

17.2.1964.

С 346.2

С - 50



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

П. Смирн, Хуан Цзю-чжань

P-1511

N-N ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ПОЛЮСНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ
ЖЭТФ, 1964, т47, в. 1, с 212-215.

Дубна 1964

П. Смирн, Хуан Цау-чжань

P-1511

2267/2 ч

**N-N ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ПОЛЮСНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ**

Направлено в ЖЭТФ

Физический институт
исследования
библиотека

Дубна 1984

В в е д е н и е

Хотя полюсное приближение уже много раз применялось к описанию неупругих $N-N$ столкновений, пока было вычислено только несколько специальных случаев теории. Так, в работах ^{1,2/} предполагалось, что частицы рождаются при распаде двух "изобар", масса которых может быть любой величиной, допустимой законами сохранения. Кроме того, там рассматривались только двухструйные диаграммы (см. рис. 1,1), и вкладом диаграмм с одним невозбужденным нуклоном (рис. 1,2) пренебрегали. При этом некоторые экспериментальные данные указывают на то, что одноструйные диаграммы могут играть даже определяющую роль ^{3/}. В наших расчетах учитывались оба типа диаграмм, и в вершины представлялись экспериментальные данные по $\pi-N$ столкновениям. Из результатов следует подчеркнуть разницу между спектрами протона отдачи в $p-p$ и $p-\pi$ взаимодействиях, которая является основным свойством обмена одним мезоном, но экспериментально пока изучена плохо. Сравнение с опытом приводится для случая $p-p$ взаимодействия при энергии 3,5 Бэв, и при этом, как будет показано, получается удовлетворяющее согласие.

1. Метод расчета

Импульсный спектр нуклона отдачи процесса 1,1 вычисляется по формуле:

$$\frac{\partial d(\theta)}{\partial p} = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{p^2}{u} \frac{(u-m+\mu)^2}{(m+\mu)^2} \int d(W_2) \frac{(u-W_1)^2 + 1}{(m+\mu)^2 - 1} \int d(\cos \theta) \frac{\omega_m}{\omega} F_{W_1}(k_{W_1} \cos \theta_{W_1}) \left(\frac{1}{\Delta^2 + \mu^2} - \frac{1}{\Delta'^2 + \mu^2} \right) p_{W_2}^{(1)} \sigma(W_2)$$

где ω , p - энергия и импульс нуклона отдачи в системе центра масс сталкивающихся нуклонов,

$$\omega_{W_1} = \gamma \omega - \sqrt{\gamma^2 - 1} p \cos \theta,$$

$$k_{W_1} = \sqrt{\omega_{W_1}^2 - m^2},$$

$$\gamma = \frac{U^2 + W_1^2 - W_2^2}{2UW_1},$$

$$\cos \theta_{W_1} = \frac{\omega - \gamma \omega_{W_1}}{k_{W_1} \sqrt{\gamma^2 - 1}},$$

(2)

$$\Delta_{\min}^2 = -W_1^2 - W_2^2 + UE + 2p_U P, \quad E = \frac{U^2 + W_1^2 - W_2^2}{2U}, \quad P = \sqrt{E^2 - W_1^2}.$$

Импульсный спектр нуклона из верхней вершины процесса 1,2) вычисляется по формуле

$$\frac{\partial \sigma^{(2)}}{\partial p} = \frac{g^2}{4\pi} \frac{p^2}{2p^2 U^2} \int_{(m+\mu)^2}^{(U-m-\mu)^2} d(W^2) \int_{-1}^{+1} d(\cos\theta) \frac{\omega_W F_W(k_W, \cos\theta_W)}{\omega} \left\{ 1g \frac{\Delta_{\min}^2 + \mu^2}{\Delta_{\min}^2 + \mu^2} - \mu \frac{\Delta_{\max}^2 - \Delta_{\min}^2}{(\Delta_{\max}^2 + \mu^2)(\Delta_{\min}^2 + \mu^2)} \right\} \quad (3)$$

где ω_W , k_W , γ , $\cos\theta_W$ и Δ_{\max}^2 определяются формулами (2), при этом надо положить $W_2 = m$, $W_1 = W$.

Наконец, импульсный спектр нуклона из нижней вершины диаграммы 1,2) дается формулой

$$\frac{\partial \sigma^{(2)}}{\partial p} = \frac{g^2}{4\pi} \frac{1}{p^2 U} p_W \sigma_{\pi N}(W) \frac{p}{\omega} \left\{ 1g \frac{\Delta_{\max}^2 + \mu^2}{\Delta_{\min}^2 + \mu^2} - \mu^2 \frac{\Delta_{\max}^2 - \Delta_{\min}^2}{(\Delta_{\max}^2 + \mu^2)(\Delta_{\min}^2 + \mu^2)} \right\}. \quad (4)$$

В формулах (1) и (3) функция $F_W(k_W, \cos\theta_W)$ означает распределение по импульсу и углу нуклона отдачи в πN столкновениях при энергии W в с.д.м. Так как совместное распределение по импульсу и углу экспериментально неизвестно, мы использовали приближение

$$F_W(k_W, \cos\theta_W) = \phi(W, k_W) \cdot \Theta(W, \cos\theta_W) \cdot \sigma_{\pi N}(W),$$

где ϕ и Θ означают нормированные к единице экспериментальные импульсные и угловые спектры. Изоспиновые коэффициенты учитывались отдельно для каждого конкретного вида взаимодействия. Виртуальностью промежуточного мезона мы пренебрегаем и формфактор нуклона полагаем равным единице во всей области интегрирования по Δ^2 .

2. Результаты вычислений

На рис. 2 а), б), в) приведены вычисленные импульсные спектры протона отдачи в системе центра масс для энергий первичного протона 2,8, 6 и 9 Бэв. На рис. 3 показано сравнение с экспериментальной гистограммой, опубликованной в ^{14/}. Вычисленные полные сечения возрастают с энергией и для энергий 6 и 9 Бэв уже в несколько раз превышают экспериментальные величины (например, для $p-p$ столкновения при энергии 9 Бэв $\sigma_{pp}^{tot} = 92$ мб). Причина заключается в выше указанных приближениях, в частности, в независимости полных сечений πN взаимодействий от Δ^2 . Но, как было показано в ^{15/}, форма импульсного спектра почти не зависит от обрезания

ния больших Δ^2 , и, таким образом, более тщательное сравнение кривых на рис.2 с экспериментом является желательным. При этом главный вклад дают всегда одноструйные процессы (рис. 1,2). Для энергии 9 Бэв они представляют даже 73% полного сечения. Именно такое преимущество одноструйных процессов (которое наблюдается и экспериментально^{/3/}) ведет к различию между спектрами протона отдачи в $p-p$ и $p-n$ столкновениях. Изоспиновые коэффициенты, получающиеся при отборе протонных состояний нуклона отдачи, приводит к тому, что виртуальное πN рассеяние происходит в $p-p$ взаимодействиях в основном при $T=3/2$ и в $p-n$ взаимодействиях, наоборот, преимущественно при $T=1/2$. Это приводит к наличию высокоэнергетического максимума в $p-p$ столкновениях, который в $p-n$ выражается более слабо.

З а к л ю ч е н и е

В заключение мы хотим подчеркнуть, что экспериментальное наблюдение различия между видом импульсного распределения протона отдачи в $p-p$ и $p-n$ столкновениях дало бы дальнейшие сведения о том, играют ли одноструйные процессы главную роль в нуклон-нуклонных столкновениях при средних энергиях. Так как при расчетах без ограничения величины Δ^2 получается и теоретически такое преимущество одноструйных процессов, можно утверждать, что неучет зависимости $\sigma_{\pi N}(\bar{W}, \Delta^2)$ от Δ^2 является главной причиной получения больших сечений. (Поскольку убывающая зависимость $\sigma_{\pi N}(\bar{W}, \Delta^2)$ от Δ^2 будет уменьшать оба основных типа взаимодействия, а обрезание πN фактора уменьшало бы только вклад одноструйных диаграмм). Таким образом, учет такой зависимости представляет сейчас наибольший интерес.

Авторы выражают благодарность В.С.Баращенкоу за полезные обсуждения и работникам Вычислительного центра ОИЯИ за выполнение численных расчетов.

Л и т е р а т у р а

1. И.М. Граменицкий, И.М. Дремин, В.М. Максименко, Д.С. Чернавский. ЖЭТФ, **40**, 1093 (1961).
2. И.М. Дремин, Д.С. Чернавский. ЖЭТФ, **38**, 229 (1980).
3. В.А. Ботвин, Ж.С. Такибаев, И.Я. Часников, Н.Т. Павлова, Э.Г. Боос. ЖЭТФ, **41**, 993 (1961).
4. R.Y. Ciserchio, R.M. Kalbach. Nuovo Cim., **26**, 729 (1962).
5. В.С. Баращенко, Д.И. Блохинцев, Э.К. Михул, И. Патера, Г.Л. Семашко. Препринт ОИЯИ Р-1245, Дубна, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 декабря 1963 г.

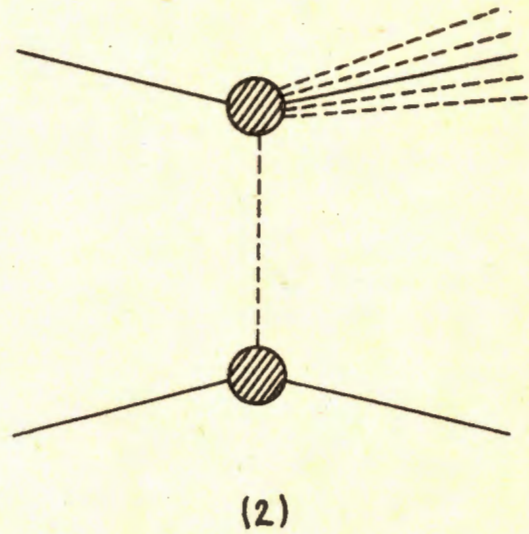
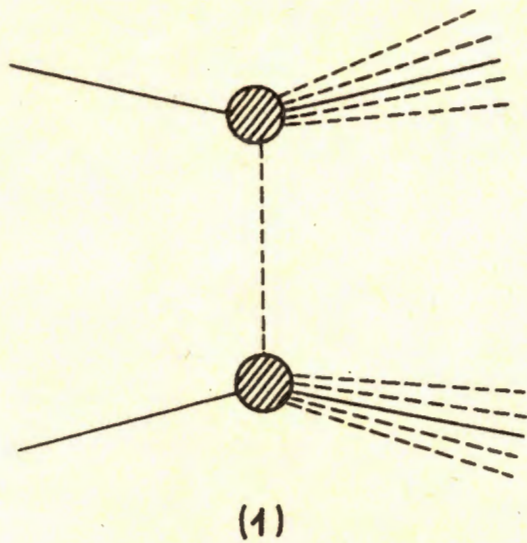


Рис. 1. $N-N$ взаимодействия в одномезонном приближении.

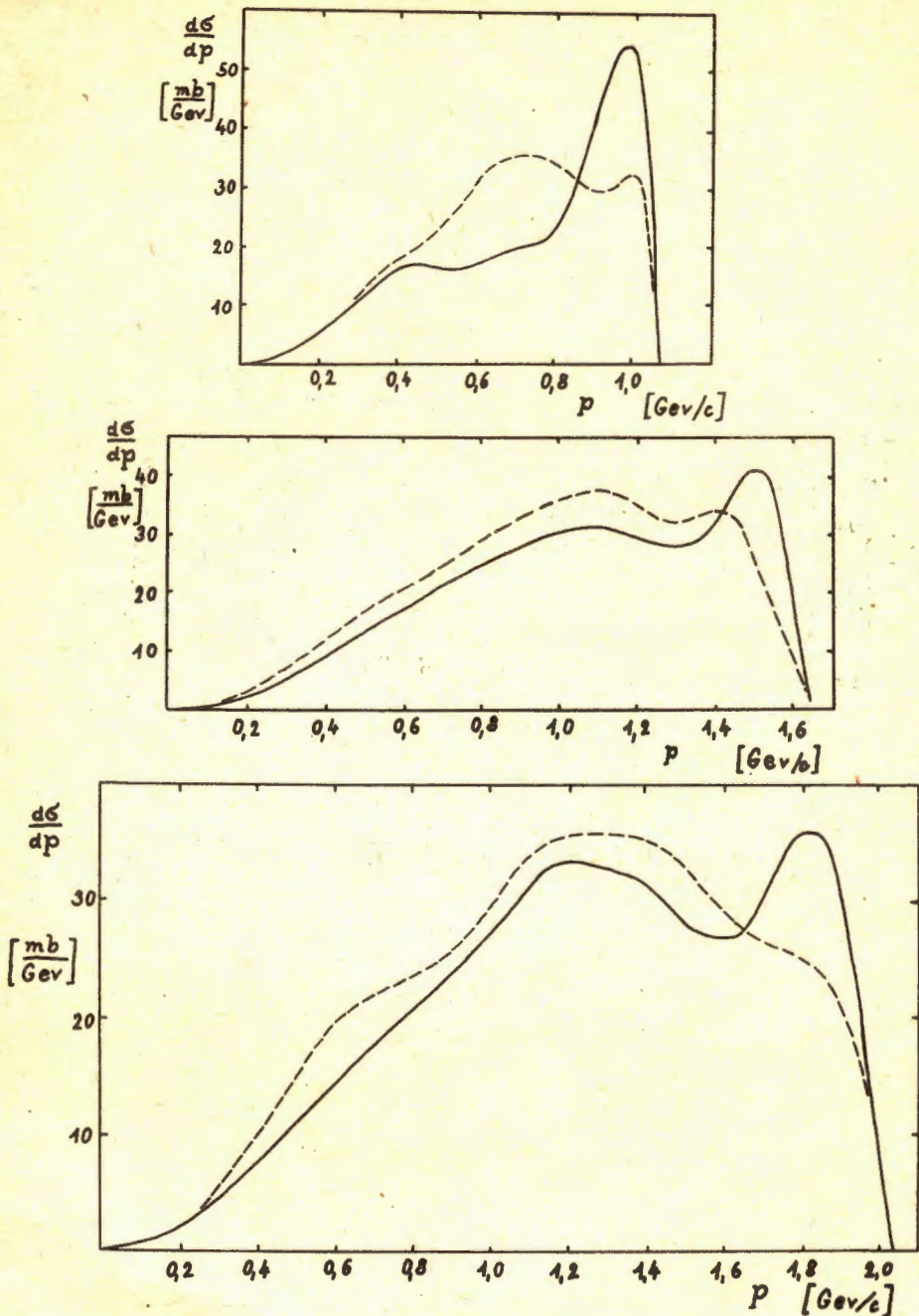


Рис. 2. Импульсные спектры протона в системе центра масс для лабораторных кинетических энергий первичного протона: а) 2,8' б) 6 и в) 9 Бэв. Сплошные кривые соответствуют p-p и пунктирные линии p-p столкновениям.

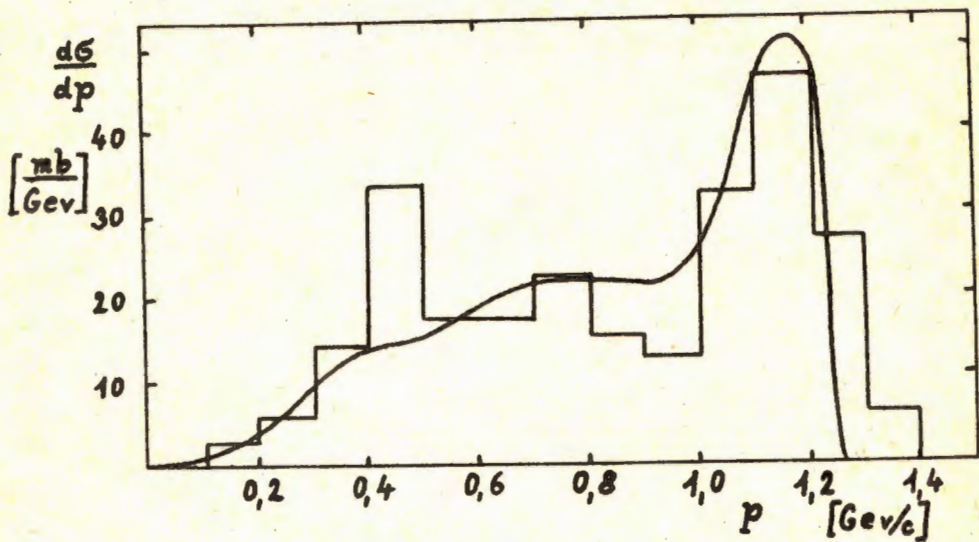


Рис. 3. Сравнение импульсного спектра протона отдачи для энергии 3,5 Бэв с экспериментальной гистограммой^{/4/}.