ -рассеяния при высоких энергиях в широком интервале переданных импульсов.

Обратимся теперь к геометрическим характеристикам и вычислим радиусы распределений для различных амплитуд (взаимодействий):

$$R_i(s) = \sqrt{\langle b^2 \rangle_i} = \left[ \frac{\int_0^\infty b^3 db f_i(s, b)}{\int_0^\infty b db f_i(s, b)} \right]^{1/2},$$

где  $f_i(s, b)$  — соответствующие спиральные амплитуды в представлении прицельного параметра. Индексы 0, 1 или 2 обозначают одну из амплитуд без изменения спиральности, с однократным и двукратным изменением спиральности соответственно. При вычислении величин  $R_i(s)$  мы используем результаты работ [3, 5]. Оказывается, что  $R_0(s) \sim R_1(s) \sim 1 \Phi$  для  $pp$ - и  $\pi N$ -рассеяния, тогда как средний радиус взаимодействий, отвечающих за двукратное изменение спиральности ( $pp$ -рассеяние) составляет около  $1/3$  этой величины:  $R_2(s) \sim \frac{1}{3} R_0(s) \sim 0,3 \Phi$ . Этот результат согласуется с выводом об отсутствии осцилляций у амплитуды  $F_2(s, t)$  в интервале  $3 \lesssim |t| \lesssim 10 \text{ ГэВ}^2$ . Действительно, оценка амплитуд  $F_i(s, t)$  при  $s \rightarrow \infty$  и  $t \neq 0$  приводит к следующему выражению  $F_i(s, t) \approx \Phi_i(s, t) \cos [R_i(s) \sqrt{-t} + \phi_i(s)]$ , где функции  $\Phi_i(s, t)$  не имеют нулей. Поэтому расстояния  $\Delta_i$  между нулями амплитуд (по переменной  $\sqrt{-t}$ ) обратно пропорциональны радиусам взаимодействия:  $\Delta_i \sim 1/R_i(s)$ . Из предыдущих оценок величин  $R_i(s)$  следует, что расстояние между минимумами амплитуды  $F_2(s, t)$  примерно на порядок больше, чем расстояние между минимумами амплитуд  $F_i(s, t)$ ,  $i = 0, 1$ .

Такое поведение амплитуд может свидетельствовать о существовании в протоне внутренней области размером  $0,3 \Phi$ , например, области локализации валентных кварков. В этом случае можно объяснить различие радиусов  $R_1(s)$  и  $R_2(s)$ , связанных со спиновыми степенями свободы. Действительно, если валентные кварки заключены на расстояниях  $0,3 \Phi$ , то вклад в  $pp$ -рассеяние от взаимодействия, связанного с обменом валентными кварками, также имеет характерный размер  $\sim 0,3 \Phi$ . Этот механизм дает вклад в амплитуду  $F_2(s, t)$  и не дает вклада в рассеяние с однократным изменением спиральности. В амплитуду  $F_1(s, t)$  должны давать вклад другие взаимодействия, например, в которых участвуют глюоны и  $q\bar{q}$ -пары, обладающие более периферическим распределением по сравнению с валентными составляющими.

Проведенное рассмотрение показывает, что хотя при сверхвысоких энергиях спиновые эффекты исчезающе малы, при современных энергиях учет спиновых степеней свободы является важным для понимания явлений в области больших значений переданного импульса. Изучение спиновых эффектов в этой области несомненно интересно и для более глубокого понимания внутренней структуры адронов. При этом, помимо непосредственного определения поляризационных параметров, исключительно важно проведение измерений угловых распределений упругого рассеяния в области больших значений  $|t|$ . Авторы благодарны А.А.Логунову, С.Б.Нурушеву и Л.Д.Соловьеву за полезные обсуждения.

Институт физики высоких давлений

Поступила в редакцию  
25 июня 1979 г.

### Литература

- [1] A.D.Krish. Lecture at Orbis Scientiae 1978, Univ. of Miami.
  - [2] И.Г.Азнаурян, Л.Д.Соловьев. Препринт ИФВЭ 75-127, Серпухов, 1975; С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин. Письма в ЖЭТФ, **23**, 716, 1976.
  - [3] В.Ф.Еднерал, С.М. Трошин. Препринт ИФВЭ 78-122, Серпухов, 1978.
  - [4] Н.Е.Тюрин, О.А.Хрусталеv. ТМФ, **24**, 291, 1975.
  - [5] В.Ф.Еднерал, С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин. ЯФ, **25**, 1071, 1977.
-