

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 82-38

ОТФ

С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ
СПИНОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ
В pp -РАССЕЯНИИ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

Серпухов 1982

С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ
СПИНОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ
В pp -РАССЕЯНИИ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ**

Направлено в "Hadronic Journal"

Аннотация

Трошин С.М., Турин Н.Е.

Энергетическая зависимость параметров спиновой корреляции в pp -рассеянии на большие углы.
Серпухов, 1982.

19 стр. с рис. (ИФВЭ ОТФ 82-38).

Библ. 10.

В модели, основанной на трехмерном динамическом уравнении квантовой теории поля, связывающем амплитуду с обобщенной матрицей реакции, рассматривается pp -рассеяние на большие углы с учетом всех спиновых амплитуд. Получены выражения для параметров спиновой корреляции $A_{nn}(s/2)$ и $A_{\ell\ell}(s/2)$, которые могут осциллировать при изменении s . Такое поведение позволит согласовать экспериментальные значения A_{nn} , полученные при энергиях ZGS. Асимптотические по s значения параметров $A_{nn}(s/2)$ и $A_{\ell\ell}(s/2)$ оказываются равными $1/3$ и $-1/3$ соответственно.

Abstract

Troshin S.M., Turin N.E.

Energy Dependence of Spin-Spin Correlation Parameters in Large-Angle pp -Scattering.
Serpuukhov, 1982.

p. 19 (INP 82-38).

Refs. 10.

Three-dimensional dynamic equation in QFT for the scattering amplitude is used to analyse large-angle pp -scattering with account for all of its spin components. The expressions for spin-spin correlation parameters $A_{nn}(s/2)$ and $A_{\ell\ell}(s/2)$ have been obtained. They reveal oscillations with s . Such a behaviour allows one to understand the experimental data, obtained at ZGS energies. The asymptotic values of the parameters, $A_{nn}(s/2)$ and $A_{\ell\ell}(s/2)$ appear to be $1/3$ and $-1/3$ respectively.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение процессов рассеяния на большие углы является важным с точки зрения проявления динамики взаимодействия структурных составляющих. Спиновые свойства амплитуды адрон-адронного рассеяния оказываются очень чувствительными к этой динамике. Так, например, варианты кварковых и QCD-моделей с использованием теории возмущений согласуются с основными результатами по упругим и инклюзивным распределениям в области больших углов, но встречаются трудности при попытках согласовать поляризационные эксперименты в этой области ^{/1/}, которые, таким образом, проявляют детали кварковых моделей, несущественные с точки зрения описания угловых распределений.

В настоящей работе рассматривается поведение параметров спиновой корреляции в упругом pp -рассеянии.

Интерес к этой задаче связан с экспериментальным обнаружением большой величины параметра A_{nn} при рассеянии на 90° . Оказалось, что в интервале энергий от 6 до 12 ГэВ параметр A_{nn} растет, причем его величина достигает значения $0,59 \pm 0,09$. Параметр спиновой корреляции $A_{nn} (\pi/2)$ непосредственно связан с отношением сечений рассеяния с параллельными σ_p и антипараллельными σ_a спинами:

$$\frac{\sigma_p}{\sigma_a} = \frac{\sigma_{\uparrow\uparrow} + \sigma_{\downarrow\downarrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\downarrow\uparrow}} = \frac{1 + A_{nn}}{1 - A_{nn}}.$$

Из приведенного выше значения параметра $A_{nn}(\pi/2)$ следует, что сечение рассеяния с параллельными спинами превышает сечение рассеяния с антипараллельными спинами в 4 раза.

Большая величина этого отношения и резкий рост ее с энергией при переходе от энергии 8 ГэВ к 12 ГэВ не согласуется с предсказанием большинства моделей рассеяния на большие углы, в частности, основывающихся на применении теории возмущений в рамках QCD. Так, простая модель, учитывающая кварковый обмен^{/2/}, приводит к постоянному значению этого отношения, равному 2, и поэтому для получения значения 4 привлекаются дополнительные соображения, связанные с выходом за рамки теории возмущений в QCD, например, основанные на учете инстантонных эффектов или эффектов, связанных с удержанием кварков^{/2/}. Несмотря на введение дополнительных предположений, эти модели не объясняют рост отношения σ_p / σ_n с энергией, хотя и позволяют получить значение σ_p / σ_n в интервале от 3 до 4. В кварк-партоновой модели работы^{/3/} величина отношения σ_p / σ_n предсказывается равной 1,25. Работы^{/2,3/} посвящены объяснению угловой зависимости параметра $A_{nn}(\theta)$ при переходе к значению $\theta = 90^\circ$ и при фиксированном значении энергии, равном 11,75 ГэВ. Приводимая зависимость является результатом сравнения с данными некоторой функции, зависящей лишь от $\cos \theta$.

В настоящей работе обсуждается энергетическая зависимость параметра $A_{nn}(s, \cos \theta)$, обнаруженная в области энергий ZGS. Получены выражения, из которых следует возможность осциллирующего по s поведения параметров спиновой корреляции $A_{nn}(90^\circ)$ и $A_{ll}(90^\circ)$. Это позволяет объяснить рост параметра A_{nn} в области энергий ZGS и согласовать имеющиеся данные. Асимптотически значение $\sigma_p / \sigma_n = 2$, то есть предсказывается таким же, как в кварковой модели. Угловая зависимость параметров спиновой корреляции при фиксированном значении s также хорошо описывается в рамках рассматриваемого подхода и полученных выражений для спиновых амплитуд.

Применяемый в настоящей работе подход не использует теории возмущений. Он основывается на релятивистском трехмерном интегральном уравнении для амплитуды рассеяния^{/4/}, ядром которого является обобщенная матрица реакции (U -матрица) – релятивистский аналог матрицы реакций в квантовой механике. Выражение для U -матрицы выбирается таким, чтобы удовлетворить следствиям, вытекающим из аналитических свойств амплитуды по переменной $\cos \theta$. Оказывается, что в представлении прицельного параметра обобщенная матрица реакций имеет особенность в точке $\beta = b^2 = 0$. Именно характер поведения U -матрицы в этой точке определяет амплитуду в области фиксированных углов рассеяния ($s \rightarrow \infty$, t/s -фиксировано). При построении U -матрицы мы используем также модель факторизующихся кварков^{/5/}, не предполагая *a priori* сохранения спиральности кварков при взаимодействии. Вычисление амплитуды проводится на основе анализа ее сингулярностей в представлении прицельного параметра^{*)}.

2. АМПЛИТУДА pp -РАССЕЯНИЯ

Процесс упругого нуклон-нуклонного рассеяния описывается с помощью пяти независимых спиральных амплитуд $F_i(s, t)$ ($i = 1, \dots, 5$): двух амплитуд без изменения спиральности $F_{1,3}(s, t)$, одной амплитуды с однократным изменением спиральности $F_5(s, t)$ и двух амплитуд с двойным изменением спиральности $F_{2,4}(s, t)$. Для $F_i(s, t)$ мы воспользуемся одновременным динамическим уравнением, связывающим амплитуду с обобщенной матрицей реакций (U -матрицей)^{/4/}.

В работах^{/6,7/} было рассмотрено поведение амплитуды упругого рассеяния во всей области переданных импульсов $-t \neq 0$ на основе анализа ее аналитической структуры в комплексной плоскости прицельного параметра. Показано, что в области рассеяния на большие углы ($s, t \rightarrow \infty$, t/s – фиксировано) имеет место степенное убывание сечения:

*) См. работы^{/6,7/} и Приложение 1 к настоящей работе.

$$d\sigma/dt = \left(\frac{1}{s}\right)^N f\left(\frac{t}{s}\right)$$

как следствие аналитических свойств амплитуды по косинусу угла. Значение показателя степени N и вид угловой зависимости сечения определяется характером сингулярности обобщенной матрицы реакций в точке $\beta = 0^{6/}$.

В спиральном базисе и системе центра система уравнения для амплитуд имеет следующий вид:

$$F_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}(\vec{p}, \vec{q}) = U_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}(\vec{p}, \vec{q}) + i \frac{\pi}{8} \rho(s) \sum_{\nu_1 \nu_2} \int d\Omega_k U_{\lambda_3 \lambda_4 \nu_1 \nu_2}(\vec{p}, \vec{k}) F_{\nu_1 \nu_2 \lambda_1 \lambda_2}(\vec{k}, \vec{q}), \quad (1)$$

где $F_1 \equiv F_{1/2 1/2 1/2 1/2}$, $F_2 \equiv F_{-1/2 -1/2 1/2 1/2}$, $F_3 \equiv F_{1/2 -1/2 1/2 -1/2}$, $F_4 \equiv F_{1/2 -1/2 -1/2 1/2}$, $F_5 \equiv F_{1/2 1/2 1/2 -1/2}$. При построении выражения для обобщенной матрицы реакций мы используем модель факторизующихся кварков, которая предполагает, что при взаимодействии адронов валентные кварки независимым образом рассеиваются на некотором эффективном потенциале, и представляем U -матрицу в следующем виде^{18/}:

$$U_{h_1 h_2} = \prod_{i=1}^{n_1} f_i \prod_{j=1}^{n_2} f_j, \quad (2)$$

где f_i - амплитуда рассеяния i -го валентного кварка; n_1 и n_2 - числа валентных кварков, составляющих адроны h_1 и h_2 соответственно. Факторизация предполагается в представлении прицельного параметра и считается, что валентные кварки локализованы в центре адронов. Для обобщения формулы (2) на случай рассеяния частиц со спином мы воспользуемся тем, что спиральность адрона λ_h равна сумме спиральностей валентных составляющих: $\lambda_h = \sum_{i=1}^{n_h} s_i$.

Мы не предполагаем сохранения спиральности кварков при взаимодействии и, таким образом, вводим две амплитуды f_+ и f_- . Для амплитуд рассеяния кварков с изменением спиральности $f_-(s, b)$ и без изменения спиральности $f_+(s, b)$ используем следующие выражения:

$$f_{\pm}(s, b) = g_{\pm}(s) \exp[-\mu_{\pm} b + i\phi_{\pm}(s)]. \quad (3)$$

Здесь следует отметить, что параметры μ_+ и μ_- , входящие в кварковые амплитуды f_+ и f_- соответственно, следует связывать с радиусами взаимодействия кварков с сохранением или изменением спиральности, но не с массами структурных составляющих адронов.

Каждый валентный кварк несет свою часть полного импульса адрона. Ради простоты будем считать, что все валентные кварки имеют равный импульс, и использовать квадрат полной энергии системы \mathbf{s} в качестве переменной амплитуд f_{\pm} .

Амплитуды f_{\pm} , как уже отмечалось, являются результатом рассеяния валентного кварка некоторым полем $V_{\text{эфф}}$. Хотя нам не требуется знать конкретный вид потенциала $V_{\text{эфф}}$, представляется интересным воспользоваться аналогией с рассеянием электрона в центральном поле или же нуклона в поле ядра, когда оптический потенциал выбирается в виде ^{/9/}:

$$V_0(r) + \frac{1}{r} \frac{dV_0(r)}{dr} (\vec{\sigma} \vec{L}).$$

Учет релятивистских эффектов прежде всего выражается в зависимости потенциала от энергии. Кроме того, более реалистичен потенциал с различными радиусами взаимодействия при перевороте и без переворота спина. Этот потенциал, конечно, должен иметь растущую с энергией мнимую часть. Поэтому приведенное выше выражение должно быть, по крайней мере, обобщено до вида

$$V_{\text{эфф}} = V_0(\mathbf{s}, r) + iW_0(\mathbf{s}, r) + \frac{1}{r} [V(\mathbf{s}) \frac{\partial V_0}{\partial r} + iW(\mathbf{s}) \frac{\partial W_0}{\partial r}] (\vec{\sigma} \vec{L}).$$

Очевидно, что такой потенциал должен приводить к зависимости от энергии фаз кварковых амплитуд и их различию $\phi_+(\mathbf{s}) \neq \phi_-(\mathbf{s})$.

Сделаем также обычное предположение, что $g_-(\mathbf{s})/g_+(\mathbf{s}) \rightarrow 0$ при $\mathbf{s} \rightarrow \infty$. Мы будем использовать соотношение

$$g_-(\mathbf{s}) = \frac{m}{\sqrt{\mathbf{s}}} g_+(\mathbf{s}), \quad (4)$$

где параметр m имеет размерность массы. Это соотношение носит оценочный характер. Например, можно предположить, что в отличие от взаимодействия валентного кварка, приводящего к перевороту спина, рассеяние без изменения спиральности имеет теневой характер, причем поглощение кварка осуществляется в каждом возможном промежуточном состоянии, и оценить в этом случае отношение функций $g_+(\mathbf{s})/g_-(\mathbf{s})$ числом таких состояний. Соотноше-

ние (4) не является необходимым для выводов настоящей работы, однако оно важно с точки зрения анализа поведения параметра поляризации в области больших углов рассеяния^{/7/}.

Асимптотический рост полных сечений взаимодействия $\sigma_{\text{tot}}^{(\infty)} \sim l n^2 s$ требует степенной зависимости функций $g_+(s)$ при $s \rightarrow \infty$. Поэтому выберем ее в виде $g_+(s) = g_+ s^\Lambda$.

Формула (3) и закон композиции (2) приводят к следующим выражениям для функций $u_i(s, b)$:

$$\begin{aligned} u_{1,3}(s, b) &= g_0(s) \exp[-\mu_0 b + i\phi_0(s)], \\ u_5(s, b) &= g_1(s) \exp[-\mu_1 b + i\phi_1(s)], \\ u_{2,4}(s, b) &= g_2(s) \exp[-\mu_2 b + i\phi_2(s)], \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} g_k(s) &= [g_+(s)]^{n_1 + n_2 - k} [g_-(s)]^k, \\ \mu_k &= (n_1 + n_2 - k)\mu_+ + k\mu_-, \\ \phi_k(s) &= (n_1 + n_2 - k)\phi_+(s) + k\phi_-(s), \quad k = 0, 1, 2. \end{aligned} \quad (6)$$

Выражение для U -матрицы, определяемое формулами (5) и (6), использовалось ранее в работах^{/7,8/}. Получаемая при этом с помощью уравнения (1) амплитуда качественно описывает все основные картины, наблюдаемые в поведении угловых распределений и сечений в области больших и малых значений переданного импульса, а также в области фиксированных углов рассеяния.

Выражения для пяти спиральных амплитуд^{*} при рассеянии на фиксированные углы, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} F_1(s, t) &= \frac{s(n_1 + n_2)\mu_+ + \omega(s)}{\pi^2 [g_+(s)]^{n_1 + n_2}} (|t|^{-3/2} + |u|^{-3/2}), \\ F_2(s, t) &= - \frac{s[(n_1 + n_2)\mu_+ + 2(\mu_+ - \mu_-)] [g_-(s)]^2 \omega(s)}{\pi^2 [g_+(s)]^{n_1 + n_2 + 2}} e^{-i\Delta(s)} \times \\ &\quad \times (|t|^{-3/2} + |u|^{-3/2}), \end{aligned} \quad (7)$$

* Вывод дан в Приложении 1.

$$F_3(s, t) = \frac{s\omega(s)}{\pi^2 [g_+(s)]^{n_1+n_2}} \left[\frac{(n_1+n_2)\mu_+}{|t|^{3/2}} - \left(\frac{g_-(s)}{g_+(s)} \right)^2 \frac{3[(n_1+n_2)\mu_+ + 2(\mu_+ - \mu_-)]}{|u|^{3/2}} \right] \times e^{-i\Delta(s)}$$

$$F_4(s, t) = \frac{s\omega(s)}{\pi^2 [g_+(s)]^{n_1+n_2}} \left[\left(\frac{g_-(s)}{g_+(s)} \right)^2 \frac{3[(n_1+n_2)\mu_+ + 2(\mu_+ - \mu_-)]}{|t|^{3/2}} - \frac{(n_1+n_2)\mu_+}{|u|^{3/2}} \right] e^{-i\Delta(s)}$$

$$F_5(s, t) = \frac{s g_-(s) \omega(s) e^{-i \frac{\Delta(s)}{2}}}{\pi^2 [g_+(s)]^{n_1+n_2+1}} (|t|^{-1} - |u|^{-1}),$$

где

$$\omega(s) = e^{-i(n_1+n_2)\phi_+(s)}; \quad \frac{1}{2}\Delta(s) = \phi_+(s) - \phi_-(s).$$

3. ПАРАМЕТРЫ СПИНОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ

Зная выражения для амплитуд $F_i(s, t)$, нетрудно теперь получить выражения для параметров спиновой корреляции. Для рассеяния на угол 90° интересующие нас величины определяются следующими комбинациями амплитуд:

$$\begin{aligned} \sigma A_{nn} &= \text{Re}(F_1 F_2^* + |F_3|^2), \\ \sigma A_{\ell\ell} &= -\frac{1}{2}(|F_1|^2 + |F_2|^2 - 2|F_3|^2), \\ \sigma A_{ss} &= \text{Re}(F_1 F_2^* - |F_3|^2), \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\sigma = \frac{1}{2}(|F_1|^2 + |F_2|^2 + 2|F_3|^2)$$

и, как нетрудно видеть, справедливо соотношение

$$A_{nn} - A_{\ell\ell} - A_{ss} = 1.$$

Используя формулы (7) и соотношение (4), получаем для параметров (8) следующие разложения:

$$\begin{aligned} A_{nn} &= \frac{1}{3} \left[1 - \frac{\chi}{s} \cos \Delta(s) + O\left(\frac{1}{s^2}\right) \right], \\ A_{\ell\ell} &= -\frac{1}{3} \left[1 + \frac{\chi}{s} \cos \Delta(s) + O\left(\frac{1}{s^2}\right) \right], \\ A_{ss} &= -\frac{1}{3} + O\left(\frac{1}{s^2}\right), \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\chi = 8m^2 \left[1 + \frac{2(\mu_+ - \mu_-)}{(n_1 + n_2)\mu_+} \right].$$

Выражения для параметров спиновой корреляции при рассеянии на произвольный угол приведены в приложении II.

Формулы (9) определяют энергетическую зависимость параметров спиновой корреляции при $\theta = 90^\circ$. Из (9), в частности, следует возможность осцилляций параметров $A_{nn}(\pi/2)$ и $A_{\ell\ell}(\pi/2)$ при изменении s . Характер осцилляций определяется поведением разности фаз $\phi_+(s) - \phi_-(s)$ амплитуд рассеяния валентных кварков без переворота и с переворотом спина соответственно. Поэтому возможное осциллирующее поведение параметров спиновой корреляции в предасимптотической области имеет динамическую природу в отличие от изменений параметра A_{nn} при $\theta \rightarrow \pi/2$ и фиксированном значении s , как это уже отмечалось во введении.

Присутствие в предасимптотическом члене фактора $\cos \Delta(s)$ позволяет описать рост параметра $A_{nn}(\pi/2)$ в области энергий от 8 до 12 ГэВ, если предположить, что в этом интервале разность фаз $\phi_+(s) - \phi_-(s)$ получает приращение $\pi/2$. На рисунке представлены результаты согласования формулы (9) с экспериментальными данными в этом случае.

Возможность последующих осцилляций в поведении параметров спиновой корреляции при значениях $p_L > 12$ ГэВ/с зависит от поведения функции $\Delta(s)$. Отметим, что асимптотический режим наступает при энергии ~ 1000 ГэВ.

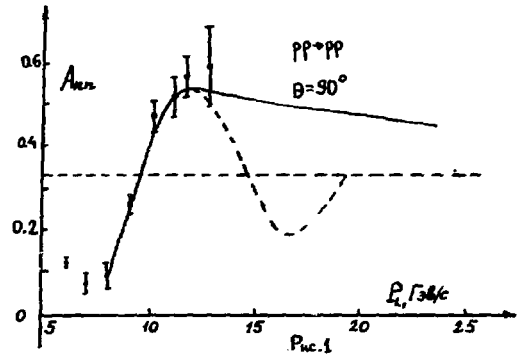


Рис. 1. Параметр спиновой корреляции $A_{nn}(90^\circ)$. Сплошная и штриховая линии соответствуют возможным зависимостям параметра $A_{nn}(90^\circ)$ в предасимптотической области при $p_L > 12$ ГэВ/с.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Из полученных выражений для параметров спиновой корреляции следует возможность осциллирующего по s поведения этих величин. Следствия такой зависимости от s были рассмотрены в предыдущем разделе.

Если принять объяснение наблюдаемого роста параметра $A_{nn}(\pi/2)$, представленное в разделе III, то, по-видимому, следует сделать вывод о наличии резонансных эффектов при рассеянии валентных кварков. Подобные эффекты определяются структурой адронов и взаимодействий их составляющих, в рамках настоящей модели они должны быть учтены потенциалом $V_{\text{эфф}}$. Отметим, что осцилляции параметров $A_{nn}(\pi/2)$ и $A_{\ell\ell}(\pi/2)$ должны приводить к появлению структуры в сечении pp -рассеяния на угол 90° в предасимптотической по s области. На существование такой структуры в экспериментальных данных указывалось в работе /10/.

Возможна альтернатива осциллирующему поведению параметров спиновой корреляции, если предположить, что разность фаз $\Delta(s)$ близка к некоторому постоянному значению. В этом случае можно согласовать имеющиеся экспе-

риментальные данные при максимально достижимых в области ZGS энергиях, а параметры A_{nn} и $A_{\ell\ell}$ достаточно быстро выходят на свои асимптотические значения. В обоих случаях угловая зависимость параметра A_{nn} в области углов, близких к 90° , хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Полученные в настоящей работе асимптотические значения параметров спиновой корреляции совпадают с результатом моделей, в которых процесс адрон-адронного рассеяния связывается с обменом валентными кварками. Отметим, что в моделях типа CIM из условия сохранения спиральностей кварков при взаимодействии вытекает, что $F_2(z, t) \equiv F_5(z, t) \equiv 0$. Для согласования этих моделей с экспериментальными данными по зависимости параметра A_{nn} от угла рассеяния начинают учитываться более сложные вклады, в частности, привлекаются соображения, выходящие за рамки теории возмущений в QCD, в результате чего достигается переход к ситуации, когда $F_2(z, t) \neq 0$. Однако, по-прежнему $F_5(z, t) = 0$ и, следовательно, поляризация обращается в нуль в области больших углов рассеяния.

Учет в данной работе вкладов, имеющих порядок $O(m^2/z)$ по отношению к амплитуде без переворота спина $F_1(z, t)$, позволяет описать энергетическую зависимость параметров спиновой корреляции. Предположение (4) о том, что $g_-(z) = \frac{m}{\sqrt{s}} g_+(z)$ приводит к следующему соотношению между амплитудами (справедливому как для рассеяния адронов, так и для амплитуд qq-рассеяния):

$$F_2(z, t \sim s) \sim \frac{m^2}{s} F_1(z, t \sim s).$$

Переход к пределу $z \rightarrow \infty$ соответствует переходу к случаю, когда $|F_2(z, t \sim s)/F_1(z, t \sim s)| = 0$, и, соответственно, асимптотическим по z значениям параметров A_{nn} и $A_{\ell\ell}$. При этом, однако, поляризация $P(z, t \sim s)$ отлична от нуля (при $\theta \neq 90^\circ$).

Следует отметить, что соотношение (4) не является необходимым для выводов об осциллирующем поведении параметров спиновой корреляции и их асимптотических значениях. Достаточно предположить, что отношение $g_-(z)/g_+(z) \equiv G(z)$ убывает при $z \rightarrow \infty$. В этом случае выражения (9) принимают следующий вид:

$$A_{\ell\ell}^{\pm} = \pm \frac{1}{3} \left[1 \mp \frac{2}{\pi^2} G^2(s) \cos \Delta(s) + O(G^4(s)) \right],$$

где верхний знак относится к A_{nn} , а нижний к параметру $A_{\ell\ell}$.

Приведенная на рисунке кривая соответствует значению отношения сечений с параллельными и антипараллельными спинами $\sigma_p / \sigma_n = 3,4$. Следует отметить, что если при максимальных энергиях $ZGS \sigma_p / \sigma_n > 4$, что не противоречит данным, то для согласования соответствующих значений параметра A_{nn} во всей области $p_L = 6-12$ ГэВ/с придется вводить более слабое подавление кварковой амплитуды рассеяния с переверотом спина, чем дается соотношением (4), либо предположить обычным образом, что выражения (9) отвечают более высоким энергиям.

Отметим, что в рамках рассмотренной модели значение параметра поляризации может не убывать при высоких энергиях в области фиксированных углов лишь при выполнении условия (4)^{/7/}. В противном случае параметр поляризации убывает в области фиксированных углов рассеяния степенным образом по s .

В настоящей работе для амплитуд использовано одновременное динамическое уравнение $F = F[U]$, полученное в квантовой теории поля^{/4/}. При построении ядра уравнения – обобщенной матрицы реакций – мы воспользовались моделью факторизующихся кварков как законом композиции кварковых взаимодействий. Амплитуды кварковых взаимодействий выбраны таким образом, чтобы результирующая U -матрица имела правильную аналитическую структуру, вытекающую из известных аналитических свойств амплитуды рассеяния и основного уравнения $F = F[U]$.

Изучение параметров спиновой корреляции при энергиях $100 \approx 1000$ ГэВ является исключительно интересным для исследования механизма взаимодействия адронов на уровне их структурных составляющих, поскольку параметры A_{nn} и $A_{\ell\ell}$ несут нетривиальную информацию о динамике спина кварков в процессе адрон-адронного рассеяния. Как и в дифракционной области, изучение спиновых характеристик в области больших углов рассеяния позволяет дифференцировать различные подходы с точки зрения построения амплитуды адрон-адронного рассеяния и механизмов взаимодействия адронных составляющих.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.G.Crabb et al. *Phys. Rev. Lett.*, 41, 1257 (1978).
E.A.Crosbie et al. *Phys. Rev.*, D23, 600 (1981).
2. G.Farrar, S.Gottlieb, D.Sivers, G.M.Thomas. *Phys. Rev.*, D20, 202 (1979).
S.Brodsky, C.E.Carlson, M.Lipkin. *Phys. Rev.*, D20, 2278 (1979).
G.Preparata, J.Soffer. *Phys. Lett.*, 86B, 304 (1979).
M.Anselmino, G.Vercellino. *Nuovo Cim.*, 53A, 289 (1979).
3. В.В.Головизнин, А.М.Снигирев, Л.Д.Соловьев, А.В.Щелкачев. Препринт ИФВЭ 80-173, Серпухов, 1980.
4. А.А.Логунов, В.И.Саврин, Н.Е.Тюрин, О.А.Хрусталеv. ТМФ, 6, 157 (1971).
5. H.Kawaguchi, Y.Sumi, H.Yokomi. *Progr. Theor. Phys.*, 38, 1183 (1967); *Phys. Rev.*, 168, 1556 (1968).
А.П.Кобушкин, В.П.Шелест. ЭЧАЯ, т. 3, 571 (1972).
6. С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин. Труды III Международного семинара по проблемам физики высоких энергий и квантовой теории поля, Протвино, 1980, т. 1, стр. 125.
7. С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин. ЯФ, 34, 1347 (1981).
8. S.M.Troshin, N.E.Tyurin. Preprint IHEP 81-51, Serpukhov, 1981.
9. Н.Мотт, Г.Месси. Теория атомных столкновений, М., "Мир", 1969.
10. A.Hendry. *Phys. Rev.*, D10, 2300 (1974).

Рукопись поступила в издательскую группу
25 января 1982 года.

Для нахождения функций $F_i(s, t)$ в области больших углов рассеяния ($s, t \rightarrow \infty, t/s$ - фиксировано) необходимо решить систему уравнений (1) и вычислить вклад от сингулярностей в точке $\beta = 0$.

Решение системы уравнений (1) в представлении прицельного параметра

$$F_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}^{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}(s, t) = \frac{s}{2\pi^2} \int_0^\infty d\beta f_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}^{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}(s, \beta) \Big|_{\lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4}^{\lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4} (\sqrt{-\beta t}) \quad (\text{П.1})$$

имеет вид

$$f_1(s, \beta) = \frac{\tilde{u}_1(s, \beta)[1 - iu_1(s, \beta)] + \tilde{u}_2(s, \beta)u_2(s, \beta)}{[1 - iu_1(s, \beta)]^2 + [u_2(s, \beta)]^2},$$

$$f_2(s, \beta) = \frac{\tilde{u}_2(s, \beta)[1 - iu_1(s, \beta)] + \tilde{u}_1(s, \beta)u_2(s, \beta)}{[1 - iu_1(s, \beta)]^2 + [u_2(s, \beta)]^2},$$

$$f_3(s, \beta) = \frac{\tilde{u}_3(s, \beta)[1 - iu_3(s, \beta)] + \tilde{u}_4(s, \beta)u_4(s, \beta)}{[1 - iu_3(s, \beta)]^2 + [u_4(s, \beta)]^2}, \quad (\text{П.2})$$

$$f_4(s, \beta) = \frac{\tilde{u}_4(s, \beta)[1 - iu_3(s, \beta)] + \tilde{u}_3(s, \beta)u_4(s, \beta)}{[1 - iu_3(s, \beta)]^2 + [u_4(s, \beta)]^2},$$

$$f_5(s, \beta) = \frac{u_5(s, \beta)}{[1 - iu_1(s, \beta) - iu_2(s, \beta)][1 - iu_3(s, \beta) - iu_4(s, \beta)] - 4[u_5(s, \beta)]^2},$$

где

$$\tilde{u}_i(s, \beta) \equiv u_i(s, \beta) + 2u_5(s, \beta)f_5(s, \beta).$$

С учетом соотношения (4) и формул (5) соотношения (П.2) упрощаются и принимают следующий вид:

$$f_{1,3}(s, \beta) = \frac{u_{1,3}(s, \beta)}{1 - iu_1(s, \beta)}; \quad f_i(s, \beta) = \frac{u_i(s, \beta)}{[1 - iu_1(s, \beta)]^2}, \quad i=2,4,5. \quad (\text{П.3})$$

При переходе от (П.2) к (П.3) мы пренебрегли членами более высокого порядка мелости, чем $O(1/s)$. Для вычисления спиральных амплитуд $F_i(s, t)$ в формуле (П.1) мы переходим от интегрирования по действительной оси $[0, \infty)$ к интегрированию по контуру C , охватывающему положительную полуось и замыкающемуся по большому кругу^{/6/}. Для этого используются соотношения

$$J_1(z) = \frac{z}{2} [J_0(z) + J_2(z)] \text{ и}$$

$$J_0(\sqrt{|z|}) = \frac{i}{\pi} [K_0(\sqrt{-|z| + i0}) - K_0(\sqrt{-|z| - i0})],$$

$$J_2(\sqrt{|z|}) = -\frac{i}{\pi} [K_2(\sqrt{-|z| + i0}) - K_2(\sqrt{-|z| - i0})].$$

Для спиральных амплитуд $F_i(s, t)$ тогда будем иметь^{/7/}:

$$F_i(s, t) = -\frac{is}{2\pi^3} \int_C d\beta f_i(s, \beta) K_0(\sqrt{t\beta}), \quad t < 0, \quad i = 1, 2, 3,$$

$$F_5(s, t) = -\frac{is\sqrt{-t}}{4\pi^3} \int_C d\beta \sqrt{\beta} f_5(s, \beta) [K_0(\sqrt{t\beta}) - K_2(\sqrt{t\beta})], \quad (\text{П.4})$$

$$F_4(s, t) = \frac{is}{2\pi^3} \int_C d\beta f_4(s, \beta) K_2(\sqrt{t\beta}).$$

Вычисление интегралов (П.4) основано на анализе аналитической структуры амплитуд $f_i(s, \beta)$ в комплексной β -плоскости. Однa вид особенностей в комплексной β -плоскости — это полюса, положение которых определяется решениями уравнения

$$1 - iu_1(s, \beta) = 0.$$

Кроме того, амплитуды $f_i(s, \beta)$ имеют разрез $\beta \in [0, -\infty)$, так как соответствующий разрез есть у функций $u_1(s, \beta)$. Этот последний разрез является следствием аналитических свойств амплитуды рассеяния по переменной $\cos \theta$ и основного уравнения (1). Спиральные амплитуды поэтому можно представить в виде суммы вкладов от полюсов и от разрезов:

$$F_i(s, t) = F_{i,p}(s, t) + F_{i,c}(s, t).$$

Полюса амплитуд в β -плоскости определяют рассеяние с передачей импульса $t/s \ll 1 (t \neq 0)$, они расположены в периферической области $\text{Re} \beta \sim R^2(s)$, где $R(s)$ - радиус взаимодействия^{/6/}.

Поведение же амплитуд при $s \rightarrow \infty$, t/s - фиксированном определяется вкладами от разреза $\beta \in [0, -\infty)$:

$$F_i(s, t) = \frac{s}{\pi^3} \int_{-\infty}^0 d\beta \text{disc} f_i(s, \beta) K_0(\sqrt{t}\beta), \quad i = 1, 2, 3,$$

$$F_5(s, t) = - \frac{s\sqrt{-t}}{\pi^3} \int_{-\infty}^0 d\beta \text{disc}(\sqrt{\beta} f_5(s, \beta)) \frac{K_1(\sqrt{t}\beta)}{\sqrt{t}\beta}, \quad (\text{П.5})$$

$$F_4(s, t) = - \frac{s}{\pi^3} \int_{-\infty}^0 d\beta \text{disc} f_4(s, \beta) K_2(\sqrt{t}\beta), \quad t < 0.$$

Используя для обобщенной матрицы реакций выражения (5), для скачков на разрезе $\beta \in [0, -\infty)$ находим

$$\text{disc} f_{1,3}(s, \beta) = \frac{\sin \mu_0 \sqrt{|\beta|}}{g_0(s)},$$

$$\text{disc} f_{2,4}(s, \beta) = \frac{g_2(s)}{g_0^2(s)} \sin(\mu_2 - 2\mu_0) \sqrt{|\beta|}, \quad (\text{П.6})$$

$$\text{disc}(\sqrt{\beta} f_5(s, \beta)) = \frac{-g_1(s) \sqrt{|\beta|}}{g_0^2(s)} \cos(\mu_1 - 2\mu_0) \sqrt{|\beta|}.$$

В формулах (П.6) мы оставили только главные по s члены. Вклады от разреза определяют поведение спиральных амплитуд при $s \rightarrow \infty$, t/s - фиксированно. Полюсные вклады в этой кинематической области экспоненциально малы.

Для нахождения явного вида спиральных амплитуд F_i , $i = 1, \dots, 5$ необходимо вычислить интегралы (П.5), а также учесть обменное взаимодействие.

В силу тождественности частиц, учет обменного взаимодействия сводится к добавлению к выражениям (П.5) членов, полученных путем замены переменной \dagger на переменную u . При этом необходимо учесть свойства симметрии амплитуд упругого pp -рассеяния:

$$F_1(\theta) = F_1(\pi - \theta); F_2(\theta) = F_2(\pi - \theta); F_3(\theta) = -F_4(\pi - \theta); F_5(\theta) = -F_5(\pi - \theta).$$

В результате приходим к выражениям (7) для спиральных амплитуд.

Приложение 2

Приведем выражения для наблюдаемых в NN -рассеянии с поляризованными мишенью и пучком при рассеянии на произвольный угол:

$$\sigma = \frac{1}{2} (|F_1|^2 + |F_2|^2 + |F_3|^2 + |F_4|^2 + 4|F_5|^2),$$

$$\sigma P_0 = -\text{Im}[(F_1 + F_2 + F_3 - F_4)F_5^*],$$

$$\sigma A_{sd} = \text{Re}[(F_1 + F_2 - F_3 + F_4)F_5^*],$$

$$\sigma A_{nn} = \text{Re}[F_1 F_2^* - F_3 F_4^* + 2|F_5|^2],$$

$$\sigma A_{ss} = \text{Re}[F_1 F_2^* + F_3 F_4^*],$$

$$\sigma A_{\ell\ell} = \frac{1}{2} [-|F_1|^2 - |F_2|^2 + |F_3|^2 + |F_4|^2].$$

При рассеянии на угол 90° амплитуды $F_5 = 0$, $F_4 = -F_3$, поэтому выписанные выше соотношения сводятся к формулам (8). Использование выражений (7) для амплитуд $F_i(s, t)$ приводит, в частности, к следующему выражению для параметра $A_{nn}(s, c \cos \theta)$ с точностью до членов $O(G^2(s))$:

$$\begin{aligned}
A_{nn}(s, \cos \theta) &= \left(1 + \left|\frac{t}{u}\right|^{3/2} + \left|\frac{u}{t}\right|^{3/2}\right)^{-1} \{1 + 6G^2(s) \cos \Delta(s) \left[1 + \frac{2(\mu_+ - \mu_-)}{(n_1 + n_2)\mu_+}\right] \times \\
&\times \left[\left(1 + \left|\frac{t}{u}\right|^{3/2} + \left|\frac{u}{t}\right|^{3/2}\right)^{-1} - \frac{1}{3} \left(1 + 2\left|\frac{t}{u}\right|^{3/2} + 2\left|\frac{u}{t}\right|^{3/2}\right)\right] + \\
&+ \frac{2G^2(s)}{(n_1 + n_2)^2 \mu_+^2} |t|^{-1/2} |u|^{-1/2} (|t| - |u|)^2 \times \left[1 - \frac{2}{1 + \left|\frac{t}{u}\right|^{3/2} + \left|\frac{u}{t}\right|^{3/2}}\right] \}.
\end{aligned}$$

Асимптотическая угловая зависимость параметра A_{nn} определяется выражением:

$$A_{nn}^{(\infty)}(\cos \theta) = \left[1 + \left(\frac{1 - \cos \theta}{1 + \cos \theta}\right)^{3/2} + \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta}\right)^{3/2}\right]^{-1},$$

откуда ясно виден кинематический характер роста A_{nn} , когда $\theta \rightarrow 90^\circ$.

Цена 12 коп.

© - Институт физики высоких энергий, 1982.

Издательская группа И Ф В Э

Заказ 1380. Тираж 270. 0,8 уч.-изд.л. Т-01435.

Февраль 1982. Редактор Н.П. Ямба.