BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ

№3 Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası 2008

ДИССОЦИАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

С.Г.АБДУЛВАГАБОВА, Н.Ш.БАРХАЛОВА, Т.О.БАЙРАМОВА

Бакинский Государственный Университет

Исследуется сечение диссоциационных процессов с точки зрения s и t - канальной унитарности. Получено уравнение для матрицы амплитуды рассеяния и выписаны формулы для сечений дифракционной диссоциации. Обсуждается зависимость сечения от радиуса взаимодействия и вопрос о самосогласовании быстрого роста сечения $\sigma_{tot} \propto \ln^2 s$ *с зависимостью радиуса от энергии.*

1. Введение

В теории дифракционной диссоциации реакция рассматривается как квантово-механический процесс, обусловленный тем, что разные компоненты волновой функции налетающего адрона имеют разную вероятность взаимодействия с мишенью [1]. В результате волновая функция искажается. Если разложить ее по полному набору функций, после соударения она содержит не только начальную функцию адрона но и другие состояния, на которые диссонирует падающая частица. При этом речь идет о тех компонентах волновой функции, для которых вероятность взаимодействия с мишенью мала, т.е. в ходе соударения возбуждается лишь малая часть мишени (упругое столкновение лишь с одним из ее составляющих частиц). Так как в противном случае кварковая волновая функция мишени потеряет когерентность и мишень развалится на большое число вторичных адронов. Для этого надо использовать «точечную» компоненту волновой функции налетающего адрона. Это возможно в следующих случаях: 1. кварки и глюоны находятся на малом расстоянии друг от друга и сечение рассеяния очень мало; 2. уйти в область больших прицельных параметров.

В данной работе обсуждается амплитуда упругого рассеяния для области больших прицельных параметров b.

1. Амплитуда упругого рассеяния

В качестве конкретного примера выберем нуклон-нуклонное взаимодействие в виде потенциала Гаусса:

$$V(s,r) = is\left(\frac{\pi}{a}\right)^{3/2} \exp\left(-r^2/4a\right), \tag{1}$$

соответствующего чисто мнимой амплитуде дифракционного рассеяния. В (1) параметр a характеризует эффективный радиус взаимодействия, который зависит от энергии. С увеличением энергии параметр a возрастает логарифмически:

$a = a_0 + lns$.

В представлении инвариантных переменных (переменные Мандельстама) стандартная связь амплитуды рассеяния f с дифференциальным сечением упругого рассеяния имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma_{el}(s,t)}{dt} = |F(s,t)|^2, \quad s = 4(k^2 + m^2) = 4E^2,\ t = -(\mathbf{p} - \mathbf{k})^2. \tag{2}$$

Для амплитуды рассеяния адронов при высоких энергиях очень удобно переходит от разложения по парциальным волнам к представлению прицельного параметра b:

$$f(s,b) = i\int bdb\big(1 - \exp[i\chi(s,b)]\big)J_0(b\sqrt{s}), \tag{3}$$

где эйконал $\chi(s,b)$ имеет следующий вид [2]:

$$\chi(s,b) = i\left(exp(-\mu\sqrt{b^2 + a^2}) - exp(-2\mu\sqrt{b^2 + a^2})\right), \tag{4}$$

здесь параметры μ_0 и a_0 имеют смысл приведенной массы и радиуса взаимодействия:

$$\mu = \mu_0 / \sqrt{1 + ln\, s - i\pi/2};\ a = a_0 / \sqrt{1 - ln\, s - i\pi/2}. \tag{5}$$

В эйкональном приближении не накладывается никаких ограничений на массы и координаты частиц. В этом приближении и конечный радиус, и отдача считаются точно. Поэтому эйкональное приближение можно использовать для вычисления дифференциальных сечений как для прямых, так и для обменных процессов. Кроме того, в эйкональном приближении влияние искажений учитывается только в фазе плоской волны.

В работе [3] вклад неупругих промежуточных состояний эффективно учтен вторым слагаемым в выражении эйконала. В этой работе вместо квазипотенциала гауссовского типа рассматривается квазипотенциал, являющийся суперпозицией потенциалов Юкавы.

При высоких энергиях каждое значение b соответствует своей парциальной волне $l = b\sqrt{s/2}$ и условие унитарности имеет вид

$$2\,\mathrm{Im}\, f(s,b) = |f(s,b)|^2 + A_{in}(s,b)\ . \tag{6}$$

Здесь $A_{in}(s,b)$ - вклад неупругих каналов, т.е. вероятность неупругого взаимодействия в точке b .

Полное сечение столкновение и сечение неупругого рассеяния определяются следующим образом

$$\sigma_{tot} = 4\pi\int \mathrm{Im}\, f(s,b)bdb\ ,\ \sigma_{in} = 2\pi\int A_{in}(s,b)bdb\,. \tag{7}$$

После несложных вычислений для дифференциального сечения упругого рассеяния получаем

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \sigma_{tot}\exp(-a\sqrt{-t})\,. \tag{8}$$

Полное сечение растет с увеличением s как $\sigma_{tot} \propto \ln^2 s$ в b представлении. Из-за того, что с ростом энергии сечение растет в логарифмическом приближении, по мере увеличении s приходится уменьшать радиус r – расстояние между кварками, и в результате сечение диссоциации $\sigma_D < \sigma_{in}$. Надо отметить, что расстояние, на котором вероятность соударения еще не мала, увеличивается с ростом по закону [2]

$$r(\ln s) = a \ln s + d - c \ln s\,, \tag{9}$$

где a, d, c –константы. Сечение с амплитудой $f(s,b)$ и с радиусом (9) представляет собой диск радиуса $r \propto \ln s$. Внутри диска ($b< r$) вероятность соударения Im $f \to 1$, а на периферии диска ($b>r$) – уменьшается как $f \propto \exp\left(-2m_\pi(b-r)\right)$. Такое поведение обеспечивает правильное положение ближайшей особенности t - канала - $t = 4m_\pi^2$.

В объяснении энергетической зависимости сечения адрон-адронного рассеяния более адекватна t - канальная обменная картина, которая для высоких энергий была сформулирована в форме модели Редже [4]. Дифракционное рассеяние в модели Редже описывается обменом помероном – вакуумным движущимся полюсом в комплексной плоскости углового момента. Но эта модель тоже не в силах объяснить все данные.

Мы рассматривали эйкональное приближение в рамках так называемой s-канальной картины рассеяния, в которой обращение к геометрическим размерам эффективной области взаимодействия сталкивающихся частиц и степени их непрозрачности кажется вполне естественным. В такой картине дифракция генерируется поглощением волн адронной материи рассеивателем, геометрическими размерами которого и определяется структура дифференциального сечения по t.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грибов В.Н.// ЯФ.1996, Т.8, стр.1002
2. Abdulvahabova S.G., Rasulov E.A. // International workshop “Quantum particles, fields and strings” Fizika, 2002, №3, p.83.
3. Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Selyugin O.V.//Preprint JINR E2-90-40, p.1-7.
4. Райдер Л. Квантовая теория поля. Москва: Изд. Мир, 1987, с. 512.

YÜKSƏK ENERJİLƏRDƏ DİSSOSİASİYA PROSESLƏRİ

S.Q.ƏBDÜLVAHABOVA, N.Ş.BARXALOVA, T.O.BAYRAMOVA

XÜLASƏ

İşdə s və t - кanal unitarlığı şərtindən dissosiasiya proseslərinin effeкtiv кəsiyi tədqiq edilir. Səpilmənin кeçid amplitudu üçün tənliк alınmış və difraкsiya dissosiasiya proseslərinin effeкtiv кəsiyi üçün ifadələr yazılmışdır. Effeкtiv кəsiyin qarşılıqlı təsir radiusundan asılılığı və effeкtiv кəsiyin radiusun enerjidən aslılığına uyğun olaraq $\sigma_{tot} \propto \ln^2 s$ кimi sürətlə artması təhlil edilir.

DISSOCIATION PROCESSES AT SUPERHIGH ENERGIES

S.G.ABDULVAHABOVA, N.SH.BARKHALOVA, T.O.BAYRAMOVA

SUMMARY

The cross section of the dissociation processes is analyzed from the viewpoint of *s-t*-channel unitarity. The equation for the amplitude scattering is obtained and formula are written for the diffraction dissociation cross sections. The interaction radius depends of cross section and question of self-consistence of the fastest growth of the cross-section $\sigma_{tot} \propto \ln^2 s$ from the energy depends radius are discussed