ЯФ, 1972, т. 16, вып. 6, с. 1294-1296

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 6475

Ю.С. Суровцев, Ф.Г. Ткебучава

КВАЗИПОРОГОВОЕ ПОВЕДЕНИЕ АМПЛИТУДЫ ПРОЦЕССА $\pi + N \to N + (\gamma$ -ВИРТУАЛЬНЫЙ)

ОТДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1972

P4 - 6475

Ю.С. Суровцев, Ф.Г. Ткебучава*

КВАЗИПОРОГОВОЕ ПОВЕДЕНИЕ АМПЛИТУДЫ ПРОЦЕССА $\pi + N \to N + (\gamma$ -ВИРТУАЛЬНЫЙ)

Направлено в ЯФ

* Тбилисский государственный университет

Амплитуда процесса $\pi + N \to N + (\gamma$ виртуальный) связана с наблюдаемыми процессами рождения e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ пар в πN -столкновениях, интерес к которым, в основном, вызван возможностью исследования электромагнитных формфакторов пионов и нуклонов во времениподобной области инвариантных передач $(\lambda^2 > 0)$. Однако подобно случаю электророждения пионов $(\lambda^2 > 0)$ определение значений формфакторов затрудняется зависимостью результатов от используемой модели. Например, данные по электрическому формфактору пиона дают значительный разброс для электромагнитного радиуса /1/. По этой причине сведения о формфакторах нельзя считать надежными, если в сечение процесса основной вклад дает неборновская часть амплитуды, которая, как правило, не описывается однозначно.

В настоящей работе показано, что для процесса рождения лептонных пар в πN -столкновениях можно осуществить ситуацию, когда сечение определяется в основном борновскими членами амплитуды, остальная же часть дает лишь малые поправки.

Дифференциальное сечение процесса $\pi + N \to N + (\gamma$ виртуальный можно представить в виде /2/:

$$\lambda^2 \frac{d^2 \sigma}{d\lambda^2\, d\cos\theta} = \frac{a}{3\pi} \left(\frac{d\sigma^T}{d\cos\theta} + \frac{d\sigma^L}{d\cos\theta} \right), \tag{1}$$

где два члена в правой части соответствуют рождению виртуального фотона с поперечной и продольной поляризацией; a – постоянная тонкой структуры, θ – угол рассеяния в системе центра масс, λ – "масса" виртуального фотона.

Рассмотрим поперечную часть формулы (1). Сечение зависит от инвариантных переменных s, t, λ^2, где s и t – обычные мандельстамовские переменные. При фиксированном s максимальное значение λ равно $\lambda_m = \sqrt{s} - M$, где M – масса нуклона, поэтому при заданном s рождение фотона с $\lambda = \lambda_m$ можно рассматривать как пороговое рождение. В силу этого процесс в окрестности этой точки мы называем квазипороговым. В системе центра масс при $\lambda \to \lambda_m$ импульс виртуального фотона $k \to 0$, поэтому мы можем разложить сечение в ряд по k:

$$\frac{q}{k} \frac{d\sigma^T}{d\Omega} = \sigma_0 + k\sigma_1 + k^2\sigma_2 + \ldots, \tag{2}$$

где q – импульс π-мезона, Ω -телесный угол.

Рассмотрим коэффициенты разложения σ_i. Первый член равен квадрату модуля амплитуды в точке $k = 0$. Поскольку в этом случае полный момент виртуального фотона $J = 1$, орбитальный момент начальной системы в силу сохранения полного момента принимает значения $\ell = 0, 1, 2$. Из сохранения четности следует, что $\ell = 0,2$ соответствует электрическим диполям E_{0+} и E_{2-}, а $\ell = 1$ – магнитным диполям M_{1+} и M_{1-}. Однако в точке $k = 0$ эти последние исчезают, и σ_0 зависит только от E_{0+} и E_{2-}.

Выясним теперь зависимость от мультиполей следующих членов и покажем, что ряд (2) конечен. Если обозначить амплитуду испускания поперечных фотонов буквой $\mathcal{F}$, то сечение в с.ц.м. запишется следующим образом:

$$\frac{q}{k}\,\frac{d\,\sigma^T}{d\,\Omega} = |\langle \ell\,|\,\mathcal{F}\,|\,i\rangle|^2 , \tag{3}$$

где

$$\mathcal{F} = \sum_{i=1}^{4} O_i\,\mathcal{F}_i\,(s,t,\lambda^2)\,. \tag{4}$$

Здесь O_i – структурные коэффициенты, а $\mathcal{F}_i$ – скалярные амплитуды (см., например, /3/). Из принципа взаимности разложения амплитуд $\mathcal{F}_i$ по мультиполям совпадают с формулами для реального фоторождения /4/, которые в дальнейшем мы будем записывать условно в виде

$$\mathcal{F}_i = \sum_{\ell}^{\infty} \{E_{\ell\pm}\,,\,M_{\ell\pm}\,,\,P_\ell\,(\cos\theta)\}\,. \tag{5}$$

С другой стороны, амплитуды $\mathcal{F}_i$ разложим в окрестности малых k в ряд по степеням k:

$$\mathcal{F}_i = \sum_{n=0}^{\infty} k^n \ell_n\,(s,t)\,. \tag{6}$$

Воспользуемся теперь поведением мультиполей при малых k, которое легко получить, если решить уравнения (5) относительно мультиполей и учесть свойства полиномов Лежандра:

$$M_{\ell\pm} \sim k^{\ell}\,,\quad \ell \geq 1\,,$$

$$E_{\ell+} \sim k^{\ell}\,,\quad \ell \geq 0\,, \tag{7}$$

$$E_{\ell-} \sim k^{\ell-2}\,,\quad \ell \geq 2\,.$$

Тогда, выделяя явно зависимость мультиполей от k при малых k, запишем (5) в виде:

$$\mathcal{F}_i = \sum_{\ell=0}^{\infty} k^{\ell}\{E_{\ell+},\ M_{\ell\pm},\ P_{\ell}(\cos\theta)\} + \sum_{\ell=2}^{\infty} k^{\ell-2}\{E_{\ell-},\ P_{\ell}(\cos\theta)\}. \qquad (8)$$

Сравнивая формулы (8) и (6), получаем:

$$\ell_0 = \{E_{0+},\ E_{2-}\}_{k=0},$$

$$\ell_1 = \{E_{1+},\ M_{1\pm},\ E_{3-},\ \cos\theta\}_{k=0},$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \qquad (9)$$

$$\ell_n = \{E_{n+},\ M_{n\pm},\ E_{n+2-},\ \cos\theta\}_{k=0}.$$

Таким образом, мы видим, что в n-ый член разложения (6) дают вклады мультиполи с орбитальными моментами $\ell = n,\ n+2$. Если теперь учесть, что при фиксированном s орбитальный момент ограничен некоторым максимальным значением из-за короткодействия ядерных сил, то ряд (6) оказывается конечным, и, следовательно, справедливо разложение (2). Из формул (9) очевидно также сделанное выше заключение, что при $k = 0$ сечение зависит от электрических диполей E_{0+} и E_{2-}.

Из фоторождения заряженных π-мезонов на нуклонах известно, что электрические диполи E_{0+} и E_{2-} в широком интервале энергий от порога до второго πN-резонанса в основном определяются борновскими членами и слабо зависят от эффектов перерассеяния [5].

Этот факт доминирующей роли борновских членов в указанных электрических мультиполях на языке дисперсионных соотношений объясняется малым вкладом в дисперсионный интеграл резонансного магнитного диполя M_{1+}. В статическом же пределе этот вклад полностью исчезает [6].

Запишем дисперсионное соотношение для электрических мультиполей:

$$E_\ell(s,\lambda^2) = E_\ell^{\text{борн.}}(s,\lambda^2) + \frac{P}{\pi}\int_{(M+\mu)^2}^{\infty} ds' \frac{Jm\, E_\ell(s',\lambda^2)}{s'-s} + R_\ell(s,\lambda^2), \qquad (10)$$

где $R_\ell(s,\lambda^2)$ обозначает вклад перекрестного канала и несингулярные вклады прямого канала.

Для мультиполей E_{0+} и E_{2-} два последних члена в (10) при $\lambda^2 = 0$ составляют менее 10% от основного борновского члена для энергий в области первого πN -резонанса. Это положение сохраняется и в случае $\lambda^2 > 0$, если предположить, что все динамические особенности по λ^2 содержатся в формфакторах и что ближайшие особенности при $\lambda^2 > 0$ нам известны. Как показывают оценки, эффекты перерассеяния не меняют существенно зависимость от λ^2. Это легко объяснить тем, что взаимодействие в конечном состоянии зависит от фаз πN -рассеяния, которые являются функциями только энергий.

Из вышеизложенного следует, что в фазовом пространстве для процесса рождения лептонных пар существует точка, соответствующая значениям $k = 0$, $\lambda = \lambda_m$, в окрестности которой сечение процесса почти полностью определяется борновскими членами, т.е.

$$\lim_{k\to 0} \frac{q}{k}\frac{d\sigma^{T}}{d\Omega} \simeq \sigma_0^{\text{борн.}} = 2|E_{0+}^{\text{борн.}}|^2 + 4|E_{2-}^{\text{борн.}}|^2 . \qquad (11)$$

Из формулы (11) следует практическая рекомендация для наиболее надежного способа определения формфакторов: при различных полных энергиях измерять сечение в окрестности максимальных "масс" виртуального фотона. Следует отметить, что эта область фазового пространства выгодна и с кинематической точки зрения, поскольку максимальные значения "массы" виртуального фотона соответствуют большим значениям импульсов лептонов, легче регистрируемых в этих условиях.

Авторы благодарны В.А.Мещерякову, С.М.Биленькому, Л.Л.Неменову и С.Б.Герасимову за полезные обсуждения.

Литература

1. С.Ф. Бережнев, Л.С. Вертоградов, А.В. Демьянов, А.В. Куликов, А.В. Купцов, Г.Г. Мкртчян, Л.Л. Неменов, Г.И. Смирнов, Д.М. Хазинс, Ю.М. Чиркин. ОИЯИ, Р1-6197, Дубна, 1971.
2. J.P.Loubaton and J.Tran Thanh Van, Nucl. Phys., B2, 342 (1967);
   Ю.С. Суровцев, Ф.Г. Ткебучава. ОИЯИ, Р2-4524, Дубна, 1969.
3. Ph.Dennery, Phys. Rev., 124, 2000 (1961).
4. N.Zagury, Phys. Rev., 145, 1112 (1966).
5. W.Schmidt, Z.Phys., 182, 76 (1964).
6. G.F.Chew, M.L.Goldberger, F.Low and Y.Nambu, Phys. Rev., 106, 1345 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел
25 мая 1972 года.