Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

С. М. Трошин, Н. Е. Тюрин, Угловая структура дифракционных процессов,
ТМФ, 2002, том 132, номер 2, 329–336

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf365>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и
согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.82.47.9

26 апреля 2023 г., 08:13:44

© 2002 г.

С. М. Трошин*, Н. Е. Тюрин*

УГЛОВАЯ СТРУКТУРА ДИФРАКЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

Рассмотрены общие закономерности поведения угловых распределений в неупругих процессах дифракционной диссоциации и различия в угловой структуре упругих и неупругих дифракционных процессов.

Ключевые слова: унитарность, мягкие процессы, дифракция.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование дифракционных явлений является одной из фундаментальных задач, стоящих перед современной теорией сильных взаимодействий – квантовой хромодинамикой (КХД). Эта область физики высоких энергий, несмотря на долгую историю исследований, наиболее трудно поддается количественному анализу в силу отсутствия для процессов дифракции в КХД малого параметра, который позволял бы использовать теорию возмущений.

Типичные расстояния, на которых происходят взаимодействия, находятся в области, где основную роль играют непертурбативные эффекты – конфайнмент и спонтанное нарушение киральной инвариантности КХД. Поэтому здесь по-прежнему главная роль принадлежит моделям.

Взаимодействие адронов в этой области носит когерентный характер, т.е. адронные составляющие участвуют во взаимодействии коллективным образом. Свобода выбора исходных предположений о динамике взаимодействия, неизбежно присутствующая при построении любой модели, ограничивается необходимостью соблюдения требований, накладываемых общими принципами теории, важнейшими из которых являются аналитичность и унитарность матрицы рассеяния [1]. Помимо этого при построении моделей важную роль играют такие представления о характере взаимодействия, как, например, понятие об эффективном радиусе взаимодействия [2]. Указанные выше принципы и квазиклассические представления послужили основой для разработки динамических подходов и схем вычисления амплитуд различных процессов [3], [4], которые оказались весьма эффективными при исследовании динамики адронов.

*Институт физики высоких энергий, Протвино, Московская обл., Россия

В данной работе перечисленные выше принципы применены к процессам дифракционной диссоциации, которые, как и упругое рассеяние, являются наиболее фундаментальными адронными процессами. Им посвящено большое число теоретических исследований. Тем не менее динамика этих процессов остается все еще далекой от полного понимания. Важная роль в этой области принадлежит экспериментальным исследованиям при максимально возможных энергиях.

Эксперименты на ускорителях ЦЕРН, ДЕЗИ и ФНАЛ в последние годы позволили получить ряд интересных результатов для исследования процессов однократной дифракционной диссоциации [5]. Характерные закономерности включают, в частности, зависимость вида $1/M^2$ от инвариантной массы M для инклюзивного дифференциального сечения. Энергетическая зависимость сечения дифракционного рождения $\sigma_{\text{diff}}(s)$, однако, остается неопределенной, как и угловая зависимость сечения дифракционной диссоциации.

Аналогия между упругой и неупругой дифракцией, следующая из t -канального подхода, позволяет предположить, что угловые распределения двух процессов должны быть схожими. Однако это предположение не находит экспериментального подтверждения. Действительно, распределения по поперечному импульсу дифракционных событий в глубоконеупругом рассеянии, полученные на ускорителе в ДЕЗИ, хорошо описываются гладкой степенной функцией без минимумов и максимумов [6]. Аналогичная зависимость была обнаружена в процессах дифракционной диссоциации в ЦЕРН'е [7].

На протяжении длительного времени наличие дифракционного конуса и структуры с минимумами и максимумами в дифференциальном сечении рассматривалось в качестве характерного признака дифракционного процесса. Эти свойства являются типичными для дифракции в оптике, однако аналогия с оптикой может быть неверна для случая неупругой дифракции. Связь адронных дифракционных процессов с глубоконеупругим рассеянием [8] также свидетельствует о различии пространственных свойств процессов упругой и неупругой дифракции. Экспериментальное изучение угловых распределений дифракционной диссоциации вместе с изучением угловых распределений в упругом рассеянии позволит продвинуться в понимании динамического механизма упругой и неупругой дифракции. Эти измерения, в частности при энергиях Большого адронного коллайдера (ЛНС), сооружаемого в ЦЕРН'е, будут иметь решающее значение для изучения на уровне адронных составляющих механизма, обеспечивающего сильное взаимодействие в пределе высоких энергий.

В данной статье мы рассматриваем угловые распределения в неупругих дифракционных процессах и обсуждаем различия между угловыми распределениями упругой и неупругой дифракции, которые должны проявиться при высоких энергиях.

Полученные результаты в значительной степени основаны на идеях, развитых Логуновым с соавторами в работах [1]–[4].

2. УНИТАРНОСТЬ И ДИФРАКЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Прежде всего следует отметить, что с точки зрения s -канального подхода процессы упругой и неупругой дифракции должны иметь принципиальные различия. Для упру-

гого рассеяния соотношение унитарности в пределе чисто мнимой амплитуды является уравнением, связывающим амплитуду упругого рассеяния с вкладом неупругих каналов. Для процесса дифракционной диссоциации подобного уравнения нет. Сечения этих процессов сами являются частью вклада неупругих каналов в условие унитарности. Таким образом, роль упругих и неупругих дифракционных процессов в s -канальном подходе существенно различна.

Соотношение унитарности для амплитуды упругого рассеяния

$$\text{Im } f(s, b) = |f(s, b)|^2 + \eta(s, b) \quad (1)$$

позволяет получить выражение для вклада неупругих каналов через U -матрицу

$$\eta(s, b) = \text{Im } U(s, b) |1 - iU(s, b)|^{-2}, \quad (2)$$

где функция $\text{Im } U(s, b)$ может быть представлена в виде

$$\text{Im } U(s, b) = \sum_n \bar{U}_n(s, b). \quad (3)$$

Здесь

$$\bar{U}_n(s, b) = \int d\Gamma_n |U_n(s, b, \{\xi_n\})|^2, \quad (4)$$

$d\Gamma_n$ — элемент n -частичного фазового объема, а $\{\xi_n\}$ — набор кинематических переменных, описывающих n -частичное конечное состояние. Суммирование в правой части уравнения (3) идет по всем неупругим конечным состояниям $|n\rangle$, включающим дифракционные и недифракционные состояния.

Для изучения процессов дифракционной диссоциации $h_1 + h_2 \rightarrow h_1 + h_2^*$ (адрон h_2 переходит в возбужденное состояние h_2^* , имеющее инвариантную массу M и те же квантовые числа; затем в результате его распада образуется конечное многочастичное состояние) из всех конечных состояний следует выделить сумму по состояниям $|n\rangle_{\text{diff}}$, соответствующим процессам однократной дифракционной диссоциации. Для простоты будем рассматривать случай чисто мнимой амплитуды рассеяния. Тогда сечение $d\sigma_{\text{diff}}/dM^2$ может быть представлено в виде

$$\frac{d\sigma_{\text{diff}}}{dM^2} = 8\pi \int_0^\infty b db \frac{U_{\text{diff}}(s, b, M)}{[1 + U(s, b)]^2}, \quad (5)$$

где $U_{\text{diff}}(s, b, M)$ включает вклады от всех конечных состояний $|n\rangle_{\text{diff}}$, которые являются результатом распада возбужденного адрона h_2^* с массой M : $h_2^* \rightarrow |n\rangle_{\text{diff}}$. Амплитуда в представлении прицельного параметра $F_{\text{diff}}(s, b, M)$ может быть представлена как корень из соответствующего сечения:

$$F_{\text{diff}}(s, b, M) = \frac{U_{\text{diff}}^{1/2}(s, b, M)}{1 + U(s, b)}, \quad (6)$$

а амплитуда $F_{\text{diff}}(s, t, M)$ имеет вид

$$F_{\text{diff}}(s, t, M) = \frac{is}{\pi^2} \int_0^\infty b db J_0(b\sqrt{-t}) \frac{U_{\text{diff}}^{1/2}(s, b, M)}{1 + U(s, b)}. \quad (7)$$

При выборе явного вида U -матрицы мы используем картину адронных взаимодействий на кварковом уровне, развитую в работе [9]. Так как составляющие кварки являются сложными адроподобными объектами, имеющими конечные размеры, то можно предположить, что один из них может перейти в возбужденное состояние на первой стадии адронного взаимодействия¹⁾.

Возбужденный составляющий кварк рассеивается вместе с другими составляющими кварками квазинезависимым образом в эффективном поле. Поэтому функция $U_{\text{diff}}(s, b, M)$ может быть записана в виде произведения усредненных кварковых амплитуд $\langle f_Q \rangle$ и амплитуды $\langle f_{Q^*} \rangle$ [11]. Исходя из геометрических соображений естественно предположить, что b -зависимость амплитуд $\langle f_Q \rangle$ и $\langle f_{Q^*} \rangle$ связана с формфакторами составляющего кварка и возбужденного составляющего кварка, соответственно. Действительно, механизм спонтанного нарушения киральной симметрии в КХД приводит, в частности, к возникновению у кварка массы и появлению кваркового конденсата. Масса кварка сравнима с массой адрона. Поэтому естественно считать, что кроме массы

$$m_Q \propto \frac{1}{\Lambda_\chi^2} \langle \bar{\psi} \psi \rangle \quad (8)$$

в результате спонтанного нарушения киральной симметрии кварк приобретает внутреннюю структуру и конечный размер. В этом случае радиус взаимодействия кварка r_Q должен быть связан с параметром порядка $\langle \bar{\psi} \psi \rangle$ и, следовательно, пропорционален обратной массе кварка, т.е. должен определяться комптоновской длиной волны кварка [12]: $r_Q = \xi/m_Q$. Это соотношение²⁾ естественно распространить и на радиус взаимодействия возбужденного кварка, т.е. $r_{Q^*} = \xi/M_{Q^*}$. Масса возбужденного кварка пропорциональна массе M возбужденного адрона h_2^* , что следует из аддитивности масс составляющих кварков в адроне и отсутствия излучения от составляющих кварков, являющихся бесцветными адроподобными объектами. Выражение для $U_{\text{diff}}(s, b, M)$ может быть переписано в следующем виде:

$$U_{\text{diff}}(s, b, M) = g^* U(s, b) \exp \left[-\frac{(M_{Q^*} - m_Q)b}{\xi} \right], \quad (9)$$

¹⁾ Следует отметить существование экспериментальных данных, указывающих, что в дифракционных процессах $pp \rightarrow (\Lambda^0 \phi^0 K^+)p$ и $pp \rightarrow (\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0 p)p$ главный вклад при высоких энергиях дает взаимодействие только с одним кварком [10].

²⁾ Аналогичное соотношение было получено в нерелятивистской кварковой модели в результате учета образования кварк-антикварковых пар в эффективном поле, которое ведет к флуктуациям в пространственных координатах кварка [13].

где g^* является относительной вероятностью возбуждения составляющего кварка, причем $g^* < 1$, так как вероятность возбуждения составляющего кварка меньше, чем вероятность оставаться в невозбужденном состоянии³⁾. Возбужденный кварк нестабилен, и его последующий распад является причиной перехода адрона h_2^* в многочастичное состояние $|n\rangle_{\text{diff}}$.

Функция $U(s, b)$ имеет простой вид [9]

$$U(s, b) = g(s)e^{-\widetilde{M}b/\xi}, \quad (10)$$

где $\widetilde{M} = \sum_{Q=1}^N m_Q$ и N – полное число составляющих кварков в сталкивающихся адронах.

3. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ ОДНОКРАТНОГО ДИФРАКЦИОННОГО ПРОЦЕССА

В рассматриваемой модели дифференциальное сечение дифракционного процесса имеет зависимость типа $1/M^2$, которая связана здесь с радиусом взаимодействия составляющего кварка. Рассмотрим соответствующее угловое распределение. Амплитуда $F_{\text{diff}}(s, t, M)$ может быть вычислена аналитически. Для этого функцию $F_{\text{diff}}(s, \beta, M)$, $\beta = b^2$, следует продолжить в комплексную β -плоскость и преобразовать интеграл Фурье–Бесселя по прицельному параметру b в интеграл по контуру C в комплексной β -плоскости вокруг положительной полуоси. Тогда амплитуда $F_{\text{diff}}(s, t, M)$ может быть представлена в виде

$$F_{\text{diff}}(s, t, M) = -\frac{is}{2\pi^3} \int_C d\beta F_{\text{diff}}(s, \beta, M) K_0(\sqrt{t\beta}), \quad (11)$$

где $K_0(x)$ – модифицированная функция Бесселя. Функция $F_{\text{diff}}(s, \beta, M)$ имеет полюсы в комплексной β -плоскости, положение которых определяется уравнением

$$1 + U(s, \beta) = 0. \quad (12)$$

Решения этого уравнения имеют вид

$$\beta_n(s) = \frac{\xi^2}{M^2} [\ln g(s) + i\pi n]^2 \equiv \left[R(s) + i\pi n \frac{\xi}{M} \right]^2, \quad n = \pm 1, \pm 3, \dots \quad (13)$$

Заметим, что функция $g(s) \sim s^{N/2}$ при $s \rightarrow \infty$ [11].

³⁾ Было бы естественно предполагать, что g^* на самом деле является функцией M_{Q^*} и убывает с ее ростом. Параметризация этой функции в виде $g^*(M_{Q^*}) \simeq (M_{Q^*}^2)^{-\alpha}$ приведет к модификации простой зависимости дифференциального сечения вида $1/M^2$ в зависимость $d\sigma_{\text{diff}}/dM^2 \sim (M^2)^{-(1+\alpha)}$, которая лучше согласуется с экспериментальными данными [14]. Однако здесь для простоты будем считать g^* константой.

Амплитуда $F_{\text{diff}}(s, \beta, M)$ имеет, кроме полюсов, точку ветвления $\beta = 0$. Таким образом, амплитуда $F_{\text{diff}}(s, t, M)$ может быть записана в виде суммы вычетов в полюсах и вклада разреза:

$$F_{\text{diff}}(s, t, M) = F_{\text{diff},p}(s, t, M) + F_{\text{diff},c}(s, t, M). \quad (14)$$

Процедура вычисления амплитуды $F_{\text{diff}}(s, t, M)$ аналогична процедуре вычисления амплитуды упругого рассеяния.

Для упругого рассеяния вклады полюсов и точки ветвления в амплитуду $F(s, t)$ разделяются динамически, если $g(s) \rightarrow \infty$ при $s \rightarrow \infty$ [11]. Вклад полюсов является доминирующим в области $|t|/s \ll 1$ ($t \neq 0$). Амплитуду в этой области можно записать в виде разложения по параметру $\tau(\sqrt{-t})$:

$$F(s, t) = s \sum_{k=1}^{\infty} \tau^k(\sqrt{-t}) \varphi_k[R(s), \sqrt{-t}], \quad (15)$$

где $\varphi_k[R(s), \sqrt{-t}]$ – осциллирующие функции переменной $\sqrt{-t}$. Параметр τ убывает экспоненциально с $\sqrt{-t}$:

$$\tau(\sqrt{-t}) = \exp\left(-\frac{2\pi\xi}{\widetilde{M}}\sqrt{-t}\right). \quad (16)$$

Ряд (15) воспроизводит дифракционный пик и характерную дифракционную структуру с минимумами и максимумами. В области не слишком больших значений t достаточно учесть один или несколько членов этого ряда. Дифференциальное сечение в этой области имеет характерное ориновское поведение.

Ситуация сильно меняется в случае дифракционного рождения. Вместо отмеченного разделения вкладов полюсов и разреза, когда

$$F_p = O(s \ln^{1/2} g(s)), \quad F_c = O(s[g(s)]^{-1}), \quad (17)$$

здесь имеет место подавление вклада полюсов при высоких энергиях, так как при фиксированных значениях t

$$F_{\text{diff},p} = O(s[g(s)]^{-M/2\widetilde{M}} \ln^{1/2} g(s)), \quad F_{\text{diff},c} = O(s[g(s)]^{-1/2}), \quad (18)$$

т.е. вклад полюсов подавляется при высоких энергиях, когда $g(s) \gg 1$, так как $M > \widetilde{M}$ как следствие неравенства $M_{Q^*} > m_Q$. Поэтому при всех значениях t имеет место соотношение

$$F_{\text{diff}}(s, t, M) \simeq F_{\text{diff},c}(s, t, M), \quad (19)$$

где

$$F_{\text{diff},c}(s, t, M) \simeq ig^* g^{-1/2}(s) \left(1 - \frac{t}{\widetilde{M}^2}\right)^{-3/2} \quad (20)$$

и $\overline{M} = (M - \widetilde{M} - 1)/2\xi$. Это означает, что дифференциальное сечение дифракционного рождения будет иметь гладкую t -зависимость без максимумов и минимумов:

$$\frac{d\sigma_{\text{diff}}}{dt dM^2} \propto \left(1 - \frac{t}{M^2}\right)^{-3}. \quad (21)$$

Интересно отметить, что при больших значениях $M \gg \widetilde{M}$ нормированное дифференциальное сечение $(1/\sigma_0)d\sigma/(dt dM^2)$ (σ_0 – значение сечения при $t = 0$) имеет скейлинговое поведение типа

$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma}{dt dM^2} = f\left(-\frac{t}{M^2}\right), \quad (22)$$

при этом явный вид функции $f(-t/M^2)$ следующий:

$$f\left(-\frac{t}{M^2}\right) = \left(1 - \frac{4\xi^2 t}{M^2}\right)^{-3}. \quad (23)$$

Указанный скейлинг получен в модельном подходе, однако он может быть справедлив и в более широкой области, не ограниченной рамками модельных предположений. Угловая структура сечения процесса дифракционной диссоциации, описываемая формулой (21), должна наблюдаться при высоких энергиях, когда $g(s) \gg 1$, в то время как при умеренных энергиях вклады полюсов и разрезов играют одинаковую роль, а при низких энергиях, когда $g(s) < 1$, ситуация аналогична упругому рассеянию, т.е. имеется дифракционный конус и дифракционные минимумы в области малых и средних значений t . В этой области

$$F_{\text{diff}}(s, t, M^2) = s \sum_{k=1}^{\infty} \tau^k(\sqrt{-t}) \varphi_{\text{diff},k}[R(s), \sqrt{-t}, M^2], \quad (24)$$

$$\varphi_{\text{diff},k} = O(s[g(s)]^{-M/(2\widetilde{M})} \ln^{1/2} g(s)). \quad (25)$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, можно сделать следующие выводы. При низких и средних энергиях поведение дифференциального сечения однократного дифракционного процесса должно быть типичным для дифракционного рассеяния, а при высоких энергиях его характерные черты должны исчезать и сменяться простой степенной зависимостью от t . Вклад от малых значений прицельных параметров $b \sim 0$ будет экранировать периферические вклады от прицельных расстояний $b \sim R(s)$. Нормированное дифференциальное сечение должно иметь скейлинговое поведение и при больших значениях M^2 зависеть только от переменной $-t/M^2$.

Подход, в рамках которого были получены эти результаты, основан на сочетании учета унитарности с механизмом дифракционного рождения посредством возбуждения и

последующего распада составляющего кварка. Этот механизм может быть также использован для объяснения поведения углового распределения в глубоконеупругом рассеянии. Измерение угловой зависимости в мягких и жестких дифракционных процессах при энергиях ЛНС, позволяющее, в частности, проверить полученные предсказания, является исключительно важным для изучения механизма взаимодействия адронов в высокоэнергетическом пределе [15], [16].

Список литературы

- [1] *A. A. Logunov, M. A. Mestvirishvili, V. A. Petrov.* Ann. Phys. 1978. V. 114. P. 46.
- [2] *A. A. Logunov, O. A. Khrustalev, M. A. Mestvirishvili, Van Hieu Nguyen.* Nucl. Phys. B. 1969. V. 11. P. 692.
- [3] *A. A. Logunov, A. N. Tavkhelidze.* Nuovo Cimento. 1963. V. 29. P. 380.
- [4] *А. А. Логунов, В. И. Саврин, Н. Е. Тюрин, О. А. Хрусталеv.* ТМФ. 1971. Т. 6. С. 157.
- [5] *D. M. Jansen, M. Albrow, R. Brugnera.* Nucl. Phys. Proc. Suppl. 1999. V. 79. P. 732.
- [6] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al. Paper 556 submitted to the International Europhysics Conference on High Energy Physics (July 12–18, 2001, Budapest, Hungary).
- [7] *A. Brandt et al.* Nucl. Phys. B. 1998. V. 514. P. 3.
- [8] *A. Donnachie, P. V. Landshoff.* Nucl. Phys. B. 1984. V. 244. P. 322.
- [9] *S. M. Troshin, N. E. Tyurin.* Z. Phys. C. 1994. V. 64. P. 311.
- [10] *A. M. Smith et al.* (R608 Collaboration) Phys. Lett. B. 1985. V. 163. P. 267.
- [11] *S. M. Troshin, N. E. Tyurin.* Phys. Rev. D. 1994. V. 49. P. 4427.
- [12] *С. М. Трошин, Н. Е. Тюрин.* Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 113.
- [13] *C. Hayne, N. Isgur.* Phys. Rev. D. 1982. V. 25. P. 1944; *B. Povh, J. Hüfner.* Phys. Lett. B. 1990. V. 245. P. 653.
- [14] *K. Goulianos.* Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2001. V. 99. P. 9.
- [15] *V. A. Petrov, A. V. Prokudin, S. M. Troshin, N. E. Tyurin.* J. Phys. G. 2001. V. 27. P. 2225.
- [16] *A. D. Martin.* Summary talk: First workshop on forward physics and luminosity determination at the LHC. hep-ph/0103296.

Поступила в редакцию 1.III.2002 г.