

МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЙ СВОЙСТВА УНИТАРНОСТИ И АНАЛИТИЧНОСТИ

С. М. Трошин, Н. Е. Тюрин

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Рассматривается динамический подход в теории сильных взаимодействий, непосредственно опирающийся на общие свойства матрицы рассеяния — аналитичность и унитарность, который позволяет единым образом описать рассеяние на любые углы. Предлагаемый метод вычисления амплитуды основан на использовании аналитических свойств амплитуды рассеяния в представлении прицельного параметра. Для области фиксированных значений $t \neq 0$ и в случае асимптотически растущих полных сечений найдено разложение амплитуды рассеяния в ряд по малому параметру $\tau (\sqrt{-t})$. В области фиксированных углов рассеяния ($s \rightarrow \infty$, t/s — фиксировано) сечение убывает по степенному закону. Этот результат является следствием аналитических свойств амплитуды по косинусу угла рассеяния.

На основе развитого метода проводится анализ поведения сечений рассеяния и спиновых эффектов в области больших углов, в частности энергетической зависимости параметров спиновой корреляции.

A dynamical approach in the strong interaction theory, based on the general properties of the scattering matrix, which analyticity and unitarity are, is being considered. This method allows one to describe scattering at any angles. The method we propose for the calculation of an amplitude, is based on the exploitation of the analytical properties of the scattering amplitude in the impact parameter representation. For the range of fixed $t \neq 0$ and in the case of the asymptotically increasing total cross-sections, an expansion of the scattering amplitude in series over the small parameter $\tau (\sqrt{-t})$ has been obtained. In the range of fixed scattering angles ($s \rightarrow \infty$, t/s — fixed), a cross-section decreases according to the power law. This result is obtained as a consequence of the analytical properties of the amplitude over the cosine of the scattering angle.

Applying the method developed, we analyze both the behaviour of cross-sections and spin effects in the large angles range; in particular, we analyze the energy dependence of the spin correlation parameter.

ВВЕДЕНИЕ

Рассматривается динамический подход в теории сильных взаимодействий, основанный на анализе сингулярностей амплитуды рассеяния в комплексной плоскости прицельного параметра в прямом канале реакции. Этот подход непосредственно опирается на использование таких общих свойств S -матрицы, как аналитичность и унитарность [1], и позволяет с единой точки зрения рассмотреть рассеяние

во всей области переданных импульсов. Известно, что квантовая хромодинамика, располагающая вычислительной процедурой, хотя и неоднозначной, для области больших значений квадрата переданного импульса, встречает серьезные затруднения при расчетах амплитуд мягких процессов.

В настоящей работе мы исходим из трехмерного динамического уравнения для амплитуды рассеяния [2] $\bar{F} = F[U]$, ядром которого является U -матрица — релятивистский аналог матрицы реакций квантовой механики. В этих рамках динамика взаимодействия адронов определяется уравнением $F = F[U]$, структура которого имеет явно унитарный характер, а при выборе ядра используются следствия, вытекающие из аналитических свойств амплитуды по $\cos \theta$.

В области фиксированных значений t будет получено разложение амплитуды рассеяния в ряд по некоторому параметру $\tau (\sqrt{-t})$, убывающему с ростом переданного импульса. В области рассеяния на фиксированные углы аналитические свойства амплитуды вместе с соотношением унитарности приводят к степенному закону убывания сечения рассеяния. При этом не возникает необходимости обращаться к теории возмущений, что является весьма существенным из-за большой величины константы связи сильного взаимодействия.

Большое значение константы связи сильного взаимодействия не позволяет использовать стандартные методы теории возмущений, например, для вычисления сечений двухчастичных процессов. Однако известно, что в рамках различных динамических схем, которые мы хотим здесь обсудить, амплитуду рассеяния можно представить в виде разложения по некоторому, зависящему от переменных рассеяния, параметру [3] и указать область изменения переменных, где он оказывается малым. В отличие от константы связи в лагранжевой теории поля этот параметр зависит от характеристик исходной динамической величины. Так, в случае, когда такой величиной является гладкий эффективный квазипотенциал взаимодействия $V(s, r^2) = -g(s, r^2) \exp[-\phi(s, r^2)]$, соответствующий параметр разложения выражается через функции g и ϕ и их производные в точке $r^2 = 0$. Общее для различных моделей представление, упомянутое выше, имеет вид следующего итерационного ряда:

$$F(s, t) = \sum_n c_n [\tau(s)]^n \exp\left[\frac{a(s)t}{n}\right]. \quad (1)$$

По существу, единственное, что необходимо для получения ряда (1), — это гладкость эффективного квазипотенциала (борновского члена) взаимодействия. Нетрудно видеть, что, независимо от конкретного вида коэффициентов c_n , амплитуда $F(s, t)$ экспоненциально убывает с ростом квадрата переданного импульса при малых значениях t , тогда как оценка ряда (1) в области за дифракционным конусом приводит к зависимости $F(s, t) \sim \exp[-b(s)\sqrt{-t}]$. Такое поведение амплитуды рассеяния правильно отражает экспериментально наблю-

даемую зависимость дифференциальных сечений от квадрата переданного импульса [4]. Это обстоятельство оправдывает те усилия, которые были затрачены для количественного согласования экспериментальных данных в моделях, где амплитуда определяется итерационным рядом типа (1).

При этом параметр $\tau(s)$ в формуле (1) выражается через величины, определяющие борновский член в выбранной схеме. В случае асимптотически постоянного полного сечения взаимодействия использование ряда (1) для вычисления параметра наклона $B(s)$ углового распределения при $t=0$ и полного сечения взаимодействия $\sigma_{\text{tot}}(s)$ позволяет получить зависимость от энергии параметра разложения $\tau(s) \sim \sigma_{\text{tot}}^{(\infty)}/B^{(\infty)}(s)$. Таким образом, в этом случае в теории при $s \rightarrow \infty$ имеется малый параметр $\tau(s) \sim (\ln s)^{-1}$. Этот результат обосновывает представление амплитуды в виде разложения в итерационный ряд по числу последовательных перерассеяний. Все экспериментально измеряемые величины могут быть представлены при этом в виде разложения по параметру $\tau(s)$.

Хорошо известно, что учет неограниченного роста полных сечений взаимодействия потребовал изменения значений параметров, определяющих поведение ядра динамического уравнения (борновского члена). В результате энергетическая зависимость [5] параметра τ оказывается такой, что $\tau \rightarrow \infty$ при $s \rightarrow \infty$, и поэтому разложение типа (1) для амплитуды теряет смысл.

Естественно, что в такой ситуации возникает вопрос о нахождении соответствующего малого параметра и построения нового разложения амплитуды рассеяния по этому параметру, пригодного в случае растущих полных сечений взаимодействия. Рассмотрение сингулярностей амплитуды в комплексной плоскости прицельного параметра позволяет получить для области фиксированных значений t в случае растущего $\sigma_{\text{tot}}(s)$ разложение амплитуды рассеяния по параметру, зависящему от $\sqrt{-t}$. Этот параметр, как было отмечено, оказывается убывающим с ростом переданного импульса.

Выражения, полученные в настоящей работе для области больших углов рассеяния с использованием аналитических свойств амплитуды, будут сопоставляться с расчетами, выполненными по теории возмущений в квантовой хромодинамике.

Мы используем для амплитуды рассеяния одновременное динамическое уравнение [2], связывающее ее с обобщенной матрицей реакций:

$$F(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = U(\mathbf{p}, \mathbf{q}) + \frac{i\pi\rho(s)}{8} \int d\Omega_{\mathbf{k}} U(\mathbf{p}, \mathbf{k}) F(\mathbf{k}, \mathbf{q}). \quad (2)$$

Ядро уравнения (U -матрица) представляет собой релятивистский аналог матрицы реакций квантовой механики. Динамические величины, входящие в уравнение (2), находятся на энергетической поверхности и, таким образом, не содержат неопределенностей, связанных с про-

цедурой экстраполяции. Решение уравнения (2) в парциальных волнах имеет вид:

$$f_l(s) = u_l(s)/[1 - ip(s)u_l(s)]. \quad (3)$$

Уравнение (2), таким образом, автоматически приводит к амплитуде рассеяния, удовлетворяющей соотношению унитарности: $\text{Im} f_l(s) \geq \geq |f_l(s)|^2$ при условии неотрицательности антиэрмитовой части U -матрицы. С другой стороны, представление (3), помимо этого замечательного свойства, имеет явно резонансный характер [6, 7]. Под этим мы подразумеваем тот факт, что само представление амплитуды в форме (3) генерирует сингулярности в l -плоскости, отличные от сингулярностей $u_l(s)$, положение которых определяется из условия

$$1 - ip(s)u_l(s) = 0. \quad (4)$$

Будет показано, что соответствующие полюса $\{l_k(s)\}$ расположены вблизи значения $l_0(s)$, при этом $l_0(s)/p = R(s)$, где $R(s)$ — радиус взаимодействия. Эти полюса являются аналогом полюсов Редже в прямом канале реакции и их можно интерпретировать как проявление s -канальных периферических резонансов, возбуждаемых на границе области взаимодействия.

В представлении прицельного параметра при $s \rightarrow \infty$ решение уравнения (2) представляется в виде отношения

$$f(s, \beta) = u(s, \beta)/[1 - iu(s, \beta)], \quad (5)$$

где $\beta = b^2$, что обеспечивает для аналитического продолжения амплитуды рассеяния выполнение условия $|f(s, re^{i\varphi})| \leq 1$, когда $r \rightarrow \infty$. Это следствие унитарного характера представления амплитуды рассеяния позволяет эффективно применить формулу (5) для использования аналитической структуры амплитуды в β -плоскости. Естественно ожидать, что вклад в амплитуду сингулярностей, определяемых уравнением (4), должен убывать экспоненциально с ростом переданного импульса, поскольку $R(s) \gg r_0$, где r_0 — размер области локализации адронных составляющих. В то же время результатом наличия внутренней структуры должна быть также неоднородность в области близких к нулю прицельных расстояний. Оказывается, что следствием аналитических свойств амплитуды по косинусу угла рассеяния является особенность функции $u(s, \beta)$ в точке $\beta = 0$, откуда вытекает степенное поведение амплитуды в области больших углов рассеяния.

В первой части работы рассмотрены общие свойства сингулярностей парциальной амплитуды $l_k(s)$ (см. разд. 1), сформулирована схема вычисления $F(s, t)$ и получено разложение в ряд по малому параметру (см. разд. 2), получен степенной закон убывания амплитуды в области фиксированных углов (см. разд. 3), предложен способ учета составной структуры адронов (введения числа валентных составляющих) при построении ядра основного уравнения — U -матрицы (см. разд. 4).

Во второй части работы обсуждаются феноменологические следствия, вытекающие из выражений для амплитуды, полученных в первой части. Рассмотрены поведения угловых распределений, а также параметра поляризации (большие углы), энергетическая и угловая зависимости параметров спиновой корреляции.

1. U-МАТРИЦА И ОБЩИЕ СВОЙСТВА ПОЛЮСОВ ПАРЦИАЛЬНОЙ АМПЛИТУДЫ В l-ПЛОСКОСТИ

Как уже отмечалось во введении, полюса парциальной амплитуды в комплексной l -плоскости определяются корнями уравнения (4), решения которого зависят, конечно, от конкретного вида функции $u_l(s)$. Однако общие свойства решений $l_k(s)$ при $s \rightarrow \infty$ можно получить по аналитическим свойствам функции $U(s, t)$. В работе [8] были рассмотрены аналитические свойства U -матрицы и показано, что для четной и нечетной относительно косинуса угла рассеяния составляющих $U^\pm(s, t)$ при $s \geq 4m^2$ справедливо спектральное представление

$$U^\pm(s, t) = \int_{t_0}^{\infty} dt' \frac{\rho^\pm(s, t')}{t' - t} \quad (6)$$

при условии, что аналогичное спектральное представление имеет место для амплитуды рассеяния. Для функции $u_l(s)$, опуская для простоты знак четности, отсюда получаем:

$$u_l(s) = \int_{t_0}^{\infty} \rho(s, t') Q_l \left(1 + \frac{2t'}{s - 4m^2} \right) dt'. \quad (7)$$

Поскольку в рассеяние при высоких энергиях основной вклад дают парциальные волны с большими значениями l , то для функций $Q_l(z)$ можно воспользоваться асимптотической формулой:

$$Q_l \left(1 + \frac{2t'}{s - 4m^2} \right) \cong \left(\frac{2l}{\sqrt{s}} \right)^{-1/2} \exp \left[-\frac{2l}{\sqrt{s}} \sqrt{t'} \right]. \quad (8)$$

Тогда для $u_l(s)$ нетрудно получить следующее выражение:

$$u_l(s) \cong i\phi(s, l, \mu) \exp \left[-\mu \frac{2l}{\sqrt{s}} \right], \quad \mu = \sqrt{t_0}. \quad (9)$$

Входящую в последнее выражение функцию $\phi(s, l, \mu)$ можно представить в случае больших значений l/\sqrt{s} следующим асимптотическим разложением:

$$\phi(s, l, \mu) = \sum_{n=0}^N \frac{\tilde{\rho}^{(n)}(s, \mu)}{(2l/\sqrt{s})^{n+3/2}} + O \left[\left(\frac{2l}{\sqrt{s}} \right)^{-N-5/2} \right],$$

где $\tilde{\rho}(s, x) = -i\sqrt{x} \rho(s, x)$.

Уравнение, определяющее положение полюсов, будет теперь иметь вид:

$$1 + \varphi(s, l, \mu) \exp \left[-\mu \frac{2l}{\sqrt{s}} \right] = 0. \quad (10)$$

Его решениями являются функции:

$$l_k(s) = \frac{\sqrt{s}}{2\mu} [\ln \varphi(s, \mu) + i\pi k], \quad k = \pm 1, \pm 3 \dots \quad (11)$$

При получении $l_k(s)$ мы пренебрегаем членами $\sim \ln l$ по сравнению с l . Нетрудно видеть также, что величина $R(s) = \frac{1}{2\mu} \ln \varphi(s, \mu)$ есть эффективный радиус взаимодействия. Таким образом, общие свойства полюсов амплитуды в l -плоскости, которые следуют из явно унитарного вида представления (3) и аналитических свойств обобщенной матрицы реакций, следующие:

$$\begin{aligned} 1) \quad & |l_k(s)| \sim \sqrt{s}; \\ 2) \quad & \operatorname{Re} l_k(s) \simeq \sqrt{s} R(s); \\ 3) \quad & \operatorname{Im} l_k(s) \simeq \sqrt{s} k. \end{aligned} \quad (12)$$

Первое свойство является отражением квазиклассического характера рассеяния при высоких энергиях, благодаря чему орбитальный момент входит во все величины через прицельный параметр. Удобно перейти поэтому от разложения по парциальным волнам к представлению прицельного параметра, которое позволяет получить наглядную полуклассическую картину взаимодействия при высоких энергиях.

Функции $l_k(s)$ являются асимптотическими по отношению к реджевским траекториям $\alpha_k(s)$. Реджевские траектории связывают с асимптотическим поведением амплитуды в кросс-канале в области малых значений квадрата переданного импульса s . Как будет показано, значения этих траекторий определяют поведение амплитуды рассеяния в прямом канале реакции и в области больших значений квадрата переданного импульса t .

2. СИНГУЛЯРНОСТИ АМПЛИТУДЫ В ПЛОСКОСТИ ПРИЦЕЛЬНОГО ПАРАМЕТРА. РАЗЛОЖЕНИЕ АМПЛИТУДЫ В ОБЛАСТИ ФИКСИРОВАННЫХ ЗНАЧЕНИЙ $t \neq 0$

Для изучения сингулярностей амплитуды рассеяния в комплексной b -плоскости воспользуемся спектральным представлением для $U(s, t)$ и перейдем к представлению прицельного параметра:

$$u(s, b) = \frac{\pi^2}{s} \int_0^{\infty} \sqrt{-t} d\sqrt{-t} U(s, t) J_0(\sqrt{-tb^2}). \quad (13)$$

Введем переменную $\beta = b^2$, тогда с учетом интеграла

$$\int_0^\infty \sqrt{V-t} d\sqrt{-t} \frac{J_0(\sqrt{V-t}\beta)}{t'-t} = K_0(\sqrt{t'}\beta) \quad (14)$$

для $u(s, \beta)$ будем иметь:

$$u(s, \beta) = \frac{\pi^2}{s} \int_{t_0}^\infty \rho(s, t') K_0(\sqrt{t'}\beta) dt'. \quad (15)$$

Представление (15) позволяет аналитически продолжить функцию $u(s, \beta)$ в комплексную β -плоскость. Из этого представления следует, что функция $u(s, \beta)$ является аналитической во всей β -плоскости, за исключением разреза вдоль отрицательной действительной полуоси. Используя для $K_0(z)$ асимптотическое выражение $K_0(z) \cong \sqrt{\frac{\pi}{2z}} e^{-z}$, которое хорошо аппроксимирует функцию $K_0(z)$ даже при не слишком больших z , для $u(s, \beta)$ можно получить приближенное выражение:

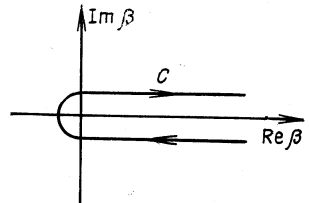


Рис. 1. Контур интегрирования C

$$u(s, \beta) \cong i g(s) \exp[-\mu\sqrt{\beta}]. \quad (16)$$

Общий вид функции $u(s, \beta)$, который можно предположить, исходя из аналитических свойств амплитуды по переменной t , оказывается следующим [9]:

$$u(s, \beta) = g(s, \beta) (\mu^2\beta)^{-\gamma} \ln^\alpha(\mu^2\beta) \exp[-\mu\sqrt{\beta}], \quad (0 \leq \gamma < 1, \alpha > -1), \quad (17)$$

где $g(s, \beta)$ — целая функция переменной β .

В представлении прицельного параметра амплитуда рассеяния, удовлетворяющая основному уравнению (2), определяется интегралом

$$F(s, t) = \frac{s}{2\pi^2} \int_0^\infty d\beta \frac{u(s, \beta)}{1-iu(s, \beta)} J_0(\sqrt{V-t}\beta). \quad (18)$$

Для эффективного использования аналитической структуры амплитуды в комплексной плоскости прицельного параметра осуществим преобразование интеграла (18) по положительной полуоси $\beta \in [0, \infty)$ к интегралу по контуру в β -плоскости (рис. 1).

Для этого мы воспользуемся следующим соотношением между функцией Бесселя $J_0(z)$ и функцией Макдональда $K_0(z)$:

$$J_0(\sqrt{|z|}) = \frac{i}{\pi} [K_0(\sqrt{-|z|+i0}) - K_0(\sqrt{-|z|-i0})]. \quad (19)$$

Тогда выражение (18) можно переписать в виде следующего контурного интеграла:

$$F(s, t) = -\frac{is}{2\pi^3} \int_C d\beta f(s, \beta) K_0(\sqrt{t\beta}), \quad t < 0, \quad (20)$$

где контур C , изображенный на рис. 1, охватывает положительную полуось в β -плоскости.

Поскольку уравнение (2) определяет амплитуду $f(s, \beta)$ в виде отношения, обеспечивающего для аналитического продолжения в β -плоскость выполнение условия $|f(s, re^{i\varphi})| \leq 1$ при $r \rightarrow \infty$, а также учитывая, что $K_0(z) \sim \exp(-\operatorname{Re} z)$ при $|z| \rightarrow \infty$, контур C можно замкнуть на бесконечности, обходя при этом все сингулярности амплитуды $f(s, \beta)$ в β -плоскости.

Отметим, что при вычислении интегралов от функции $f(s, \beta)$, имеющей сингулярность в точке $\beta = 0$, следует перейти к функции $f(s, \beta + \beta_0)$, сместив, таким образом, начало разреза в точку $\beta = -\beta_0$, и рассматривать интегралы от функции $f(s, \beta + \beta_0)$, а затем в полученных выражениях перейти к пределу $\beta_0 \rightarrow 0$. При этом контур C в (20) будет обходить разрез $\beta \in [-\beta_0, -\infty)$, а вычисленное значение интеграла при $\beta_0 \rightarrow 0$ равномерно сходится к выражению (18), определяющему амплитуду $F(s, t)$.

В соответствии со сказанным амплитуда рассеяния $F(s, t)$ определяется суммой вкладов от полюсов и разрезов в β -плоскости: $F(s, t) = F_p(s, t) + F_c(s, t)$, где F_p и F_c — вклад в амплитуду от полюсов и от разрезов соответственно. Полусной вклад будет определяться соответствующей суммой вычетов:

$$F_p(s, t) = \sum_n F^{[\beta_n(s)]}(s, t) = -\frac{s}{\pi^2} \sum_n \operatorname{Res} [f(s, \beta) K_0(\sqrt{t\beta})]_{\beta=\beta_n(s)}, \quad (21)$$

где функция $\beta_n(s)$ определяет траекторию n -го полюса в β -плоскости.

Формула (21) справедлива для любого вида функции $u(s, \beta)$ и, как будет показано, приводит к разложению амплитуды рассеяния в ряд по параметру, убывающему с ростом переданного импульса.

Воспользуемся для функции $u(s, \beta)$ выражением (16), которое правильно учитывает аналитические свойства в плоскости прицельного параметра. Отметим сразу, что использование вместо представления (16) более общего представления (17) не изменяет результатов, касающихся поведения полюсной части $F_p(s, t)$. Это является следствием того, что полюса генерируются самой формой представления амплитуды $f(s, \beta)$ и слабо зависят от конкретного вида $u(s, \beta)$.

Положение полюсов, таким образом, определяется корнями уравнения:

$$1 + g(s) \exp[-\mu \sqrt{\beta}] = 0, \quad (22)$$

решая которое, находим

$$\beta_n(s) = \frac{1}{\mu^2} [\ln g(s) + i\pi n]^2, \quad n = \pm 1, \pm 3 \dots \quad (23)$$

Нетрудно видеть, что $\text{Im } \beta_n(s) \sim n$, а действительная часть $\text{Re } \beta_n(s)$ определяется радиусом взаимодействия $R(s) \equiv \frac{1}{\mu} \ln g(s)$.

Вычисляя значения вычетов в точках $\beta = \beta_n(s)$, для полюсной части амплитуды рассеяния получаем:

$$F_p(s, t) = -\frac{2is}{\mu\pi^2} \sum_n \sqrt{\beta_n(s)} K_0(\sqrt{t\beta_n(s)}). \quad (24)$$

Используя для функции $K_0(z)$ асимптотическую формулу, приходим к следующему разложению:

$$F_p(s, t) \cong s \sum_{m=1}^{\infty} \left[\exp\left(-\frac{2\pi}{\mu} \sqrt{-t}\right) \right]^m \Phi_m(R(s), \sqrt{-t}), \quad (25)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_m(R(s), \sqrt{-t}) &\cong \frac{1}{\mu} \left(\frac{R(s)}{\sqrt{-t}} \right)^{1/2} \times \\ &\times \left\{ \exp\left[\left(iR(s) + \frac{\pi}{\mu} \right) \sqrt{-t} \right] \left(-i + (m-1/2) \frac{2\pi}{\mu R(s)} \right)^{1/2} - \right. \\ &\left. - \exp\left[\left(-iR(s) + \frac{\pi}{\mu} \right) \sqrt{-t} \right] \left(i + (m-1/2) \frac{2\pi}{\mu R(s)} \right)^{1/2} \right\}. \quad (26) \end{aligned}$$

Необходимо отметить, что в случае, когда функция $u(s, \beta)$ не является чисто мнимой, а имеет отличную от $\pi/2$ фазу $\alpha(s)$, т. е. $u(s, \beta) = g(s) \exp(-\mu \sqrt{\beta} + i\alpha(s))$, разложение (25) будет также иметь место, но функция Φ_m будет иметь при этом зависимость от фазы следующего вида:

$$\begin{aligned} \Phi_m[R(s), \alpha(s), \sqrt{-t}] &\cong \frac{1}{\mu} \left(\frac{R(s)}{\sqrt{-t}} \right)^{1/2} \times \\ &\times \left\{ \exp\left[\left(iR(s) + \frac{\pi}{\mu} - \frac{1}{\mu} \left(\alpha(s) - \frac{\pi}{2} \right) \right) \sqrt{-t} \right] \times \right. \\ &\quad \times \left[-i + \frac{1}{\mu R} \left(\alpha(s) - \frac{\pi}{2} + \pi(2m-1) \right) \right]^{1/2} - \\ &\left. - \exp\left[\left(-iR(s) + \frac{\pi}{\mu} + \frac{1}{\mu} \left(\alpha(s) - \frac{\pi}{2} \right) \right) \sqrt{-t} \right] \times \right. \\ &\quad \times \left[i + \frac{1}{\mu R} \left(-\alpha(s) + \frac{\pi}{2} + \pi(2m-1) \right) \right]^{1/2} \left. \right\}. \quad (27) \end{aligned}$$

Наличие у функции $u(s, \beta)$ фазы, отличной от $\pi/2$, как будет показано, приводит к важным физическим следствиям.

Остановимся сейчас на энергетической зависимости функции $u(s, \beta)$, которую определим из условия неограниченного роста полных сечений взаимодействия при $s \rightarrow \infty$.

Нетрудно показать, что это условие требует роста $g(s)$ при $s \rightarrow \infty$. Действительно, в этом случае $\sigma_{\text{tot}}(s) = \frac{4\pi}{\mu^2} \ln^2 g(s)$ и степенное поведение $g(s)$ обеспечивает фруассаровский рост сечений.

Поэтому, принимая во внимание также полиномиальную ограниченность обобщенной матрицы реакций $|U(s, t)| < s^N$, положим $g(s) = gs^\lambda$. Энергетическая зависимость функций Φ_m при фиксированном t и $s \rightarrow \infty$, как нетрудно видеть, определяется выражением $\sqrt{\ln g(s)}$. Как будет показано, вклад от разреза в этой кинематической области убывает степенным образом по энергии, т. е. при фиксированном значении t главным является полюсной вклад, поскольку

$$F_p(s, t) = O(s\sqrt{\ln g(s)}),$$

а

$$F_c(s, t) = O(sg^{-1}(s)).$$

Таким образом, в случае растущих полных сечений определяющим при фиксированных значениях t является полюсной вклад и амплитуда рассеяния представляется в виде разложения по параметру $\tau(\sqrt{-t}) = \exp\left(-\frac{2\pi}{\mu}\sqrt{-t}\right)$, убывающему с ростом переданного импульса:

$$F(s, t) \cong s \sum_{m=1}^{\infty} [\tau(\sqrt{-t})]^m \Phi_m(R(s), \alpha(s), \sqrt{-t}). \quad (28)$$

При достаточно больших значениях переданного импульса в разложении (28) достаточно сохранить лишь первый член. Экспериментальные следствия такого представления амплитуды будут обсуждаться во второй части обзора.

Отметим, что разложение амплитуды типа (28) будет иметь место и при других видах функции $u(s, \beta)$.

Таким образом, в рамках подхода в теории сильных взаимодействий, основанного на трехмерном динамическом уравнении, и в случае асимптотически растущих полных сечений $\sigma_{\text{tot}}^{\infty}(s) \rightarrow \infty$ для больших значений $|t|$ получено представление амплитуды рассеяния в виде ряда по параметру $\tau(\sqrt{-t})$, убывающему с ростом переданного импульса [9]. Разложение получено без привлечения теории возмущений по борновскому члену (ядру интегрального уравнения) на основе анализа сингулярностей парциальной амплитуды в плоскости прицельного параметра. Этот вклад в амплитуду определяется полюсами в плоскости прицельного параметра, которые генерируются самой формой представления амплитуды через U -матрицу (основным уравнением). Свойства полюсов слабо зависят от конкретного вида функции $u(s, \beta)$.

m -й член разложения (25) соответствует полюсу в плоскости прицельного параметра, положение которого определяется функцией:

$$b_m(s) = R(s) + icm. \quad (29)$$

Таким образом, $\text{Re } b_m(s)$ совпадает с радиусом взаимодействия, а для $\text{Im } b_m(s)$ справедливо соотношение $\text{Im } b_{m+1}(s) - \text{Im } b_m(s) = \text{const}$.

Независимость $\text{Im } b_m(s)$ от s при $s \rightarrow \infty$ приводит к орировскому режиму в поведении амплитуды рассеяния для соответствующей области переданных импульсов.

Отметим, что разложение, аналогичное (28), можно получить и для амплитуды рассеяния, параметризуемой эйкональной формой $f(s, b) = \frac{1}{2}(1 - e^{-\chi(s, b)})$. В этом случае, полагая, что $\chi(s, 0) \rightarrow \infty$ при $s \rightarrow \infty$, необходимо вычислить положение точек перевала, определяемых уравнением $\frac{d}{db}(-\chi(s, b) + ibq) = 0$.

Полюса амплитуды рассеяния в плоскости прицельного параметра рассматривались в работах [10], а также в [11], где рассеяние адронов моделируется рассеянием плоской волны на некоторой сферической поверхности.

3. АНАЛИТИЧНОСТЬ АМПЛИТУДЫ ПО $\cos \theta$ И СТЕПЕННОЕ УБЫВАНИЕ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ НА ФИКСИРОВАННЫЕ УГЛЫ

В предыдущем разделе был рассмотрен вклад $F_p(s, t)$ полюсов $b_m(s)$ в амплитуду рассеяния. Поскольку эти особенности располагаются вблизи значений $b \sim R(s)$, то естественно, что соответствующий вклад в амплитуду убывает экспоненциально с ростом переданного импульса, так как, конечно, $R(s)$ много больше характерного размера центральной области, где можно предположить локализацию адронных составляющих.

Заметим, что размер центральной области r_0 в рамках подхода [38], в котором адрон представляется как результат взаимодействия частиц, сильно связанных ($g \gg 1$) с квантованным полем, определяется выражением:

$$r_0 \sim 1/\sqrt{g}.$$

При рассеянии с фиксированными значениями переданного импульса, когда отношение t/s мало, фактически рассматриваются расстояния столкновения $b \gg r_0$, где проявляются эффекты существования виртуального облака, и взаимодействующие адроны представляются протяженными объектами. Учет их структуры на таких расстояниях эквивалентен введению некоторого распределения адронной материи, или описанию взаимодействия гладким квазипотенциалом. Естественно поэтому, что вклад сингулярностей в плоскости прицельного параметра, положение которых определяется формулой (23), приводит к экспоненциально убывающему по переданному импульсу члену $F_p(s, t)$ в амплитуде рассеяния.

Очевидно, что результатом наличия внутренней структуры должна быть неоднородность взаимодействия в области малых прицельных расстояний $b \sim 0$. Как было показано в разд. 2, следствием аналитичности амплитуды по косинусу угла рассеяния является наличие

особенности у функции $u(s, \beta)$ в точке $\beta = 0$. Именно вклад в амплитуду рассеяния $F_c(s, t)$ разреза $\beta \in [0, -\infty)$, как мы увидим, определяет поведение сечений в области фиксированных углов рассеяния ($s \rightarrow \infty$, t/s фиксировано).

Перейдем после этих замечаний к вычислению функции $F_c(s, t)$, определяемой интегралом:

$$F_c(s, t) = -\frac{s}{\pi^3} \int_{-\infty}^0 d\beta \operatorname{disc} f(s, \beta) K_0(\sqrt{t\bar{\beta}}). \quad (30)$$

Нетрудно видеть, что в общем случае

$$\operatorname{disc} f(s, \beta) = \frac{\operatorname{disc} u(s, \beta)}{[1-iu(s, \beta+i0)][1-iu(s, \beta-i0)]}. \quad (31)$$

Используя в общем случае для обобщенной матрицы реакций представление (15), для скачка функции $u(s, \beta)$ получаем следующее представление:

$$\operatorname{disc} u(s, \beta) = -\frac{\pi^3}{2s} \int_{\mu^2}^{\infty} dx \rho(s, x) J_0(\sqrt{x|\beta|}). \quad (32)$$

Воспользовавшись для функции $u(s, \beta)$ представлением (16), которое обладает правильными аналитическими свойствами в β -плоскости, для скачка амплитуды рассеяния получим выражение:

$$\operatorname{disc} f(s, \beta) = -\frac{ig(s) \sin(\mu \sqrt{|\beta|})}{1+2g(s) \cos(\mu \sqrt{|\beta|})+g^2(s)}. \quad (33)$$

Учитывая, что $g(s) \rightarrow \infty$ при $s \rightarrow \infty$, представим выражение для $F_c(s, t)$ в виде

$$F_c(s, t) = -\frac{2is}{\pi^3 g(s)} \left\{ \int_0^{\infty} x \sin \mu x K_0(x \sqrt{-t}) dx + O(g^{-1}(s)) \right\}. \quad (34)$$

Отсюда для асимптотического по s вклада сингулярности частичной амплитуды $f(s, \beta)$ в точке $\beta = 0$ находим

$$F_c^{(\infty)}(s, t) = -\frac{is\mu}{\pi^2 g(s)} \frac{1}{(\mu^2 - t)^{3/2}}. \quad (35)$$

Сравнивая выражения (25) и (35), нетрудно видеть, что при значениях $|t| > |t_0| = \frac{\mu^2}{\pi^2} \ln^2 g(s)$ вклад функции $F_c(s, t)$ в амплитуду рассеяния становится главным. Сохраняя в сумме (25) член, линейный по $\tau(\sqrt{-t})$, получаем для амплитуды рассеяния выражение

$$F(s, t) = s \exp\left(-\frac{2\pi}{\mu} \sqrt{-t}\right) \Phi_1(R(s), \sqrt{-t}) - \frac{is\mu}{\pi^2 g(s)} (\mu^2 - t)^{-3/2}. \quad (36)$$

В области фиксированных углов, когда $s, t \rightarrow \infty$, t/s — фиксировано, определяющим является второй член в (36). Отметим, что выде-

ление кинематических областей, где определяющими являются вклады $F_p(s, t)$ или $F_c(s, t)$ соответственно, связано с тем, что функция $g(s) \rightarrow \infty$ при $s \rightarrow \infty$, или, другими словами, с асимптотическим ростом полного сечения взаимодействия. Таким образом, в области рассеяния на фиксированные углы как следствие аналитических свойств амплитуды рассеяния по $\cos \theta$ для дифференциального сечения имеем [12]:

$$\frac{d\sigma(\infty)}{dt} = \frac{32\pi\mu^2}{g^2} \left(\frac{1}{s}\right)^{3+2\lambda} (1 - \cos \theta)^{-3}. \quad (37)$$

При этом происходит насыщение соотношения унитарности и полное сечение растет максимально допустимым образом:

$$\sigma_{\text{tot}}^{(\infty)}(s) = \frac{4\pi}{\mu^2} \ln^2 g(s) = \frac{4\pi\lambda^2}{\mu^2} \ln^2 s.$$

Асимптотический рост полного сечения взаимодействий и степенной характер убывания сечения в области рассеяния на большие углы динамически связаны.

Как уже отмечалось, степенной закон убывания сечения рассеяния на фиксированные углы является следствием наличия у функции $u(s, \beta)$ сингулярности в точке $\beta = 0$. Если $u(s, \beta)$ — аналитическая функция в окрестности точки $\beta = 0$, то сечение убывает во всей области переданных импульсов экспоненциально. Заметим, что для вывода о наличии сингулярности амплитуды при $\beta = 0$ достаточно использовать аналитичность по переменной $\cos \theta$ в эллипсе [1], не предполагая мандельштамовской аналитичности, заложенной в представлении (15). Отметим, что степенной закон убывания впервые был получен на основе принципа автомодельности и правил кваркового счета [13].

Полученное выражение для сечения является асимптотическим. Приведем выражение, которое имеет место, если при вычислении интеграла $F_c(s, t)$ учитывать не только главный по $1/g(s)$ член:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{32\pi\mu^2}{g^2} \left(\frac{1}{s}\right)^{3+2\lambda} (1 - \cos \theta)^{-3} |f(s, 0)|^4, \quad (38)$$

или

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma(\infty)}{dt} |f(s, 0)|^4.$$

Множитель $|f(s, 0)|^4$ в выражении для сечения определяется плотностью адронной материи в точке $b = 0$ или, другими словами, характеризует вероятность центрального соударения адронов, при котором происходит рассеяние на большие углы.

Угловая зависимость сечений определяется функцией $(1 - \cos \theta)^{-3}$. Эта зависимость достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными по рассеянию на большие углы*.

* Поскольку здесь мы не учитываем обменное взаимодействие, то приведенные выражения отвечают рассеянию в переднюю полусферу $\cos \theta > 0$.

В общем случае функция $u(s, \beta)$ имеет более общий вид (17), хотя отсутствие информации о поведении спектральной плотности $\rho(s, x)$ и не позволяет точно вычислить предэкспоненциальный множитель в выражении для $u(s, \beta)$.

Заметим, что если функция $u(s, \beta)$ не содержит логарифмических факторов $\ln^\alpha \beta$, то асимптотически сечение удовлетворяет простому степенному закону: $d\sigma/dt \sim s^{-N}$. Если же логарифмические факторы в $u(s, \beta)$ присутствуют, то асимптотическая формула для дифференциального сечения содержит множитель вида $(\ln |t|)^{-2\alpha}$. Наиболее интересным, на наш взгляд, является случай, когда

$$u(s, \beta) = ig(s) (\mu^2 \beta)^{-\gamma} \ln^\alpha (\mu^2 \beta) \exp(-\mu \sqrt{\beta}). \quad (39)$$

Выбор фазы здесь определяется исключительно соображениями удобства. Для сечения рассеяния на большие углы тогда имеем

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{\pi \mu^4 g^2(s)} \left(\frac{\mu^2}{|t|} \right)^{2+2\gamma} \frac{\varphi^2 (\ln^{-1} |t|/\mu^2)}{\ln^{2\alpha} (|t|/\mu^2)}, \quad \varphi(0) = 1. \quad (40)$$

Прежде всего отметим, что выражение (40) является асимптотическим по $1/s$, при этом функция, зависящая от логарифмов, учтена полностью. Вывод формулы (40) приведен в Приложении.

По форме выражение (40) совпадает с выражением для сечения, получаемым при использовании теории возмущений в квантовой хромодинамике [14]. Показатель степени убывания сечения рассеяния на большие углы $2\lambda + 2\gamma + 2$ в квантовой хромодинамике определяется числом адронных составляющих, а степень логарифма, кроме того, — так называемыми аномальными размерностями.

Выражение (40) можно эффективно представить также в виде степенной функции с показателем, зависящим от квадрата переданного импульса:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{\pi \mu^4 g^2(s)} \left(\frac{\mu^2}{|t|} \right)^{N(t)} \varphi^2 [\ln^{-1} (|t|/\mu^2)], \quad (44)$$

где

$$N(t) = 2(1 + \gamma) + 2\alpha [\ln \ln (|t|/\mu^2)] \ln^{-1} (|t|/\mu^2).$$

Характер сингулярности обобщенной матрицы реакций $u(s, \beta)$ в точке $\beta = 0$ является отражением внутренней структуры адронов. Мы рассмотрим этот вопрос более подробно в следующем разделе.

В приведенных выше формулах важную роль играет параметр μ , определяющий шкалу по переданному импульсу. В отличие от квантовой хромодинамики, где аналогичную роль играет параметр Λ , не имеющий четкого физического значения, параметр μ , как будет показано в следующем разделе, может быть связан с массами кварков.

4. УЧЕТ СОСТАВНОЙ СТРУКТУРЫ ЧАСТИЦ ПРИ ПОСТРОЕНИИ ОБОБЩЕННОЙ МАТРИЦЫ РЕАКЦИЙ

В заключение первой части обзора мы обсудим способ учета составной структуры взаимодействующих адронов h_1 и h_2 при построении выражения для обобщенной матрицы реакций [15]. Будет получена зависимость характерных параметров, в частности τ ($\sqrt{-t}$), и показателя степени убывания сечения рассеяния на большие углы N от числа структурных составляющих (валентных кварков) n_1 и n_2 . Способ введения чисел n_1 и n_2 соответствует так называемой модели факторизующихся кварков [16].

В этой модели предполагается, что при взаимодействии адронов h_1 и h_2 валентные кварки рассеиваются независимым образом на некотором эффективном потенциале $V_{\text{эф}}$ и амплитуда процесса $h_1 h_2 \rightarrow h_1 h_2$ представляется соответственно в виде произведения

$$\tilde{f}_{h_1 h_2} = \prod_{i=1}^{n_1} f_i \prod_{j=1}^{n_2} f_j, \quad (42)$$

где f_i — амплитуда рассеяния i -го кварка эффективным полем.

Происхождение потенциала $V_{\text{эф}}$ можно представить следующим образом. При рассеянии адронов h_1 и h_2 , каждый из которых состоит из валентных кварков, сосредоточенных в центре, и виртуального облака других составляющих ($q\bar{q}$ -пары, глюоны), виртуальные облака взаимодействуют друг с другом. В результате возникает некоторое эффективное поле, потенциал которого $V_{\text{эф}}$ в этом случае можно считать универсальным. Валентные кварки рассеиваются на этом потенциале независимым образом.

Мы предположим, что факторизация вида (42) имеет место в представлении прицельного параметра. Полученная таким образом функция, конечно, может рассматриваться лишь как первое приближение к амплитуде рассеяния. Естественно поэтому рассматривать функцию $\tilde{f}_{h_1 h_2}$ в качестве ядра нашего основного уравнения. Полученная при этом амплитуда будет удовлетворять условию унитарности. Итак, принимаемая нами форма для обобщенной матрицы реакций:

$$u_{h_1 h_2}(s, b) = \prod_{i=1}^{n_1} f_i(s_i, b) \prod_{j=1}^{n_2} f_j(s_j, b). \quad (43)$$

Для амплитуды рассеяния i -го кварка на потенциале $V_{\text{эф}}$ выберем следующее выражение:

$$f_i(s_i, b) = g_i(s_i) e^{-\mu b}. \quad (44)$$

Параметр μ будем считать не зависящим от сорта кварка. Функцию $u(s, b)$ можно представить тогда в следующем виде:

$$u(s, b) = \left[\prod_{i=1}^{n_1} g_i(s_i) \prod_{j=1}^{n_2} g_j(s_j) \right] \exp[-\mu(n_1 + n_2)b]. \quad (45)$$

Для простоты будем считать, что импульс частицы распределен равномерно между валентными составляющими и использовать в каче-

стве аргумента кварковых амплитуд переменную s . В соответствии с вышесказанным для обобщенной матрицы реакций окончательно получаем

$$u(s, b) = i \left[\prod_{i=1}^{n_1+n_2} g_i(s) \right] \exp[-\mu(n_1+n_2)b]. \quad (46)$$

Построив теперь амплитуду рассеяния согласно уравнению (2), приведем в соответствие с условием унитарности рассмотренную выше картину взаимодействия. При этом амплитуда рассеяния $F(s, t)$ уже, конечно, не будет соответствовать независимому рассеянию структурных составляющих потенциалом $V_{3\phi}$.

Зависимость от прицельного параметра, содержащаяся в выражении для кварковой амплитуды (44), выбрана таким образом, чтобы функция $u(s, \beta)$ имела правильные аналитические свойства в комплексной β -плоскости. Отметим далее, что рост полных сечений взаимодействий с необходимостью приводит к требованию роста с энергией функции $\prod_{i=1}^{n_1+n_2} g_i(s)$. Поэтому с учетом полиномиальной ограниченности $U(s, t)$ для функций $g_i(s)$ естественно выбрать зависимость вида $g_i(s) = c_i s^\lambda$. Показатель степени выбран одинаковым для любого сорта кварка, а константа c_i зависит от сорта i -го кварка, т. е. для $u(s, b)$ имеем

$$u(s, b) = i C_{h_1 h_2} s^{\lambda(n_1+n_2)} \exp[-\mu(n_1+n_2)b].$$

Это выражение простейшим образом учитывает составную структуру адронов.

Выражение для полного сечения взаимодействий имеет вид:

$$\sigma_{\text{tot}}^{h_1 h_2}(s) = 4\pi \left[\frac{\lambda^2}{\mu^2} \ln^2 s + \frac{2\lambda \ln C_{h_1 h_2}}{\mu^2(n_1+n_2)} \ln s + \frac{\ln^2 C_{h_1 h_2}}{\mu^2(n_1+n_2)^2} \right] \equiv 4\pi R_{h_1 h_2}^2(s), \quad (47)$$

где радиус взаимодействия связан с числами n_1 и n_2 следующим образом:

$$R_{h_1 h_2}(s) = \frac{\lambda}{\mu} \ln s + \frac{1}{\mu(n_1+n_2)} \ln C_{h_1 h_2}. \quad (48)$$

Таким образом, в рассматриваемом подходе дважды логарифмический рост полных сечений имеет универсальный характер, в то время как логарифмически растущие с энергией и постоянные по энергии члены зависят от сорта адронов h_1 и h_2 . В асимптотической области для любых двух пар адронов h_1, h_2 и \tilde{h}_1, \tilde{h}_2 отношение $\sigma_{\text{tot}}^{h_1 h_2}(s)/\sigma_{\text{tot}}^{\tilde{h}_1 \tilde{h}_2}(s) \rightarrow 1$ при $s \rightarrow \infty$. Отметим, что в аддитивной кварковой модели это отношение зависит от суммарного числа валентных кварков в системах (h_1, h_2) и $(\tilde{h}_1, \tilde{h}_2)$. Выражение для

сечения неупругих взаимодействий $\sigma_{inel}^{h_1 h_2}(s)$ имеет следующий вид:

$$\sigma_{inel}^{h_1 h_2}(s) = \frac{16\pi\lambda}{\mu^2(n_1 + n_2)} \ln s + \frac{16\pi \ln C_{h_1 h_2}}{\mu^2(n_1 + n_2)^2}. \quad (49)$$

В отличие от полных сечений асимптотический член здесь не является универсальным, коэффициент перед $\ln s$ в выражении для $\sigma_{inel}^{h_1 h_2}(s)$ зависит от суммы $(n_1 + n_2)$.

Используя результаты разд. 2, нетрудно показать, что при рассеянии с фиксированной передачей, когда $s \rightarrow \infty$, t/s — мало, зависимость амплитуды рассеяния от чисел валентных составляющих n_1 и n_2 будет определяться выражением:

$$F_{h_1 h_2}(s, t) = s \sum_{m=1}^{\infty} \tau^m (\sqrt{-t}) \Phi_m(R_{h_1 h_2}(s), \sqrt{-t}), \quad (50)$$

где

$$\tau(\sqrt{-t}) = \exp[-2\pi \sqrt{-t}/\mu(n_1 + n_2)].$$

Функция $\Phi_m(R_{h_1 h_2}(s), \sqrt{-t})$ получается из выражения (26) заменой μ на $\mu(n_1 + n_2)$. При достаточно больших значениях переданного импульса в разложении (50) можно сохранить лишь один член. В этом случае амплитуда рассеяния убывает по орировскому закону, причем параметр наклона зависит от общего числа валентных составляющих $(n_1 + n_2)$.

Рассмотрим теперь рассеяние на большие углы ($s \rightarrow \infty$, t/s — фиксировано). Амплитуда рассеяния в этой кинематической области определяется областью малых прицельных расстояний $b \sim 0$. Как было показано в разд. 3, наличие сингулярности функции $u(s, \beta)$ при $\beta = 0$ приводит к степенному убыванию амплитуды рассеяния.

Естественно, что в области больших углов амплитуда рассеяния существенно зависит от числа валентных кварков $(n_1 + n_2)$.

Используя формулы разд. 3, для амплитуды рассеяния на большие углы получаем выражение:

$$F_{h_1 h_2}(s, t) = -\frac{is}{\pi^2} \frac{\mu(n_1 + n_2)}{C_{h_1 h_2} s^{\lambda(n_1 + n_2)} |t|^{3/2}} |f_{h_1 h_2}(s, 0)|^2. \quad (51)$$

Для дифференциального сечения рассеяния в области больших углов будем иметь:

$$\frac{d\sigma_{h_1 h_2}}{dt} = \frac{32\pi\mu^2(n_1 + n_2)^2}{C_{h_1 h_2}^2} \left(\frac{1}{s}\right)^{2\lambda(n_1 + n_2) + 3} |f_{h_1 h_2}(s, 0)|^4 (1 - \cos \theta)^{-3}. \quad (52)$$

Обсуждение феноменологических следствий полученных выражений будет проведено во второй части обзора.

В этом разделе рассмотрен способ учета составной структуры адронов при выборе ядра одновременного уравнения. Динамика взаимодействия структурных составляющих учитывается функцией $U(s, t)$. В частности, закон композиции (43) для ядра одновременного уравнения определяется взаимодействием на кварковом уровне:

квазине зависимое рассеяние валентных кварков полем $V_{эф}$, создаваемым виртуальными облаками. Динамика взаимодействия адронов h_1 и h_2 определяется уравнением $F = F[U]$. Полученная зависимость от числа валентных составляющих, как будет показано, имеет нетривиальные экспериментально проверяемые следствия.

Рассмотренный способ построения выражения для U -матрицы может быть использован для ядра любого динамического уравнения, в частности, при выборе квазипотенциала взаимодействия $V(s, t)$.

В заключение отметим еще раз, что при выборе амплитуды рассеяния кварков $f_i(s, b)$ мы предположили независимость их радиуса взаимодействия с полем $V_{эф}$ от сорта кварка. Следствием этого, в частности, явилась универсальность дважды логарифмического члена в выражении для полных сечений. Альтернативная возможность состоит во введении для каждого сорта кварка своего радиуса $1/\mu_i$ и в отождествлении параметров μ_i с массами соответствующих кварков m_i . В этом случае в формулах разд. 2 и 3 следует сделать замену: $\mu \rightarrow M, \lambda \rightarrow \lambda N$, где

$$M \equiv \sum_i m_i n_i; \quad N \equiv n_1 + n_2 = \sum_i n_i$$

и n_i означает полное число валентных кварков сорта i в адронах h_1 и h_2 .

5. АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ СЕЧЕНИЙ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СЛЕДСТВИЯ

Гладкое поведение угловых распределений pp -рассеяния в области за вторым дифракционным максимумом. Хорошо известно, что отсутствие дифракционных минимумов в угловом распределении упругого pp -рассеяния в области значений квадрата переданного импульса от 2 до 10 (ГэВ/с)² оказалось сложным пунктом для целого ряда моделей высокоэнергетического рассеяния [17]. В настоящем разделе мы рассмотрим этот вопрос с точки зрения представления амплитуды в виде ряда по параметру $\tau(\sqrt{-t})$, которое справедливо в области фиксированных значений t (t/s — мало).

Пусть t достаточно велико, чтобы в разложении (25) можно было сохранить лишь главный по $\tau(\sqrt{-t})$ член. Тогда в случае чисто мнимой обобщенной матрицы реакций для дифференциального сечений получаем выражение:

$$\frac{d\sigma}{dt} \cong \frac{32\pi^2}{\mu^2} \frac{R(s)}{\sqrt{-t}} e^{-\frac{2\pi}{\mu} \sqrt{-t}} \cos^2 \left(R(s) \sqrt{-t} + \frac{\pi}{4} \right), \quad (53)$$

которое имеет осциллирующий характер.

Однако если обобщенная матрица реакций не является чисто мнимой и имеет отличную от $\pi/2$ фазу $\alpha(s)$, то, используя выражение (27), для $d\sigma/dt$ будем иметь орировское поведение без осциллирующих

множителей:

$$\frac{d\sigma}{dt} \cong \frac{8\pi^2}{\mu^2} \frac{R(s)}{\sqrt{-t}} e^{-b(s)\sqrt{-t}}, \quad (54)$$

где

$$b(s) = \frac{2\pi}{\mu} \left[1 \pm \left(\frac{\alpha(s)}{2\pi} - 1 \right) \right], \quad (55)$$

причем знак плюс берется в случае, если $\alpha(s) < \pi/2$, а знак минус, если $\alpha(s) > \pi/2$. Выражение (54) приводит к гладкому без чередующихся максимумов и минимумов поведению угловых распределений в области за вторым дифракционным максимумом и хорошо согласуется с экспериментальными данными [3, 18] (рис.2). Энергетическая зависимость параметра наклона $b(s)$ определяется энергетической зависимостью фазы $\alpha(s)$. Отметим, что экспериментальные данные указывают, что энергетическая зависимость параметра $b(s)$ при энергиях ISR является весьма слабой.

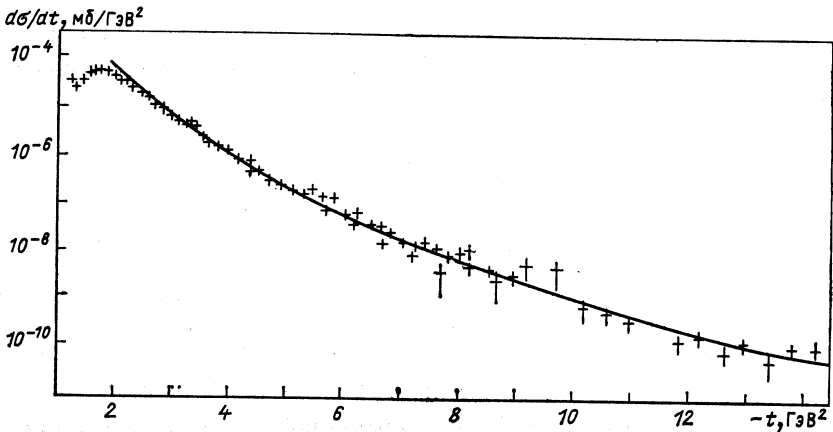


Рис. 2. Дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния. Экспериментальные точки соответствуют $p = 400$ ГэВ/с FNAL и $\sqrt{s} = 52,8$ ГэВ, $\sqrt{s} = 62$ ГэВ ISR

Таким образом, учет фазы функции $U(s, t)$ позволяет объяснить в рамках рассматриваемого подхода отсутствие второго минимума в угловых распределениях упругого pp -рассеяния. Отметим, что возможны, конечно, другие объяснения факта отсутствия второго минимума при энергиях ISR, связанные, например, с учетом спиновых степеней свободы [19].

Соотношение между степенями убывания упругого и инклюзивного сечений в области рассеяния на большие углы. В этом разделе мы воспользуемся изложенным в первой части методом для анализа поведения инклюзивных спектров.

Отметим, что правила кваркового счета [13] и вычисления, основанные на модели жестких соударений [20] для инклюзивных процессов $a + b \rightarrow c + \dots$ при больших p_{\perp} , приводят к следующему закону убывания сечения: $E \frac{d\sigma}{dp_c} \sim p_{\perp}^{-4}$. Такое поведение является фактически следствием учета простейших подпроцессов на уровне структурных составляющих.

Убывание сечений по закону p_{\perp}^{-4} находится, однако, в противоречии с существующими данными [21]. В ряде работ [22] это противоречие объяснялось как следствие экранировки поведения p_{\perp}^{-4} в предасимптотической области различными механизмами рождения частиц. Были вычислены также логарифмические поправки в рамках QCD [23].

Мы получим простое соотношение между показателем степени убывания инклюзивного сечения N_{incl} и показателем степени убывания упругого сечения N_{el} . Из полученного соотношения, которое находится в согласии с экспериментальными данными, следует, что N_{incl} существенно больше значения, предсказываемого поведением p_{\perp}^{-4} .

Для инклюзивного сечения мы будем использовать простое соотношение, связывающее его со вкладом неупругих каналов в соотношение унитарности функций $\eta(s, b)$:

$$\frac{d\sigma_{\text{incl}}}{dq^2} = \left[\int_0^{\infty} \sqrt{\eta(s, b)} J_0(b\sqrt{q^2}) b db \right]^2, \quad q^2 = -t. \quad (56)$$

Уравнение (56) получено в работах [24], где были рассмотрены соотношения между характеристиками упругого рассеяния и одночастичным инклюзивным спектром. Соотношение (56) позволяет вычислить инклюзивное сечение, если известна амплитуда упругого рассеяния. Мы воспользуемся им для получения сечения $d\sigma_{\text{incl}}/dq^2$ при больших поперечных импульсах ($p_{\perp}, q \sim \sqrt{s}$). Отметим, что показатели степени убывания сечения $E \frac{d\sigma}{dp_c}$ по переменной s (или p_{\perp}) и проинтегрированного инклюзивного сечения, каким является $d\sigma_{\text{incl}}/dq^2$, совпадают в этой кинематической области.

Для вычисления интеграла (56) используем метод, развитый в разд. 2 и 3. Вклад неупругих каналов в соотношение унитарности представляется через функцию $u(s, \beta)$ следующим образом:

$$\eta(s, \beta) = \frac{\text{Im } u(s, \beta)}{|1 - iu(s, \beta)|^2}. \quad (57)$$

Будем считать обобщенную матрицу реакций для простоты чисто мнимой величиной. Учет фазы в этом случае несуществен. Переходя к контурному интегралу, для величины $d\sigma_{\text{incl}}/dq^2$ получаем:

$$\sqrt{\frac{d\sigma_{\text{incl}}}{dq^2}} = -\frac{i}{2\pi} \int_C \frac{u^{1/2}(s, \beta)}{1 + u(s, \beta)} K_0(\sqrt{-\beta q^2}) d\beta. \quad (58)$$

Используя для функции $u(s, \beta)$ общее выражение вида (17), которое правильно учитывает аналитические свойства амплитуды рассеяния, и проводя вычисления, аналогичные сделанным в разд. 3, для сечения $d\sigma_{\text{incl}}/dq^2$ получаем:

$$\frac{d\sigma_{\text{incl}}}{dq^2} \approx \frac{\sin^2 \frac{\pi\gamma}{2}}{\pi^4 \mu^4 g(s)} \left(\frac{1}{1+\gamma/2} \right)^4 \left(\frac{\mu^2}{q^2} \right)^{2+\gamma} \frac{1}{\ln^\alpha \frac{q^2}{\mu^2}} \varphi^2 \left(\ln^{-1} \frac{q^2}{\mu^2} \right), \quad (59)$$

$$\varphi(0) = 1.$$

Приближенное выражение можно представить в виде

$$\frac{d\sigma_{\text{incl}}}{dq^2} = \frac{1}{\pi \mu^4 g(s)} \left(\frac{\mu^2}{q^2} \right)^{N(q^2)} \varphi^2 \left[\ln^{-1} \left(\frac{q^2}{\mu^2} \right) \right],$$

где

$$N(q^2) = 2 + \gamma + \alpha \frac{\ln \ln (q^2/\mu^2)}{\ln (q^2/\mu^2)}. \quad (60)$$

Таким образом, с учетом степенного роста функции $g(s) = gs^\lambda$ для инклюзивного сечения рождения частиц с большими поперечными импульсами ($\sim \sqrt{s}$) будем иметь степенное убывание вида $(1/s)^{\lambda+N(q^2)}$. Сравнивая с поведением сечения упругого рассеяния $d\sigma_{\text{el}}/dq^2 \sim (1/s)^{2\lambda-2+2N(q^2)}$ (см. разд. 3), получаем искомое соотношение между показателями степени

$$N_{\text{incl}} = \frac{1}{2} N_{\text{el}} + 1. \quad (61)$$

Из соотношений (60) и (61) следует, что $2 < N_{\text{incl}} < N_{\text{el}}$.

Учет составной структуры адронов при построении обобщенной матрицы реакций позволяет связать N_{el} с числом валентных составляющих сталкивающихся адронов (см. разд. 4). Используя значения для N_{el} , которые согласуются с экспериментальными данными, мы приходим к значениям для N_{incl} , которые также согласуются с соответствующими экспериментальными значениями, полученными из анализа инклюзивных сечений, при этом инклюзивные сечения даже в асимптотической области должны убывать быстрее, чем p_{\perp}^{-4} [25].

6. УЧЕТ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ОПИСАНИЕ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ В ОБЛАСТИ РАССЕЯНИЯ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

Для описания угловой зависимости сечения рассеяния на большие углы в области углов, близких к 90° , и рассеяния в заднюю полусферу необходимо учитывать эффекты обменного взаимодействия.

Для этого мы представим ядро интегрального уравнения — U -матрицу в виде суммы:

$$U(s, t) = U_1(s, t) + U_2(s, u). \quad (62)$$

Амплитуду рассеяния, определяемую уравнением (2), представим в виде *

$$F(s, t) = F_1(s, t) + F_2(s, u), \tag{63}$$

где функции $F_1(s, t)$ и $F_2(s, u)$ определяются интегральными уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} F_1(p, q) &= U_1(p, q) + \\ + i \frac{\pi}{8} \rho(s) \int d\Omega_k [U_1(p, k) F_1(k, q) + U_2(p, k) F_2(k, q)]; \\ F_2(p, q) &= U_2(p, q) + \\ + i \frac{\pi}{8} \rho(s) \int d\Omega_k [U_1(p, k) F_2(k, q) + U_2(p, k) F_1(k, q)]. \end{aligned} \right\} \tag{64}$$

Представление ядра динамического уравнения в виде суммы соответствует предположению о динамическом разделении процессов рассеяния вперед и назад.

В парциальных волнах уравнения (64) сводятся к алгебраическим и могут быть решены. Переходя к представлению прицельного параметра, окончательно получаем:

$$\left. \begin{aligned} F_1(s, t) &= \frac{s}{\pi^2} \int_0^\infty b db \frac{u_1(s, b) [1 - iu_1(s, b)] + iu_2^2(s, b)}{[1 - iu_1(s, b)]^2 + u_2^2(s, b)} J_0(b\sqrt{-t}), \\ F_2(s, u) &= \frac{s}{\pi^2} \int_0^\infty b db \frac{u_2(s, b)}{[1 - iu_1(s, b)]^2 + u_2^2(s, b)} J_0(b\sqrt{-u}). \end{aligned} \right\} \tag{65}$$

Сделанное нами допущение об аналитических свойствах $F_1(s, t)$ и $F_2(s, u)$ по передаче импульса позволяет написать для этих функций дисперсионные соотношения по переменным t и u соответственно, которые вместе с уравнениями (64) позволяют получить для функций $U_1(s, t)$ и $U_2(s, u)$ спектральные представления $[s \geq (m_1 + m_2)^2]$:

$$U_{1(2)}(s, t(u)) = \int_{t_0(u)}^\infty \frac{\rho_{1(2)}(s, x)}{x - t(u)} dx,$$

откуда получаем:

$$u_{1(2)}(s, \beta) = \int_{\mu_{1(2)}^2}^\infty \rho_{1(2)}(s, x) K_0(\sqrt{x\beta}) dx. \tag{66}$$

Представление (66) позволяет получить для функций $u_{1(2)}(s, \beta)$ следующие выражения:

$$u_{1(2)}(s, \beta) = \varphi_{1(2)}(s, \beta) \exp(-\mu_{1(2)} \sqrt{\beta}), \tag{67}$$

где $\mu_{1(2)} = \sqrt{t_0(u)}$.

* Функции $F_{1(2)}(s, t(u))$ аналитичны в топологическом произведении s -и $t(u)$ -плоскости с соответствующими разрезами.

Параметры μ_1 и μ_2 связаны с массами промежуточных состояний в t - и u -каналах. Для πN -рассеяния наименьшие массы промежуточных состояний равны соответственно $2m_\pi$ и $m_\pi + m_N$, поэтому будем считать, что $\mu_1 < \mu_2$ и рассматривать в дальнейшем рассеяние нетождественных частиц. Для тождественных частиц учет обменного взаимодействия сводится к симметризации амплитуды по переменным t и u . Конкретный вид зависимости $g(s, \beta)$ от β при $\beta \sim 0$ определяется видом спектральных функций $\rho_{1(2)}(s, x)$. Мы обсудим далее различные возможности.

Вначале рассмотрим простейший случай, когда

$$u_{1(2)}(s, \beta) = ig_{1(2)}(s) \exp(-\mu_{1(2)} \sqrt{\beta}). \quad (68)$$

Как уже отмечалось, рост полного сечения требует роста функции $g_1(s)$ при $s \rightarrow \infty$: $g_1(s) \sim s^{\lambda_1}$. Для $g_2(s)$ предположим такую же форму зависимости от энергии: $g_2(s) \sim s^{\lambda_2}$. Экспериментальные данные по рассеянию назад указывают на то, что величина $d\sigma/du|_{u=0}$ убывает с ростом энергии степенным образом [22]. Нетрудно показать, что для этого необходимо выполнение неравенства $\lambda_2 < \lambda_1$.

Поэтому, учитывая малость обменного взаимодействия, для функций $F_1(s, t)$ и $F_2(s, u)$ можно написать:

$$\left. \begin{aligned} F_1(s, t) &= \frac{s}{\pi^2} \int_0^\infty b db \frac{u_1(s, b)}{1 - iu_1(s, b)} J_0(b \sqrt{-t}); \\ F_2(s, u) &= \frac{s}{\pi^2} \int_0^\infty b db \frac{u_2(s, b)}{[1 - iu_1(s, b)]^2} J_0(b \sqrt{-u}). \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

Вычисление интегралов (69) проводится аналогично схеме, изложенной в разд. 2 и 3. В результате для вкладов полюсов в плоскости прицельного параметра в амплитуду рассеяния будем иметь соответственно:

$$\begin{aligned} F_{1p}(s, t) &= s \sum_{m=1}^{\infty} \left[\exp\left(-\frac{2\pi}{\mu_1} \sqrt{-t}\right) \right]^m \Phi_m^{(1)}(R_1(s), \sqrt{-t}); \\ F_{2p}(s, t) &= s \exp[-\mu_2 [R_1(s) - R_2(s)]] \times \\ &\times \sum_{m=1}^{\infty} \left[\exp\left(-\frac{2\pi}{\mu_1} \sqrt{-u}\right) \right]^m \Phi_m^{(2)}(R_1(s), \sqrt{-t}); \\ \Phi_m^{(1)}(R_1(s), \sqrt{-t}) &= \frac{1}{\pi \mu_1} \left[\frac{2R_1(s)}{\pi \sqrt{-t}} \right]^{1/2} \times \\ &\times \left\{ \left[-i + (m-1/2) \frac{2\pi}{\mu_1 R_1(s)} \right]^{1/2} \exp \left[\left(iR_1(s) + \frac{\pi}{\mu_1} \right) \sqrt{-t} \right] - \right. \\ &\left. - \left[i + (m-1/2) \frac{2\pi}{\mu_1 R_1(s)} \right]^{1/2} \exp \left[\left(-iR_1(s) + \frac{\pi}{\mu_1} \right) \sqrt{-t} \right] \right\}; \quad (70) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Phi_m^{(2)}(R_1(s), \sqrt{-u}) &= \frac{i}{\pi\mu_1} \left[\frac{2R_1(s)\sqrt{-u}}{\pi} \right]^{1/2} \times \\ &\times \left\{ \exp \left[i\pi \frac{\mu_2}{\mu_1} (2m-1) + \sqrt{-u} \left(iR_1(s) + \frac{\pi}{\mu_1} \right) \right] \times \right. \\ &\quad \times \sqrt{-i + (m-1/2) \frac{2\pi}{\mu_1 R_1(s)}} + \\ &+ \exp \left[-i\pi \frac{\mu_2}{\mu_1} (2m-1) + \sqrt{-u} \left(-iR_1(s) + \frac{\pi}{\mu_1} \right) \right] \times \\ &\quad \left. \times \sqrt{i + (m-1/2) \frac{2\pi}{\mu_1 R_1(s)}} \right\}. \end{aligned}$$

Таким образом, полюсная часть амплитуды рассеяния представляется в виде суммы двух рядов по параметрам $\tau(\sqrt{-t})$ и $\tau(\sqrt{-u})$ соответственно, экспоненциально убывающим с ростом $\sqrt{-t}$ и $\sqrt{-u}$. Вклад обменного взаимодействия убывает с энергией по степенному закону.

Из представления (66) следует, что амплитуды $f_{1(2)}(s, \beta)$ имеют в β -плоскости разрез $\beta \in [0, -\infty)$, вклад которого в амплитуду рассеяния на большие углы $F_{1(2)c}(s, t)$ является определяющим. Соответствующие интегралы имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} F_{1c}(s, t) &= \frac{s}{\pi^3} \int_{-\infty}^0 d\beta K_0(\sqrt{t\beta}) \operatorname{disc} f_1(s, \beta); \\ F_{2c}(s, u) &= \frac{s}{\pi^3} \int_{-\infty}^0 d\beta K_0(\sqrt{u\beta}) \operatorname{disc} f_2(s, \beta). \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

Вычисляя скачки амплитуд $f_1(s, \beta)$ и $f_2(s, \beta)$ на разрезе, будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{disc} f_1(s, \beta) &= -\frac{-i \sin \mu_1 \sqrt{|\beta|}}{g_1(s)} + O\left(\frac{1}{g_1^2(s)}\right); \\ \operatorname{disc} f_2(s, \beta) &= \frac{ig_2(s) \sin(2\mu_1 - \mu_2) \sqrt{|\beta|}}{g_1^2(s)} + O\left(\frac{g_2(s)}{g_1^3(s)}\right). \end{aligned} \right\} \quad (72)$$

Для вклада разреза $\beta \in [0, -\infty)$ в амплитуду находим:

$$\left. \begin{aligned} F_{1c}(s, t) &= \frac{-is\mu_1}{\pi^2 g_1(s)} \frac{1}{|t|^{3/2}} + O\left(\frac{1}{g_1^2(s)}\right); \\ F_{2c}(s, t) &= \frac{-isg_2(s)(\mu_2 - 2\mu_1)}{\pi^2 g_1^2(s)} \frac{1}{|u|^{3/2}} + O\left(\frac{g_2(s)}{g_1^3(s)}\right). \end{aligned} \right\} \quad (73)$$

Сравнивая выражения $F_{2p}(s, u)$ и $F_{2c}(s, u)$, видим, что при рассмотрении рассеяния в заднюю полусферу (фиксированные u) необходимо учитывать вклад как от полюсов, так и от разрезов. Полюсной

вклад может не являться доминирующим, если отношение μ_2/μ_1 достаточно велико: $\mu_2/\mu_1 > 2$. Отметим, что для πN -рассеяния осуществляется как раз этот случай.

Напротив, при рассеянии в переднюю полусферу в области фиксированных t полюсной вклад является доминирующим, вклад же разреза $F_{1c}(s, t)$ подавлен по энергии степенным образом.

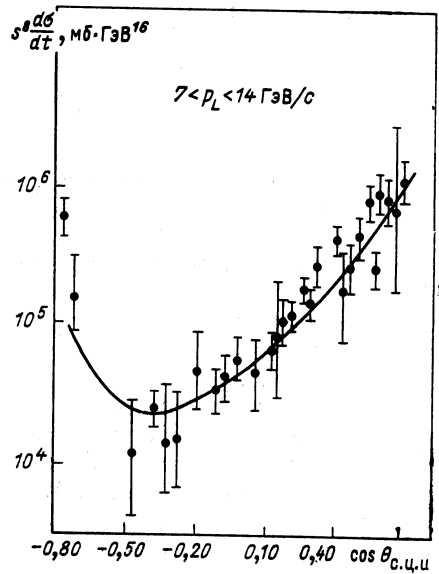
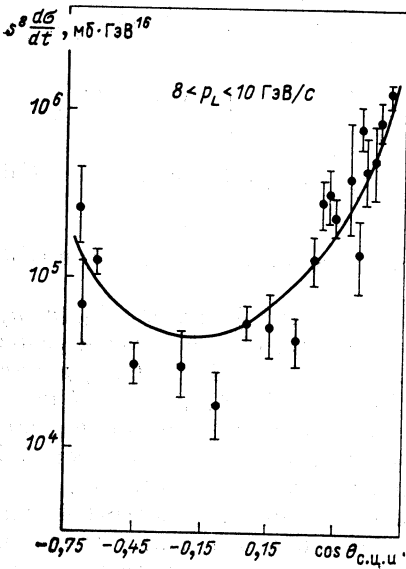


Рис. 3. Угловая зависимость упругого π^+p -рассеяния

Рис. 4. Угловая зависимость упругого π^-p -рассеяния

Для рассеяния в области больших углов дифференциальное сечение имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \frac{32\pi\mu^2}{g^2} \left(\frac{1}{s}\right)^{\lambda_1+3} \times \left\{ (1 - \cos \theta)^{-3/2} + \left[\frac{g_2(s)}{\mu_1 g_1(s)} (\mu_2 - 2\mu_1) + O\left(\frac{g_2(s)}{g_1^2(s)}\right) \right] (1 + \cos \theta)^{-3/2} \right\}. \quad (74)$$

Выражение (74) позволяет описать угловую зависимость сечений рассеяния на большие углы. На рис. 3 и 4 представлены результаты такого описания для случая $\pi^\pm p$ -рассеяния. Общая нормировка и коэффициент в квадратных скобках считались свободными параметрами. Получающееся согласие с экспериментальными данными достаточно хорошее.

Рассмотрение более общих выражений для $u_{1(2)}(s, \beta)$ не изме-

няет основных результатов. В общем случае

$$u_{1(2)}(s, \beta) = i g_{1(2)}(s) (\mu_{1(2)}^2 \beta)^{-\gamma_{1(2)}} \times \\ \times \ln^{\alpha_{1(2)}} (\mu_{1(2)}^2 \beta) \exp(-\mu_{1(2)} \sqrt{\beta}). \quad (75)$$

Дифференциальное сечение в области больших углов имеет тогда вид:

$$\frac{d\sigma}{dt} \simeq \frac{1}{\pi\mu^4} \frac{1}{g_1^2(s)} \left[\frac{1}{(1+\gamma_1)^2} \left(\frac{\mu^2}{|t|} \right)^{1+\gamma_1} \frac{1}{\ln^{\alpha_1} \frac{|t|}{\mu_1^2}} \varphi_1 \left(\ln^{-1} \frac{|t|}{\mu_1^2} \right) + \right. \\ \left. + (-1)^{\alpha_1-\alpha_2} \frac{g_2(s)}{g_1(s)} \left(\frac{\mu_2^2}{\mu_1^2} \right)^{2\gamma_1+1} \frac{1}{(1+2\gamma_1-\gamma_2)^2} \left(\frac{\mu_2^2}{|u|} \right)^{2\gamma_1-\gamma_2+1} \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{\ln^{2\alpha_1-\alpha_2} \frac{|u|}{\mu_2^2}} \varphi_2 \left(\ln^{-1} \frac{|u|}{\mu_2^2} \right) \right]^2, \quad \varphi_{1(2)}(0) = 1, \quad (76)$$

и совпадает по форме с выражением для сечения, полученным в QCD [14].

В заключение этого раздела отметим, что функция $F_{2p}(s, u)$, которая определяет поведение амплитуды рассеяния в области углов, близких к 180° , содержит по сравнению с функцией $F_{1p}(s, t)$ дополнительный малый фактор $\exp\{-\mu_2 [R_1(s) - R_2(s)]\}$, который имеет прозрачный геометрический смысл: полюса в плоскости прицельного параметра расположены вблизи значений $b \sim R_1(s)$, тогда как область прицельных расстояний, связанных с рассеянием назад, имеет размеры $b \ll R_2(s)$. Радиусы прямого и обменного взаимодействий контролируют рассеяние соответственно в области малых значений t и u [26]. Напротив, в области фиксированных углов рассеяния, где играет роль область прицельных расстояний $b \sim 0$, относительный вклад прямого и обменного взаимодействий определяется не радиусами $R_i(s)$, а отношением интенсивностей этих взаимодействий [27]: $g_2(s)/g_1(s)$.

7. СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ

Поляризационные эффекты в упругом рассеянии. В этом разделе мы рассмотрим применение метода для анализа спиновых эффектов в упругом рассеянии.

Данные по измерению параметра спиновой корреляции A_{nn} в упругом pp -рассеянии, а также ряд других экспериментов приводят к заключению о важности учета спина при изучении адронных процессов в области больших значений переданного импульса и углов рассеяния.

Рассмотрим вначале поведение параметра поляризации в упругом рассеянии на большие углы. Расчеты, выполненные в рамках QCD и основанные на применении теории возмущений по константе связи $\alpha_s(Q^2)$, предсказывают параметр поляризации в процессах упругого

рассеяния на большие углы равным нулю, как следствие сохранения s -канальной спиральности в калибровочной теории с векторными глюонами [28]. Параметр поляризации предсказывается равным нулю и в квазипотенциальном подходе при наложении требования γ_5 -инвариантности [29].

С учетом неоднозначности выводов, которые могут быть сделаны на основе анализа экспериментальных данных, несомненный интерес представляют подходы, предсказывающие ненулевое значение поляризации в области больших углов рассеяния [30].

Применим для анализа поведения параметра поляризации метод, развитый в первой части обзора. Для простоты будем рассматривать рассеяние бесспиновой частицы на частице со спином $1/2$ и не учитывать обменного взаимодействия. Учет обменного взаимодействия и рассмотрение рассеяния двух спиновых частиц не влияют на результаты настоящего раздела.

В рассмотренном случае имеются две независимые амплитуды — амплитуда без изменения спиральности $F_+(s, t)$ и амплитуда с изменением спиральности $F_-(s, t)$:

$$F_{\pm}(s, t) = \frac{s}{2\pi^2} \int_0^{\infty} d\beta f_{\pm}(s, \beta) J_1(\sqrt{-\beta t}), \quad \beta = b^2, \quad (77)$$

которые связаны с обобщенной матрицей соотношениями [39]:

$$\left. \begin{aligned} f_+(s, \beta) &= \frac{u_+(s, \beta) [1 - iu_+(s, \beta)] - i [u_-(s, \beta)]^2}{[1 - iu_+(s, \beta)]^2 - [u_-(s, \beta)]^2}, \\ f_-(s, \beta) &= \frac{u_-(s, \beta)}{[1 - iu_+(s, \beta)]^2 - [u_-(s, \beta)]^2}, \end{aligned} \right\} \quad (78)$$

где

$$u_{\pm}(s, \beta) = \frac{\pi^2}{s} \int_0^{\infty} \sqrt{-t} d\sqrt{-t} U_{\pm}(s, t) J_1(\sqrt{-\beta t}).$$

Из представления (78) получаем следующее уравнение для нахождения полюсов в комплексной β -плоскости:

$$[1 - iu_+(s, \beta)]^2 - [u_-(s, \beta)]^2 = 0. \quad (79)$$

Для функций $u_{\pm}(s, \beta)$ мы будем использовать выражение

$$u_{\pm}(s, \beta) = ig_{\pm}(s, \beta) e^{-\mu\sqrt{\beta}}, \quad (80)$$

которое правильно учитывает аналитические свойства амплитуды рассеяния. Здесь $g_{\pm}(s, \beta)$ — некоторые медленно меняющиеся по сравнению с экспонентой функции β . Параметр μ выбирается для функций $u_{\pm}(s, \beta)$ одинаковым, множитель i выделяется из сообра-

жений удобства. Воспользовавшись соотношениями

$$\begin{aligned}
 J_1(z) &= \frac{z}{2} [J_0(z) + J_2(z)]; \\
 J_0(\sqrt{|z|}) &= \frac{i}{\pi} [K_0(\sqrt{-|z| + i0}) - K_0(\sqrt{-|z| - i0})]; \\
 J_2(\sqrt{|z|}) &= -\frac{i}{\pi} [K_2(\sqrt{-|z| + i0}) - K_2(\sqrt{-|z| - i0})], \quad (81)
 \end{aligned}$$

для амплитуд $F_{\pm}(s, t)$ будем иметь

$$\left. \begin{aligned}
 F_+(s, t) &= -\frac{is}{2\pi^3} \int_C d\beta f_+(s, \beta) K_0(\sqrt{t\beta}), \quad t < 0; \\
 F_-(s, t) &= -\frac{is\sqrt{-t}}{4\pi^3} \left\{ \int_C d\beta \sqrt{\beta} f_-(s, \beta) \times \right. \\
 &\quad \left. \times [K_0(\sqrt{t\beta}) - K_2(\sqrt{t\beta})] \right\}. \quad (82)
 \end{aligned} \right\}$$

Контур интегрирования C изображен на рис. 1. Метод вычисления интегралов (82) аналогичен уже описанному в разд. 2 и 3. В результате для полюсного вклада в амплитуду получаем следующие разложения:

$$F_{\pm, p}(s, t) = s \sum_{m=1}^{\infty} [\tau(\sqrt{-t})]^m \{ \Phi_m(G_+(s), \sqrt{-t}) \pm \Phi_m(G_-(s), \sqrt{-t}) \},$$

где $G_{\pm}(s) \equiv \frac{1}{\mu} \ln [g_+(s) \pm ig_-(s)] = R_{\pm}(s) + iI_{\pm}(s)$, а функции $\Phi_m \times (G_{\pm}(s), \sqrt{-t})$ имеют вид:

$$\begin{aligned}
 \Phi_m(G_{\pm}(s), \sqrt{-t}) &= \frac{1}{2\pi\mu} \left[\frac{2R_{\pm}(s)}{\pi\sqrt{-t}} \right]^{1/2} \times \\
 &\times \left\{ \left[-i + \frac{1}{R_{\pm}(s)} \left(I_{\pm}(s) + \frac{\pi(2m-1)}{\mu} \right) \right]^{1/2} \times \right. \\
 &\quad \times \exp \left[\left(iR_{\pm}(s) - I_{\pm}(s) + \frac{\pi}{\mu} \right) \sqrt{-t} \right] - \\
 &\quad - \left[i + \frac{1}{R_{\pm}(s)} \left(-I_{\pm}(s) + \frac{\pi(2m-1)}{\mu} \right) \right]^{1/2} \times \\
 &\quad \left. \times \exp \left[\left(-iR_{\pm}(s) + I_{\pm}(s) + \frac{\pi}{\mu} \right) \sqrt{-t} \right] \right\}. \quad (83)
 \end{aligned}$$

При фиксированных значениях переданного импульса вклад $F_{\pm, p}(s, t)$ является доминирующим.

Как уже отмечалось, функция $u(s, \beta)$ имеет в β -плоскости разрез $\beta \in [0, -\infty)$. Наличие сингулярности в точке $\beta = 0$ согласуется с представлением о том, что внутренняя структура частиц должна проявляться при взаимодействии на малых расстояниях.

Вклад разреза в амплитуду определяется интегралами

$$\left. \begin{aligned} F_{+,c}(s, t) &= \frac{s}{\pi^3} \int_{-\infty}^0 d\beta \operatorname{disc} f_+(s, \beta) K_0(\sqrt{t\beta}); \\ F_{-,c}(s, t) &= -\frac{s\sqrt{-t}}{\pi^3} \int_{-\infty}^0 d\beta \operatorname{disc}(V\bar{\beta} f_-(s, \beta)) \frac{K_1(\sqrt{t\beta})}{\sqrt{t\beta}}. \end{aligned} \right\} \quad (84)$$

Проводя вычисления, для амплитуды рассеяния на фиксированные углы получаем:

$$\left. \begin{aligned} F_+(s, t) &= -\frac{is\mu}{\pi^2} \frac{g_+(s)}{g_+^2(s) + g_-^2(s)} \frac{1}{(\mu^2 - t)^{3/2}}, \\ F_-(s, t) &= -\frac{is}{\pi^2} \frac{g_-(s)}{g_+^2(s) + g_-^2(s)} \frac{\sqrt{-t}}{(\mu^2 - t)^{3/2}}. \end{aligned} \right\} \quad (85)$$

Мы положили здесь для простоты, что функции $g_{\pm}(s, \beta)$ не зависят от β .

Для сечения рассеяния на большие углы будем иметь

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi}{|g_+^2(s) + g_-^2(s)|^2} \left\{ \frac{\mu^2 |g_+(s)|^2}{|t|^3} + \frac{|g_-(s)|^2}{|t|^2} \right\}. \quad (86)$$

Из формулы (86) следует, что рассеяние с изменением спиральности вносит существенный вклад в дифференциальное сечение рассеяния на большие углы и приводит к более слабой угловой зависимости, чем рассеяние без изменения спиральности.

В более общем случае, когда $g_{\pm}(s, \beta) = g_{\pm}(s) (\mu^2\beta)^{-\nu_{\pm}} \times \times \ln^{\alpha_{\pm}}(\mu^2\beta)$, для вкладов разреза получаем:

$$\left. \begin{aligned} F_{+,c}(s, t) &= \frac{is(-1)^{\alpha_+}}{2\pi^3\mu^2} \frac{g_+(s)}{g_+^2(s) + g_-^2(s)} \frac{1}{(1 + \gamma_+)^2} \times \\ &\times \left(\frac{\mu^2}{|t|} \right)^{1 + \gamma_+} \frac{1}{\left(\ln \frac{|t|}{\mu^2} \right)^{\alpha_+}} \varphi_+ \left(\ln^{-1} \frac{|t|}{\mu^2} \right), \\ F_{-,c}(s, t) &= \frac{is(-1)^{\alpha_-}}{\pi^3\mu^2} \frac{g_-(s)}{g_+^2(s) + g_-^2(s)} \frac{1}{\gamma_-} \times \\ &\times \left(\frac{\mu^2}{|t|} \right)^{\gamma_- + 1/2} \frac{1}{\left(\ln \frac{|t|}{\mu^2} \right)^{\alpha_-}} \varphi_- \left(\ln^{-1} \frac{|t|}{\mu^2} \right), \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

где $\varphi_{\pm}(0) = 1$.

При этом из формул (87) следует, что асимптотическая форма угловой зависимости имеет вид $(1 - \cos \theta)^{-4+\delta}$, $\delta > 0$.

Как отмечалось, функции $g_{\pm}(s)$ при $s \rightarrow \infty$ должны расти степенным образом. Мы полагаем $g_+(s) = \frac{C_+}{\sqrt{2}} s^{\lambda_+}$, $g_-(s) = C_- e^{i\varphi(s)} s^{\lambda_-}$.

Здесь функция $\varphi(s)$ — относительная фаза, которая может быть связана с поведением параметра поляризации при малых значениях

переданного импульса. Для параметра поляризации с учетом степенного поведения функций $g_{\pm}(s)$ получаем формулу:

$$\begin{aligned}
 P(s, z) \Big|_{\substack{s, t \rightarrow \infty \\ t/s - \text{фикс}}} = \\
 = -2 \sin \varphi(s) \left[\frac{C_-}{\mu C_+} s^{\lambda_- - \lambda_+ + \frac{1}{2}} (1-z)^{1/2} + \right. \\
 \left. + \frac{\mu C_+}{C_-} s^{\lambda_+ - \lambda_- - \frac{1}{2}} (1-z)^{-1/2} \right]^{-1}, \quad (88) \\
 z = \cos \theta.
 \end{aligned}$$

Из выражения (88) следует, что параметр поляризации $P(s, z)$ убывает при фиксированном z степенным образом, если только $\lambda_+ \neq \lambda_- + \frac{1}{2}$. Случай, когда $\lambda_+ = \lambda_- + \frac{1}{2}$, представляет наибольший интерес, так как поляризация в области рассеяния на большие углы не исчезает при $s \rightarrow \infty$. При этом между интенсивностями $g_+(s)$ и $g_-(s)$ имеет место следующее соотношение: $g_-(s) \simeq \frac{1}{\sqrt{s}} g_+(s)$.

Из соотношения (88) следует также, что зависимость поляризации от угла рассеяния является слабой. Использование более общих формул (87) приводит к следующему выражению для параметра поляризации:

$$P(s, t) = \frac{\text{Im } g_+^*(s)}{2g_+(s)} \left[\chi \left(\frac{|t|}{\mu^2} \right) + \frac{|g_-(s)|^2}{g_+^2(s)} \chi^{-1} \left(\frac{|t|}{\mu^2} \right) \right]^{-1},$$

где

$$\chi \left(\frac{|t|}{\mu^2} \right) = \frac{\gamma_- (-1)^{\Delta_\alpha}}{2(1 + \gamma_+)^2} \left(\frac{\mu^2}{|t|} \right)^{\Delta_\gamma} \frac{1}{\left(\ln \frac{|t|}{\mu^2} \right)^{\Delta_\alpha}} \left[\frac{\varphi_+ (\ln^{-1} |t|/\mu^2)}{\varphi_- (\ln^{-1} |t|/\mu^2)} \right]$$

и $\Delta_\gamma \equiv \gamma_+ - \gamma_- + 1/2$, $\Delta_\alpha \equiv \alpha_+ - \alpha_-$. Естественно, что введение дополнительной сингулярности в функции $g_+(s, \beta)$ и $g_-(s, \beta)$ изменяет степень убывания сечения рассеяния на большие углы и ведет к появлению дополнительных логарифмических множителей в выражении для сечения и параметра поляризации.

Таким образом, взаимодействие с изменением спиральности вносит существенный вклад в сечение рассеяния на большие углы. Параметр поляризации в этой кинематической области отличен от нуля и не убывает при $s \rightarrow \infty$, если $g_-(s) \simeq s^{-1/2} g_+(s)$. Параметр поляризации имеет слабую угловую зависимость. Отметим, что учет обменного взаимодействия не влияет на эти выводы о поведении параметра поляризации. Мы рассмотрели рассеяния частиц со спинами 0 и 1/2. Для случая рассеяния двух частиц со спином 1/2 все основные результаты, полученные в настоящем разделе, остаются неизменными.

Энергетическая зависимость параметров спиновой корреляции в pp -рассеянии на большие углы. Изучение процессов рассеяния на

большие углы является важным с точки зрения проявления динамики взаимодействия структурных составляющих. Спиновые свойства амплитуды адрон-адронного рассеяния оказываются чувствительны 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 [32], которые, таким образом, проявляют детали кварковых моделей, по-видимому, несущественные с точки зрения описания угловых распределений.

В настоящем разделе мы рассмотрим применение развитого метода вычисления амплитуд для анализа поведения 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 [31], что в интервале энергий от 6 до 12 ГэВ параметр A_{nn} растет, причем его значение достигает $0,59 \pm 0,09$. Параметр спиновой корреляции A_{nn} непосредственно связан с отношением сечений рассеяния с параллельными σ_p и антипараллельными σ_a спинами:

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

Из приведенного выше значения для параметра $A_{nn}(\frac{\pi}{2})$ 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 энергии 12 ГэВ не согласуются с предсказанием большинства моделей рассеяния на большие углы [32, 33].

Так, простая модель, учитывающая кварковый обмен [32], 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, основанным на учете инстантонных эффектов или эффектов, связанных с удержанием кварков [32]. Несмотря на введение дополнительных предположений, эти модели не объясняют рост отношения σ_p/σ_a с энергией, хотя и позволяют получить значение σ_p/σ_a в интервале от 3 до 4. В кварк-партонной модели [33] величина отношения предсказывается равной 1,25. Работы [32, 33] 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 настоящем разделе обсуждаются энергетическая зависимость параметра $A_{nn}(s, \cos \theta)$, обнаруженная в области энергий ZGS. Получены выражения, из которых следует возможность осциллирующей

щего по s поведения параметров спиновой корреляции A_{nn} (90°) и A_{ll} (90°). Это позволяет объяснить рост параметра A_{nn} в области энергий и согласовать имеющиеся данные. Асимптотическое значение $\sigma_p/\sigma_a = 2$, т. е. предсказывается таким же, как в кварковой модели. Угловая зависимость параметров спиновой корреляции при фиксированном значении s также хорошо согласуется с данными.

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 U -матрицей, которое в случае рассеяния двух частиц со спином $1/2$ в спиральном базисе и с. ц. м. имеет следующий вид:

$$F_{\lambda_2 \lambda_1 \lambda_2}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = U_{\lambda_3 \lambda_1 \lambda_2}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) + i \frac{\pi}{8} \rho(s) \sum_{\nu_1 \nu_2} \int d\Omega_{\mathbf{k}} U_{\lambda_3 \lambda_4 \nu_1 \nu_2}(\mathbf{p}, \mathbf{k}) F_{\nu_1 \nu_2 \lambda_1 \lambda_2}(\mathbf{k}, \mathbf{q}), \quad (89)$$

где $F_1 = F_{1/2 \ 1/2 \ 1/2 \ 1/2}$; $F_2 \equiv F_{-1/2 \ -1/2 \ 1/2 \ 1/2}$; $F_3 \equiv F_{1/2 \ -1/2 \ 1/2 \ -1/2}$; $F_4 \equiv F_{1/2 \ -1/2 \ -1/2 \ 1/2}$; $F_5 \equiv F_{1/2 \ 1/2 \ 1/2 \ -1/2}$.

При построении выражения для обобщенной матрицы реакций мы используем модель факторизующихся кварков (см. разд. 4). Для обобщения на случай рассеяния частиц со спином 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:

$$f_{\pm}(s, b) = g_{\pm}(s) \exp[-\mu_{\pm} b + i\varphi_{\pm}(s)]. \quad (90)$$

Амплитуды f_{\pm} являются амплитудами рассеяния валентного кварка некоторым полем $V_{\text{эф}}$. Хотя нам не требуется знать конкретный вид потенциала $V_{\text{эф}}$, представляется интересным воспользоваться аналогией с рассеянием электрона в центральном поле ядра, когда оптический потенциал выбирается в виде [34]:

$$V_0(r) + \frac{1}{r} \frac{dV_0(r)}{dr} (\sigma L). \quad (91)$$

Учет релятивистских эффектов прежде всего выражается в зависимости потенциала от энергии. Кроме того, более реалистичен потенциал с различными радиусами взаимодействия: части, от спина не зависящей, и к части, зависящей от спина. Этот потенциал, конечно,

должен иметь растущую с энергией мнимую часть. Поэтому приведенное выше выражение должно быть, по крайней мере, обобщено до вида

$$V_{\text{эф}} = V_0(s, r^2) + iW_0(s, r^2) + \frac{1}{r} \left[V(s) \frac{\partial V_0}{\partial r} + iW(s) \frac{\partial W_0}{\partial r} \right] (\sigma L). \quad (92)$$

Очевидно, что такой потенциал должен приводить к зависимости от энергии фаз кварковых амплитуд и их различию $\varphi_+(s) \neq \varphi_-(s)$. Сделаем также обычное предположение, что $g_-(s)/g_+(s) \rightarrow 0$ при $s \rightarrow \infty$. Мы будем использовать соотношение

$$g_-(s) = \frac{m}{\sqrt{s}} g_+(s), \quad (93)$$

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, вклад в которое дает каждое возможное промежуточное состояние, и оценить в этом случае отношение функций $g_+(s)/g_-(s)$ числом таких состояний. Соотношение (93) не является необходимым для выводов настоящего раздела, однако оно важно с точки зрения анализа поведения параметра поляризации в области больших углов рассеяния. Как и прежде, зависимость от энергии выбираем в виде $g_+(s) = g_+ s^\Lambda$.

Мы приходим, таким образом, к следующим выражениям для функций $u_i(s, b)$:

$$\left. \begin{aligned} u_{1,3}(s, b) &= g_0(s) \exp[-\mu_0 b + i\varphi_0(s)]; \\ u_5(s, b) &= g_1(s) \exp[-\mu_1 b + i\varphi_1(s)]; \\ u_{2,4}(s, b) &= g_2(s) \exp[-\mu_2 b + i\varphi_2(s)], \end{aligned} \right\} \quad (94)$$

где

$$\left. \begin{aligned} g_k(s) &= [g_+(s)]^{n_1+n_2-k} [g_-(s)]^k; \\ \mu_k &= (n_1 + n_2 - k) \mu_+ + k \mu_-; \\ \varphi_k(s) &= (n_1 + n_2 - k) \varphi_+(s) + k \varphi_-(s), \quad k = 0, 1, 2. \end{aligned} \right\} \quad (95)$$

Используя метод, развитый в первой части обзора, с учетом тождественности частиц и выражений (94) и (95) получаем следующие

выражения для пяти спиральных амплитуд [37]:

$$\left. \begin{aligned}
 F_1(s, t) &= (n_1 + n_2) \mu_+ \omega(s) (|t|^{-3/2} + |u|^{-3/2}); \\
 F_2(s, t) &= [(n_1 + n_2) \mu_+ + 2(\mu_+ - \mu_-)] \omega(s) \times \\
 &\quad \times \left(\frac{g_-(s)}{g_+(s)} \right)^2 e^{-i\Delta(s)} (|t|^{-3/2} + |u|^{-3/2}); \\
 F_3(s, t) &= \omega(s) \left[\frac{(n_1 + n_2) \mu_+}{|t|^{3/2}} - \left(\frac{g_-(s)}{g_+(s)} \right)^2 \times \right. \\
 &\quad \times \left. \frac{3[(n_1 + n_2) \mu_+ + 2(\mu_+ - \mu_-)]}{|u|^{3/2}} e^{-i\Delta(s)} \right]; \\
 F_4(s, t) &= \omega(s) \left[\left(\frac{g_-(s)}{g_+(s)} \right)^2 \frac{3[(n_1 + n_2) \mu_+ + 2(\mu_+ - \mu_-)]}{|t|^{3/2}} \times \right. \\
 &\quad \times \left. e^{-i\Delta(s)} - \frac{(n_1 + n_2) \mu_+}{|u|^{3/2}} \right]; \\
 F_5(s, t) &= \omega(s) \frac{g_-(s)}{g_+(s)} e^{-i\frac{\Delta(s)}{2}} (|t|^{-1} - |u|^{-1}),
 \end{aligned} \right\} \quad (96)$$

где

$$\omega(s) = \frac{se^{-i(n_1+n_2)\varphi_+(s)}}{\pi^2 [g_+(s)]^{n_1+n_2}}, \quad \frac{1}{2} \Delta(s) = \varphi_+(s) - \varphi_-(s).$$

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

$$\left. \begin{aligned}
 \sigma A_{nn} &= \text{Re} [F_1 F_2^* + |F_3|^2]; \\
 \sigma A_{ll} &= -\frac{1}{2} [|F_1|^2 + |F_2|^2 - 2 |F_3|^2]; \\
 \sigma A_{ss} &= \text{Re} [F_1 F_2^* - |F_3|^2],
 \end{aligned} \right\} \quad (97)$$

где $\sigma = \frac{1}{2} [|F_1|^2 + |F_2|^2 + 2 |F_3|^2]$ и, как нетрудно видеть, справедливо соотношение:

$$A_{nn} - A_{ll} - A_{ss} = 1.$$

Используя формулы (96) и соотношение (93), для параметров спиновой корреляции получаем следующие разложения:

$$\left. \begin{aligned}
 A_{nn} &= \frac{1}{3} \left[1 - \frac{\kappa}{s} \cos \Delta(s) + O\left(\frac{1}{s^2}\right) \right]; \\
 A_{ll} &= -\frac{1}{3} \left[1 + \frac{\kappa}{s} \cos \Delta(s) + O\left(\frac{1}{s^2}\right) \right]; \\
 A_{ss} &= -\frac{1}{3} + O\left(\frac{1}{s^2}\right),
 \end{aligned} \right\} \quad (98)$$

где

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

Формулы (98) определяют энергетическую зависимость параметров спиновой корреляции при $\theta = 90^\circ$. Из них следует, в частности, возможность осцилляций параметров $A_{nn}(\pi/2)$ и $A_{ll}(\pi/2)$ при изменении s . Характер осцилляций определяется поведением разности фаз $\varphi_+(s) - \varphi_-(s)$, амплитуд рассеяния валентных кварков без переверота и с переверотом 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 .

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 разности фаз $\varphi_+(s) - \varphi_-(s)$ получает приращение $\pi/2$. На рис. 5 представлены результаты согласования формулы (98) с экспериментальными данными в этом случае.

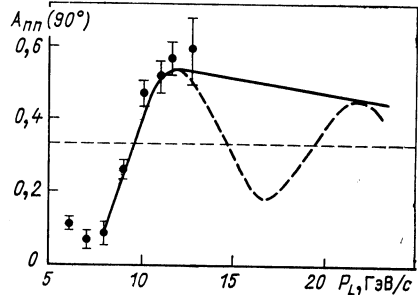


Рис. 5. Параметр спиновой корреляции $A_{nn}(90^\circ)$ в упругом pp -рассеянии

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.

Таким образом, если принять объяснения наблюдаемого роста параметра $A_{nn}(\pi/2)$ как результат роста разности фаз $\Delta(s)$, то, видимо, следует сделать вывод о наличии резонансных эффектов при рассеянии валентных кварков. Такие эффекты определяются структурой адронов и их составляющих, в рамках настоящей модели они должны быть учтены видом потенциала $V_{эф}$. Продолжая аналогию с рассеянием нуклона на ядре, мы приходим к заключению, что картина рассеяния валентных кварков и наличие резонансных эффектов аналогичны образованию составного ядра [35]. Возможность образования составного ядра учитывается в ядерной физике добавлением к вещественному потенциалу отрицательной мнимой части. Отметим, что осцилляции параметров $A_{nn}(\pi/2)$ и $A_{ll}(\pi/2)$ должны приводить к появлению структуры в сечении pp -рассеяния на 90° в предасимптотической области. На существование такой структуры в экспериментальных данных указывалось в работе [36].

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 экспериментальные данные при максимально достижимых в области ZGS в энергиях, а параметры A_{nn} и A_{ll} 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. Выражение для параметра A_{nn} , справедливое также и при $\theta \neq 90^\circ$, имеет вид [37]:

$$\begin{aligned}
 A_{nn}(s, \cos \theta) = & \left(1 + \left| \frac{t}{n} \right|^{3/2} + \left| \frac{u}{t} \right|^{3/2} \right)^{-1} \times \\
 & \times \left\{ 1 + 6G^2(s) \cos \Delta(s) \left[1 + \frac{2(\mu_+ - \mu_-)}{(n_1 + n_2)\mu_+} \right] \times \right. \\
 & \times \left[\left(1 + \left| \frac{t}{u} \right|^{3/2} + \left| \frac{u}{t} \right|^{3/2} \right)^{-1} - \frac{1}{3} \left(1 + 2 \left| \frac{t}{u} \right|^{3/2} + 2 \left| \frac{u}{t} \right|^{3/2} \right) \right] + \\
 & + \frac{2G^2(s)}{(n_1 + n_2)^2 \mu_+^2} |t|^{-1/2} |u|^{-1/2} (|t| - |u|)^2 \times \\
 & \left. \times \left[1 - \frac{2}{1 + \left| \frac{t}{u} \right|^{3/2} + \left| \frac{u}{t} \right|^{3/2}} \right] \right\}, \quad (99)
 \end{aligned}$$

где $G(s) \equiv g_-(s)/g_+(s)$. При $s \rightarrow \infty$, считая, что $G(s) \rightarrow 0$, получаем следующее поведение параметра A_{nn} :

$$A_{nn}^{(\infty)}(\cos \theta) = \left[1 + \left(\frac{1 - \cos \theta}{1 + \cos \theta} \right)^{3/2} + \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right)^{3/2} \right]^{-1}, \quad (100)$$

откуда ясно виден кинематический характер роста $A_{nn}(\cos \theta)$ при $\theta \rightarrow 90^\circ$.

Полученные 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 СИМ из условия сохранения спиральностей кварков при взаимодействии вытекает, что $F_2(s, t) \equiv F_5(s, t) \equiv 0$. 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 $F_2(s, t) \neq 0$. Однако по-прежнему $F_5(s, t) = 0$ и, следовательно, параметр поляризации обращается в нуль в области больших углов рассеяния.

Учет вкладов, имеющих порядок $O(m^2/s)$ по отношению к амплитуде без поворота спина $F_1(s, t)$, позволяет описать энергетическую зависимость параметров спиновой корреляции. Предположение (93) о том, что $g_-(s) = \frac{m}{\sqrt{s}} g_+(s)$, приводит к следующему соотношению между амплитудами (справедливному как для рассеяния адронов, так и для амплитуд qq -рассеяния):

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

Переход к пределу $s \rightarrow \infty$ соответствует переходу к случаю, когда $F_2(s, t \sim s)/F_1(s, t \sim s) = 0$ и, следовательно, асимптотическим по

с значениям параметров A_{nn} и A_{ll} . При этом, однако, поляризация $P(s, t \sim s)$ отлична от нуля ($\theta \neq 90^\circ$).

Следует отметить, что соотношение (93) не является необходимым для выводов об осциллирующем поведении параметров спиновой корреляции и их асимптотических значениях. Достаточно предположить, что отношение $G(s)$ убывает при $s \rightarrow \infty$. Выражения для параметров спиновой корреляции имеют в этом случае следующий вид:

$$A_{nn} = \pm \frac{1}{3} \left[1 \mp \frac{\kappa}{m^2} G^2(s) \cos \Delta(s) + O(G^4(s)) \right], \quad (101)$$

где верхний знак относится к A_{nn} , а нижний к параметру A_{ll} .

Приведенная на рисунке кривая соответствует значению отношения сечений с параллельными и антипараллельными спинами $\sigma_p/\sigma_a = 3,4$. Следует отметить, что если при максимальных энергиях ZGS $\sigma_p/\sigma_a > 4$, что не противоречит данным, то для согласования соответствующих значений параметра A_{nn} во всей области $p_L = 6 \div 12$ ГэВ/с придется вводить более слабое подавление кварковой амплитуды рассеяния с переворотом спина, чем дается соотношением (93), либо предположить, что полученные выражения для параметров спиновой корреляции 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 (93). В противном случае параметр поляризации убывает в области рассеяния на фиксированных углах степенным образом по s .

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

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрен метод вычисления амплитуды рассеяния, основанный на анализе сингулярностей в комплексной плоскости прицельного параметра. Этот метод опирается на использование таких общих свойств матрицы рассеяния, как аналитичность и унитарность. Для амплитуды рассеяния использовалось трехмерное динамическое уравнение квантовой теории поля $F = F[U]$ [2], решение которого автоматически удовлетворяет соотношению унитарности. При построении ядра уравнения — обобщенной матрицы реакций — существенно использовались аналитические свойства по косинусу угла рассеяния. Показано, что в рамках рассматриваемого

метода качественно воспроизводятся основные закономерности, наблюдаемые в процессах рассеяния адронов. В области фиксированных значений переданного импульса (когда t/s мало) в случае асимптотически растущих полных сечений получено представление амплитуды рассеяния в виде ряда по параметру $\tau (\sqrt{-t})$, убывающему с ростом переданного импульса. Это разложение получено без привлечения теории возмущений и является, по существу, следствием явно унитарного характера представления амплитуды рассеяния через обобщенную матрицу реакций. Эта часть амплитуды определяется вкладом полюсов $\{b_m(s)\}$ в плоскости прицельного параметра b , которые генерируются самой формой представления амплитуды через U -матрицу. Свойства полюсов слабо зависят от вида обобщенной матрицы реакций. В области рассеяния на большие углы (когда отношение t/s фиксировано), как следствие аналитических свойств амплитуды по косинусу угла рассеяния, имеет место степенное убывание сечений. Соответствующая часть амплитуды определяется вкладом сингулярности в точке $b^2 = 0$ и является доминирующей в области фиксированных углов рассеяния. Рассмотрен также простейший способ учета составной структуры адронов при построении ядра уравнения.

Изложенный в работе метод применен для анализа спиновых эффектов в упругом рассеянии, для установления связи между показателями убывания упругого и инклюзивного сечений. Описана также угловая зависимость сечения рассеяния на большие углы, предложено объяснение отсутствия второго минимума в угловых распределениях упругого pp -рассеяния, для которых имеет место орировское поведение.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Здесь вычисляется вклад разреза $\beta \in [0, -\infty)$ в амплитуду рассеяния $F_c(s, t)$ в общем случае, когда функция $u(s, \beta)$ представляется выражением (39).

Вычисляя скачок функции $u(s, \beta)$ на разрезе $\beta \in [0, -\infty)$, для соответствующего вклада в $F(s, t)$ находим

$$F_c(s, t) = -\frac{is}{\pi^3 \mu^2} \int_0^{\infty} dx K_0 \left(\sqrt{x \frac{|t|}{\mu^2}} \right) \tilde{f}(s, x), \quad (\text{П.1})$$

где при $|\pi/\ln x| < 1$

$$\begin{aligned} \tilde{f}(s, x) = & g(s) x^{-\gamma} \{ [-\ln^\alpha x + O(\ln^{\alpha-2} x)] \sin(\sqrt{x} + \pi\gamma) + \\ & + [\alpha \ln^{\alpha-1} x + O(\ln^{\alpha-3} x)] \cos(\sqrt{x} + \pi\gamma) \} \{ 1 + g^2(s) [\ln^2 x + \pi^2] x^{-2\gamma} + \\ & + 2g(s) x^{-\gamma} [\ln^\alpha x + O(\ln^{\alpha-2} x)] \cos(\sqrt{x} + \pi\gamma) + 2g(s) x^{-\gamma} [\alpha \ln^{\alpha-1} x + \\ & + O(\ln^{\alpha-5} x)] \sin(\sqrt{x} + \pi\gamma) \}^{-1}. \end{aligned}$$

Если α является целым числом, то выражения в квадратных скобках превращаются в конечные суммы. При $x \rightarrow 0$ для $\tilde{f}(s, x)$ получаем:

$$\tilde{f}(s, x) \simeq -\frac{1}{g(s)} x^\nu (\ln x)^{-\alpha}. \quad (\text{П.2})$$

При $|t| \rightarrow \infty$ основной вклад в интеграл (П.1) дает область малых значений x , так как

$$\int_a^\infty dx K_0 \left(\sqrt{x \frac{|t|}{\mu^2}} \right) \tilde{f}(s, x) \sim \exp \left(-\sqrt{a \frac{|t|}{\mu^2}} \right).$$

Поэтому, учитывая выражение (П.2), получаем

$$F_c(s, t) \simeq -\frac{is}{2\pi^3 \mu^2 g(s)} \int_0^{\mu^2/|t|} dx \ln \left(x \frac{|t|}{\mu^2} \right) x^\nu \ln^{-\alpha} x, \quad (\text{П.3})$$

где мы воспользовались формулой (П.2) и представлением $K_0(z) \sim -\ln z$ при $z \rightarrow 0$. Делая теперь замену переменных $x = \exp(-y)$ и вводя неполную Γ -функцию

$$\Gamma(\xi, x) = \int_x^\infty e^{-z} z^{\xi-1} dz,$$

находим

$$F_c(s, t) = -\frac{is}{2\pi^3 \mu^2 g(s)} \frac{(-1)^{1-\alpha}}{(1+\nu)^{2-\alpha}} \left\{ \Gamma \left(2-\alpha, \ln \left(\frac{|t|}{\mu^2} \right)^{1+\nu} \right) - \ln \left(\frac{|t|}{\mu^2} \right)^{1+\nu} \Gamma \left(1-\alpha, \ln \left(\frac{|t|}{\mu^2} \right)^{1+\nu} \right) \right\}. \quad (\text{П.4})$$

Учитывая асимптотическое при больших значениях $|x|$ представление

$$\Gamma(\xi, x) = x^{\xi-1} e^{-x} \left[\sum_{m=0}^{M-1} \frac{(-1)^m \Gamma(1-\xi+m)}{x^m \Gamma(1-\xi)} + O(|x|^{-M}) \right], \quad (\text{П.5})$$

$$\xi \neq 2, 3, \dots,$$

получаем

$$F_c(s, t) = \frac{is(-1)^\alpha}{2\pi^3 \mu^2 g(s)} \frac{1}{(1+\nu)^2} \left(\frac{\mu^2}{|t|} \right)^{1+\nu} \frac{1}{\ln^\alpha \frac{|t|}{\mu^2}} \varphi \left(\ln^{-1} \frac{|t|}{\mu^2} \right). \quad (\text{П.6})$$

Разложение функции $\varphi \left(\ln^{-1} \frac{|t|}{\mu^2} \right)$ по степеням логарифма легко получить, используя выражения (П.4) и (П.5), причем $\varphi(0) = 1$. Последнее выражение справедливо для $\alpha \neq 1$, если $\alpha = 1$, то имеем

$$F_c(s, t) = \frac{is}{2\pi^3 \mu^2 g(s)} \frac{1}{(1+\nu)^2} \left(\frac{\mu^2}{|t|} \right)^{1+\nu} \frac{1}{\ln^2 \frac{|t|}{\mu^2}} \varphi_1 \left(\ln^{-1} \frac{|t|}{\mu^2} \right), \quad (\text{П.7})$$

причем $\varphi_1(0) = 1$. Выражение для $\varphi_1(z)$ можно получить, используя (П.5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Хрусталев О. А.— ЭЧАЯ, 1972, т. 3, вып. 1, с. 3; Там же, вып. 3, с. 515.
2. Логунов А. А., Саврин В. И., Тюрин Н. Е., Хрусталев О. А.— ТМФ, 1971, т. 6, с. 157.
3. Khrustalev O. A., Savrin V. I., Tyurin N. E. Preprint JINR E2-4479, Dubna, 1969; Savrin V. I., Semenov S. V., Tyurin N. E., Khrustalev O. A. Preprint IHEP 71-113, Serpukhov, 1971.
4. Orear J.— Phys. Rev. Letts, 1964, v. 12, p. 112; De Kerret H. e.a.— Phys. Lett., 1977, v. 68B, p. 374.
5. Arkhipov A. A., Savrin V. I., Tyurin N. E., Khrustalev O. A. Preprint IHEP 73-26, Serpukhov, 1973.
6. Логунов А. А., Хрусталев О. А.— В кн.: Проблемы теоретической физики. М.: Наука, 1972, с. 26.
7. Тюрин Н. Е., Хрусталев О. А.— ТМФ, 1975, т. 24, с. 291; Саврин В. И., Тюрин Н. Е., Хрусталев О. А.— ЭЧАЯ, 1976, т. 7, вып. 1, с. 21.
8. Саврин В. И., Тюрин Н. Е.— ТМФ, 1975, т. 23, с. 348.
9. Трошин С. М., Тюрин Н. Е.— В кн.: Тр. III Международного семинара по физике высоких энергий и теории поля. Т. 1. Протвино, ИФВЭ, 1980, с. 125.
10. Dean N. W.— Nuovo cimento, 1967, v. 52A, p. 1129; Martin A., Peshanski R.— Phys. Rev., 1978, v. D18, p. 685.
11. Schrempp B., Schrempp F. Preprint CERN TH-2573, Geneva, 1978.
12. Трошин С. М., Тюрин Н. Е.— ТМФ, 1982, т. 50, с. 230.
13. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N.— Lett. Nuovo cimento, 1973, v. 7, p. 719.
14. Lepage G. P., Brodsky S. J.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 545.
15. Трошин С. М., Тюрин Н. Е.— В кн.: Тр. IV Международного семинара по физике высоких энергий и квантовой теории поля. Т. 1. Протвино, ИФВЭ, 1981, с. 345.
16. Kawaguchi H., Sumi Y., Yokomi H.— Progr. Theor. Phys., 1967, v. 38, p. 1183; Phys. Rev., 1968, v. 168, p. 1556; Кобушкин А. П., Шелест В. П.— ЭЧАЯ, 1972, т. 3, вып. 3, с. 571.
17. Sukhatme U. P.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 124.
18. Hartmann J. L. e.a.— Ibid., v. 39, p. 975.
19. Еднерал В. Ф., Трошин С. М., Тюрин Н. Е.— Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 356.
20. Berman S. H., Bjorken J. D., Kogut J. B.— Phys. Rev., 1971, v. D4, p. 3388.
21. Cronin J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1426; Antresyan D. e.a.— Ibid., 1977, v. 38, p. 112, 115.
22. Sivers D., Brodsky S., Blankenblecher R.— Phys. Rep., 1976, v. 23C, N 1; Reya E.— Ibid., 1981, v. 69C, N 3.
23. Матвеев В. А., Слепченко Л. А., Тавхелидзе А. Н.— В кн.: Тр. III Международного семинара по физике высоких энергий и теории поля. Т. 1. Протвино, ИФВЭ, 1980, с. 187.
24. Саврин В. И., Семенов С. В., Тюрин Н. Е.— Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 447; Narayan D. S., Sarma K. V. L.— Pramana, 1979, v. 12, p. 77; Еднерал В. Ф., Трошин С. М., Тюрин Н. Е. Препринт ИФВЭ 79-188, Серпухов, 1979.
25. Troshin S. M., Tyurin N. E. Preprint IHEP 81-155, Serpukhov, 1981.
26. Логунов А. А., Нгуен Ван Хъеу, Хрусталев О. А.— В кн.: Проблемы теоретической физики. М.: Наука, 1969, с. 90.
27. Костенко О. Ф., Трошин С. М., Тюрин Н. Е.— Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 304.
28. Lepage G. P., Brodsky S. J. Preprint SLUC-PUB-2479, 1979.
29. Голоскоков С. В., Кулешов С. П., Матвеев В. А. Смолдырев М. А.— ЭЧАЯ, 1977, т. 8, вып. 5, с. 969.
30. Трошин С. М., Тюрин Н. Е.— Ядерная физика, 1981, т. 34, с. 1347.
31. Crabb O. G. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1257.

32. Farrar G., Gottlieb S., Sivers D., Thomas G. M.— Phys. Rev., 1979, v. D20, p. 202; Brodsky S., Carlson C. E., Lipkin M.— Ibid., p. 2278; Preparata G., Soffer J.— Phys. Lett., 1979, v. 86B, p. 304; Anselmino M., Vercellino G.— Nuovo cimento, 1979, v. 53A, p. 289.

33. Головизнин В. В., Снигирев А. М., Соловьев Л. Д., Щелкачев А. В. Препринт ИФВЭ 80-173, Серпухов, 1980.

34. Mott N. F., Massey H. S. W. The Theory of Atomic Collisions. Oxford, 1965.

35. Ву Т. Ю., Омура Т. Квантовая теория рассеяния: Пер. с англ. М.: Наука, 1969.

36. Hendry A.— Phys. Rev., 1974, v. D10, p. 2300.

37. Трошин С. М., Тюрин Н. Е.— Hadronic J., 1983, v. 6, p. 259.

38. Архипов А. А., Тюрин Н. Е.— ТМФ, 1973, т. 17, с. 57; Тюрин Н. Е., Хрусталева О. А.— Там же, 1974, т. 20, с. 3.

39. Еднерал В. Ф., Трошин С. М., Тюрин Н. Е.— Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 1074.