ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

П. Смрж

Р-1524

НЕУПРУГИЕ ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

ЖЭТФ, 1964, т47, в5, с 1736-1739.

Дубна 1964

П. Смрж

Р-1524

НЕУПРУГИЕ ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в ЖЭТФ

Дубна 1964

В в е д е н и е

В последнее время указывается, что мультипериферическая модель, предложенная Амати и др. [1], не может в своей сегодняшней форме удовлетворительно описать неупругие процессы при сверхвысоких энергиях [2]. Именно то предположение, что рассеяние пионов в элементарных вершинах является только низкоэнергетическим (резонансным), кажется наиболее сомнительным. В предлагаемой работе показано, что и без конкретного вида поведения сечений центральных $\pi - \pi$ столкновений можно с помощью модели получить некоторые заключения об асимптотике неупругих процессов. В частности, получена зависимость между поведением полного сечения и поведением поперечного импульса нуклона и коэффициента неупругости в асимптотической области.

1. Мультипериферическая модель

Сумму мультипериферических диаграмм, описывающих N-N и π-N взаимодействия, можно представить в виде обычных одномезонных диаграмм (рис. 1), где в одной из вершин возникает только нуклон или π-N резонон [3]. Не учитывая зависимость центральных сечений от Δ^2, можно писать:

$$\sigma^{(1)}_{NN}(U) = \frac{2}{(2\pi)^3}\frac{1}{p_U^2 U^2}\int dw_r\, dw\, d\Delta^2\, p_{w_r} w_r^2 \sigma^r_{\pi N}(w_r)\, p_w w^2 \sigma_{\pi N}(w,\Delta^2)\frac{1}{(\Delta^2+\mu^2)^2}, \tag{1}$$

$$\sigma^{(2)}_{\pi N}(U) = \frac{g^2}{4\pi}\frac{1}{p_U^2 U^2}\int dw\, d\Delta^2\, p_w w^2 \sigma_{\pi N}(w,\Delta^2)\frac{\Delta^2 F(\Delta^2)}{(\Delta^2+\mu^2)^2}, \tag{2}$$

$$\sigma^{(1)}_{\pi N}(U) = \frac{2}{(2\pi)^3}\frac{1}{p_U^2 U^2}\int dw_r\, dw\, d\Delta^2\, p_{w_r} w_r^2 \sigma^r_{\pi N}(w_r)\, p_w w^2 \sigma_{\pi\pi}(w,\Delta^2)\frac{1}{(\Delta^2+\mu^2)^2}, \tag{3}$$

$$\sigma^{(2)}_{\pi N}(U) = \frac{g^2}{4\pi}\frac{1}{p_U^2 U^2}\int dw\, d\Delta^2\, p_w w^2 \sigma_{\pi\pi}(w,\Delta^2)\frac{\Delta^2 F(\Delta^2)}{(\Delta^2+\mu^2)^2}, \tag{4}$$

где $F(\Delta^2)$ – формфактор нуклона и $\sigma_{\pi\pi}(w,-\mu^2)$ является полным сечением π-π взаимодействия при энергии w и $\sigma_{\pi N}(w,-\mu^2) \equiv \sigma_{\pi N}(w)$ – полным сечением π-N взаимодействия. Зависимость этих сечений от Δ^2 получается, если в диаграммах типа рис. 1 заменим квадрат массы первичного пиона на $-\Delta^2$. Тогда нижний и верхний предел интеграции по передаче импульса растет при увеличении Δ^2 и таким образом из-за своей периферичности $\sigma(w,\Delta^2)$ всегда убывает с ростом Δ^2. Для каждой мультипериферической диаграммы с определенным числом элементарных вершин зависимость от Δ^2 исчезает при $w\to\infty$. Поэтому желательно исследовать асимптотические свойства формул (1), (2), (3) и (4) при предположении, что такое свойство остается и после суммирования диаграмм, то есть что

$$\sigma(w,\Delta^2) \underset{U\to\infty}{\to} \sigma(w,-\mu^2)\,. \tag{5}$$

2. Асимптотические свойства

Предполагая отсутствие зависимости $\sigma(w,\Delta^2)$ от Δ^2, в асимптотике можно в формулах (1), (2), (3) и (4) интегрировать по Δ^2. Аппроксимируя формфактор нуклона скачком

$$F(\Delta^2)=1 \qquad (\Delta^2<\Delta_0^2)\,,$$

$$F(\Delta^2)=0 \qquad (\Delta^2>\Delta_0^2)\,,$$

мы получим, что в асимптотике

$$\sigma_{NN}^{(1)}(U\to\infty)=\frac{1}{2(2\pi)^3}\frac{1}{p_U^2U^2}\int p_{w_r}w_r^2\,\sigma_{\pi N}^2(w_r)\,dw_r\int_0^{U^2}d(w^2)\frac{(U^2-w^2)\,w^2}{w^2(w_r^2-m^2)+\frac{w^4}{U^2}m^2}\,\sigma_{\pi N}(w,-\mu^2) \tag{6}$$

$$\sigma_{NN}^{(2)}(U\to\infty)=\frac{g^2}{4\pi}\frac{1}{4p_U^2U^2}\int_0^{U^2}w^2\sigma_{\pi N}(w,-\mu^2)\left\{\lg\frac{\Delta_0^2+\mu^2}{\Delta_{min}^2+\mu^2}-\mu^2\frac{\Delta_0^2-\Delta_{min}^2}{(\Delta_0^2+\mu^2)(\Delta_{min}^2+\mu^2)}\right\}d(w^2), \tag{7}$$

где

$$\Delta_{min}^2=m^2\frac{w^4}{U^2(U^2-w^2)},$$

и эквивалентные соотношения между $\sigma_{\pi N}$ и $\sigma_{\pi\pi}$. Видно, что в этом случае предположение $\sigma_{\pi\pi}\ (w\to\infty)\to const$ приводит к постоянству $\sigma_{\pi N}$ и σ_{NN} в асимптотике. Кроме того, можно с помощью формул

$$P_0=\frac{U^2+m^2-w^2}{2U}\,, \tag{8}$$

$$\Delta^2=\frac{U}{2P}\left(P_t^2+m^2\frac{(U-2P)^2}{U^2}\right) \tag{9}$$

получить, например, из (2), распределение поперечного импульса нуклона P_t и энергии нуклона отдачи P_0 в системе центра масс:

$$\frac{\partial\sigma_{NN}^{(2)}}{\partial P_0}\approx\frac{w^2}{U^3}\left\{\lg\frac{\Delta_0^2+\mu^2}{\Delta_{min}^2+\mu^2}-\mu^2\frac{\Delta_0^2-\Delta_{min}^2}{(\Delta_0^2+\mu^2)(\Delta_{min}^2+\mu^2)}\right\}, \tag{10}$$

$$\frac{\partial\sigma_{NN}^{(2)}}{\partial P_t}\approx P_t\int\frac{U\cdot 2P}{P}\,\frac{\Delta^2F(\Delta^2)}{(\Delta^2+\mu^2)^2}\,dP\,. \tag{11}$$

Подобные формулы получаются из (1) и (3), (4). Из (10) и (11) видно, что распределения величин P_0/U и P_t являются непеременными в асимптотике, а это означает постоянство среднего значения коэффициента неупругости и среднего поперечного импульса нуклона. Таким образом, в случае постоянных сечений и неупругость, и поперечный импульс являются постоянными, и на основе отношения $\sigma_{NN}/\sigma_{\pi N}$ можно в данном случае вычислить их средние асимптотические значения. Формула (6) ведет с учетом пяти πN резонансов к значению

$$\sigma_{NN}^{(1)}=0{,}44\,\sigma_{\pi N}\,. \tag{12}$$

Поскольку $\sigma_{NN}/\sigma_{\pi N}=40/22{,}5=1{,}78$, то можно утверждать, что

$$\sigma_{NN}^{(2)}=1{,}34\,\sigma_{\pi N}\,, \tag{13}$$

чему соответствует $\Delta_0^2=1{,}75$ Бэв^2. Для средних значений коэффициента неупругости и поперечного импульса нуклона получается $\bar K=\frac{U-2\bar P_0}{U}=0{,}36$ и $\bar P=0{,}47$ Бэв/с. Уменьшение отношения $\sigma_{NN}/\sigma_{\pi N}$ уменьшает и значение обеих величин.

Следует отметить, что учет зависимости $\sigma_{\pi N}^t(w)$ от Δ^2 и замена предположения (5) на более слабое

$$\sigma(w,\Delta^2)\underset{w\to\infty}{\to}\sigma(w,-\mu^2)\,f(\Delta^2),\qquad f(\Delta^2)\neq 1 \tag{14}$$

мало изменяет результаты расчета. Действительно, такое изменение зависимости подынтегральной функции в (6) означает изменение коэффициента в отношении (12). Рассмотрим крайний случай, когда этот коэффициент равен нулю. Тогда $\sigma_{NN}^{(2)}=1{,}78\,\sigma_{\pi N}$ и $\Delta_0^2=2{,}7$ Бэв^2. Обрезание у Δ_0^2 означает здесь приближенный учет не только формфактора, а всей зависимости подынтегральных функций от Δ^2. В этом случае получим средние значения $\bar K=0{,}4$ и $\bar P_t=0{,}55$ Бэв.

3. Двухцентровая модель

Из приведенных выше соображений видно, что N-N взаимодействия при сверхвысоких энергиях можно представить в виде диаграмм на рис. 2 и диаграмм такого же типа, где нуклоны в конечном состояиии заменены резонансами. Поскольку ничего неизвестно о поведении центральных π–π взаимодействий нельзя среднюю вершину полностью разлагать на элементарные вершины. Для больших, но конечных энергий можно представить π–π столкновения в виде двухвершинной одномезонной диаграммы (рис. 3), где требование постоянства полного сечения в асимптотике означает, что сечения в вершинах такой диаграммы уменьшаются при $w \to \infty$ как $\sigma(w)=k/w$. Константа k определяется асимптотическим значением сечения π–π взаимодействия. Для $\sigma_{\pi\pi}$ =12,5 мб (что соответствует $\sigma_{NN}/\sigma_{\pi N}=\sigma_{\pi N}/\sigma_{\pi\pi}$ =1,78 и σ_{NN} =40 мб) получается k =27,5 мб Бэв. Таким образом, возникает определенная модель, где диаграммы типа рис. 3 описывают процесс рождения двух "файрболлов" и которая, кроме асимптотических значений σ_{NN} и $\sigma_{\pi N}$, не содержит других свободных параметров.

Заключение

В заключении хотим подчеркнуть, что в терминах мультипериферической модели асимптотическое поведение сечений связано с поведением коэффициента неупругости и поперечного импульса нуклона. Постоянство сечений означает постоянство этих двух величин, и значения σ_{NN} =40 мб, $\sigma_{\pi N}$ =22,5 мб ведут к разумным значениям $\bar{K}$ =0,36, $\bar{P}_t$ =0,47 Бэв. Однако для точных расчетов мультипериферических диаграмм при конечных энергиях нужно знать сечения центральных π–π столкновений. Поскольку для этого пока нет ни теоретических, ни экспериментальных данных для вычислений можно лишь использовать модели с заданным числом π–π вершин. Наиболее привлекательной является модель с двумя вершинами, которая может описывать процесс рождения двух "файрболов" и которая не содержит свободных параметров, если известны асимптотические значения σ_{NN} и $\sigma_{\pi N}$.

Автор выражает благодарпость В.С. Барашенкову, Д.И. Блохинцеву и П. Шуранн за ценные дискуссии и критические замечания.

Литература

1. D.Amati, G.Fubini, A.Stanghellini, M.Tonin. Nuovo Cim., 22, 569 (1961) 1.
2. Z.Koba, A.Krzywicki. Nucl. Phys., 46, 485 (1963).
3. F.Salzman. Phys. Rev., 131, 1786 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 января 1964 г.

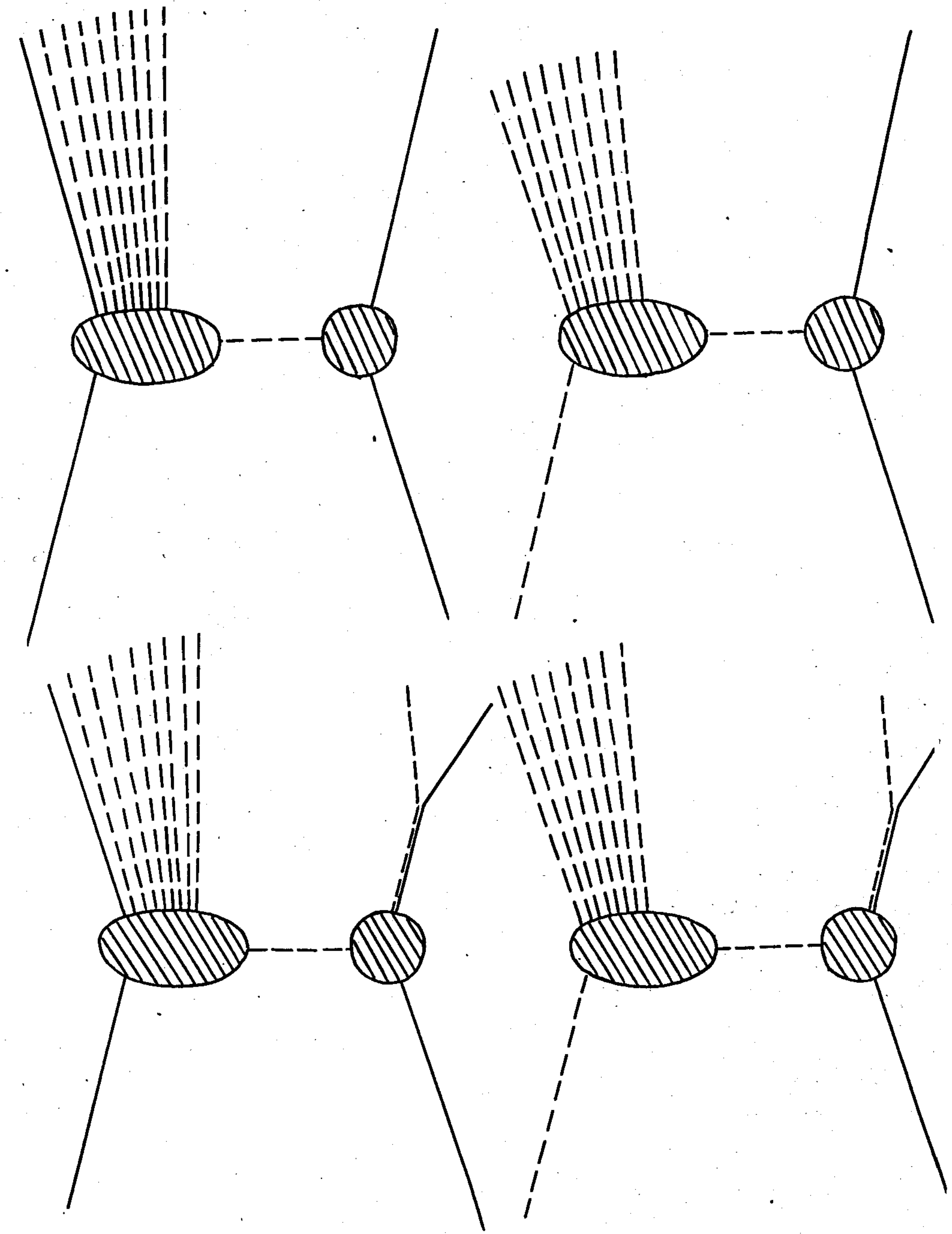

Рис. 1. Диаграммы, описывающие периферические $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействия при сверхвысоких энергиях.

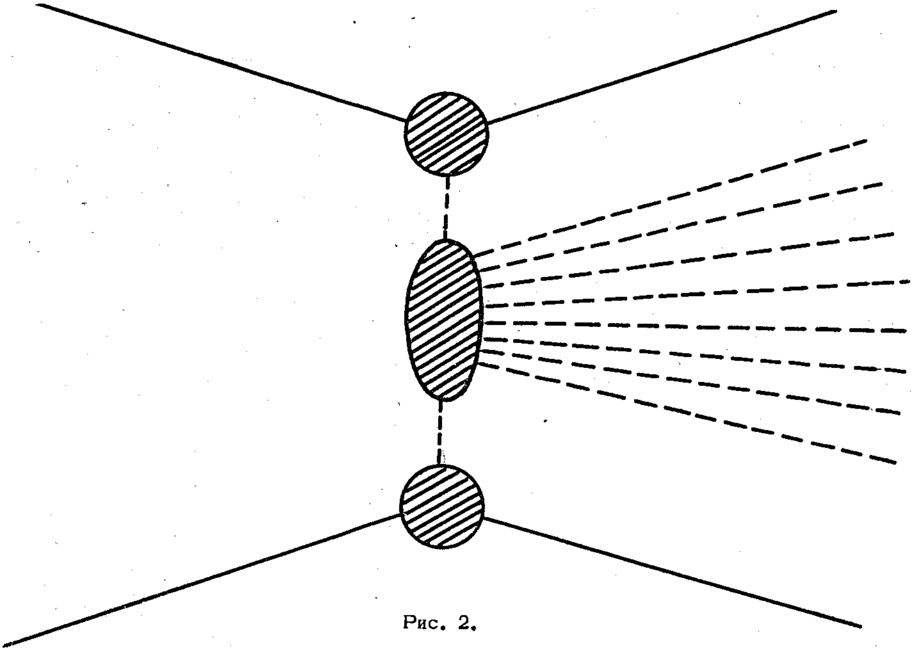

Рис. 2.

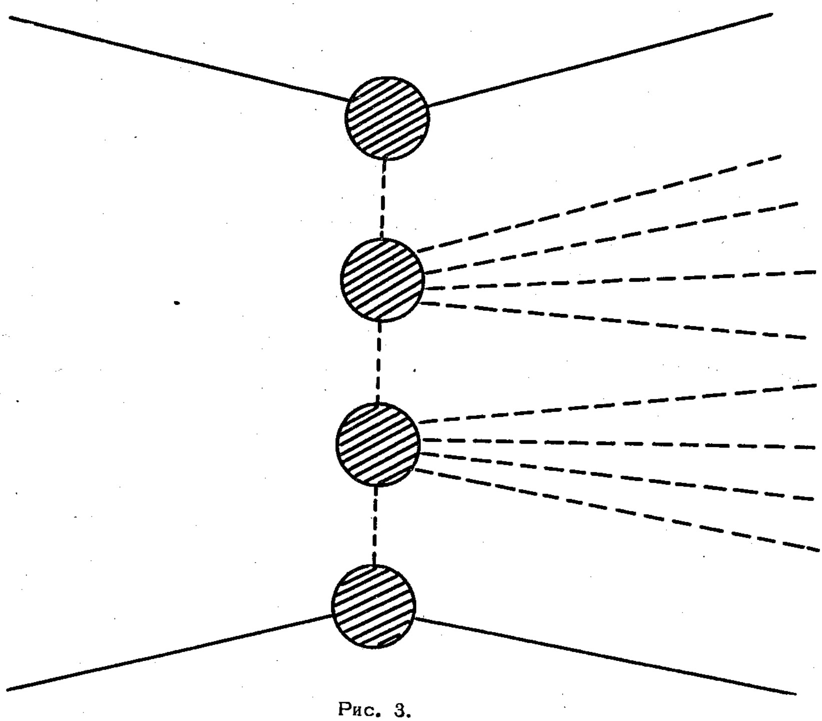

Рис. 3.