

## НОВЫЙ МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ МЕХАНИЗМА ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

И.М.Дремин, Г.Б.Жданов, М.И.Третьякова, М.М.Чернявский

Анализ неупругих взаимодействий при высоких энергиях по квадрату передаваемого различным группам частиц четырехмерного импульса в сочетании с дополнительным анализом эффективных масс этих групп является основой предлагаемого одним из авторов (Дреминым) метода интерпретации индивидуальных событий, т.е. для разделения центральных и периферических взаимодействий, для исследования различных типов последних и для сопоставления каждому событию соответствующей диаграммы Фейнмана.

Квадраты передаваемых четырехмерных импульсов  $k^2$  определяются формулой:

$$k_n^2 = (\hat{P}_1 - \sum_{i=2}^n \hat{P}_i)^2 = (\hat{P}_2 - \sum_{j=n+1}^N \hat{P}_j)^2, \quad (1)$$

где  $\hat{P}_1, \hat{P}_2, \hat{P}_i, \hat{P}_j$  - четырехмерные импульсы налетающего и покоящегося нуклонов, частиц групп  $l$  и  $j$  в конечном состоянии. Конечные частицы пронумерованы так, что 1 - рассеянный нуклон,  $N$  - нуклон отдачи, а пионы нумеруются от 2 до  $N-1$  в порядке возрастания их углов в с.ц.и.

Запишем

$$k^2 = f_- f_+ + |k_\perp|^2, \quad (2)$$

где  $f_- = |\vec{k}_\ell| - k_0$ ,  $f_+ = |\vec{k}_\ell| + k_0$ , а индексы  $\ell$  и  $l$  означают продольную и поперечную компоненты импульса. Будем использовать выражение для  $f_-$ , полученное из первой части формулы (1), а для  $f_+$  - полученное из второй части, так как при этом ошибки, связанные с пропуском  $\kappa^0$ -мезонов, в значительной мере компенсируются.

$$f_-^{(n)} \approx 0,5 \left( \frac{P_{1l}^2 + m^2}{P_{1l}} + \sum_{i=2}^n \frac{P_{i1}^2 + \mu^2}{P_{i1}} - \frac{m^2}{P_1} \right), \quad (3)$$

$$f_+^{(n)} = \sum_{j=n+1}^N P_{jl} + \sum_{j=n+1}^N \varepsilon_j - m, \quad (4)$$

$$k_{1(n)}^2 = \sum_{i=1}^n P_{i1}^2 + 2 \sum_{i < k} \sum_{k=i}^n P_{i1} P_{k1} \cos(\varphi_i - \varphi_k). \quad (5)$$

Здесь  $p$  и  $\varepsilon$  - трехмерные импульс и энергия,  $m$  - масса нуклона,  $\mu$  - масса пиона ( $c = 1$ ),  $\varphi_{i,k}$  - азимутальные углы вылета частиц. По формулам (2) - (5) вычислим все  $k_n^2$  ( $1 \leq n \leq N-1$ ).

Основное предположение заключается в том, что минимальные (и достаточно малые) значения  $k_n^2$  в данном событии мы будем трактовать как свидетельство обмена одним пионом.

На рис. 1-3 приведены полученные таким способом распределения по  $k_n^2$  для трех взаимодействий протонов с квазисвободными нуклонами ядер фотозумульсии (энергия 23 Гэв), в которых почти вся энергия выделялась в заряженные частицы, и изображены соответствующие этим событиям фейнмановские диаграммы (заштрихованный квадрат означает центральное взаимодействие).

Нетрудно показать, что в случае неучета  $\chi^0$ -мезонов все получаемые вышеуказанной методикой значения  $k_n^2$  будут меньше истинных, причем абсолютную величину ошибки можно установить по известным нам непосредственно значениям  $k_i^2$  и  $k_N^2$  (например,  $k_i^2 = (\hat{p}_i - \hat{p}_i)^2$ ).

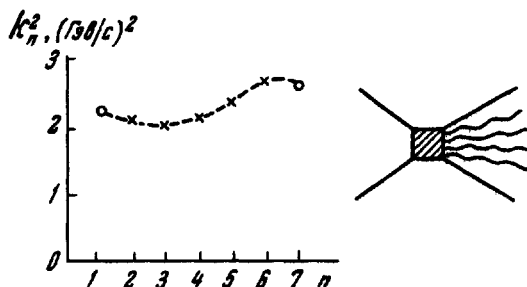


Рис. 1. Звезда типа  $0+0+7p$ , сумма импульсов вторичных заряженных частиц  $\sum p_i = 23$  Гэв/с, масса мишени  $M_t = \sum^i (\epsilon_i - p_i) = 0,73$  Гэв/с<sup>2</sup>

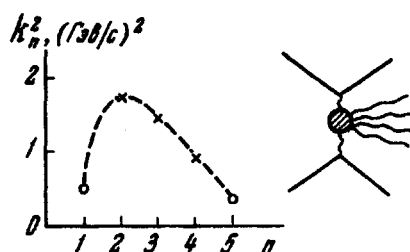


Рис. 2. Звезда типа  $0+1+5p$ ,  $\sum p_i = 26,7$  Гэв/с,  $M_t = 0,93$  Гэв/с<sup>2</sup>

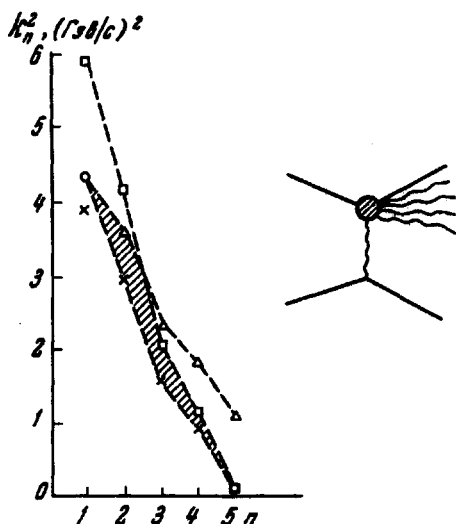


Рис. 3. Звезда типа  $0+1+5p$ ,  $\sum p_i = 21,8$  Гэв/с,  $M_t = 0,96$  Гэв/с<sup>2</sup>.  $\Delta$  - значения  $k_n^2$  вычислялись только из левой части соотношения (I),  $\square$  - только из правой части,  $\times$  - оптимальный расчет. Затрихована зона возможных ошибок последнего расчета

Если использовать для вычисления  $f_-$  и  $f_+$  другие части равенства (I), то при наличии  $\chi^0$ -мезонов можно сильно завистить значения  $k_n^2$ . То место на кривых (см. рис. 3), где они выходят за пределы ошибок используемой методики расчета, будет характеризовать угол вылета  $\chi^0$ -мезона (если он один).

В принципе возможно, что резко анизотропный распад изобары может имитировать на графике  $k_n^2$  периферический процесс. Для выделения таких событий надо проводить анализ по массам, используя формулы:

$$M_i^2 = (E_i + \mathcal{P}_i - f_+^{(n)}) \left( f_-^{(n)} + \frac{m^2}{2\mathcal{P}_i} \right) - k_{i-}^2, \quad (6)$$

$$M_j^2 = (m + f_+^{(n)}) (m - f_-^{(n)}) - k_{i-}^2, \quad (7)$$

где  $M_i$  и  $M_j$  - массы групп частиц  $i, j$ .

Изложенное выше позволяет утверждать, что для более или менее однозначного установления механизма взаимодействия совершенно необходимо знать характеристики обоих нуклонов (импульсом, углы вылета) и очень важно знать также соответствующие характеристики мезонов. Подобного рода информация, как правило, не может быть получена из традиционных опытов с пузырьковой камерой на ускорителях, когда идентификация быстрых частиц крайне затруднительна. Этим недостатком не обладает метод фотоэмульсий в импульсном магнитном поле [1], с помощью которого и были получены данные, представленные на рис. 1-3.

К настоящему времени мы смогли обработать и проанализировать 51 "чистое" (имеющее 2 протона в конечном состоянии) событие, зарегистрированное в эмульсионной стопке, облученной в ЦЕРНе пучком протонов с импульсом 24 Гэв/с в магнитном поле 180 кгс. Стопка состояла из 25 слоев эмульсии Илфорд G-5 диаметром 6 см. При надлежащем продолжении следов в соседние слои удавалось обеспечивать точность измерения импульсов 10-20% и измерения ионизации 2-3%, как правило, для всех заряженных вторичных частиц.

Анализ графиков  $k_n^2$  для этих событий дал следующие результаты:

1) событий типа рис. 1 с относительно высокими ( $> 1$  Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>) и примерно постоянными значениями  $k_n^2$  было 7;

2) событие типа рис. 2, когда  $k_n^2 < 1$  Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> по краям графика и заметно больше 1 Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> в максимуме, - одно.

3) событий типа рис. 3, в которых значения  $k_n^2$  существенно растут или падают (не менее чем вдвое) с ростом  $n$  при минимальном значении  $k_{\text{мин}}^2 < 1$  Гэв<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>, было 25;

4) событий с низкими значениями  $k_n^2$  (все  $k_n^2 \leq 1 \text{ Гэв}^2/\text{с}^2$ ) - было 15.

События типа 1) мы рассматриваем как центральные взаимодействия и получаем соответственно оценку их доли, равную  $(14 \pm 7)\%$ . События типа 3) соответствуют периферическим взаимодействиям с существенно несимметричным возбуждением обоих нуклонов, причем эффективные массы протона с малым  $k_n^2$  и ближайшего к нему (по углу вылета)  $\mathcal{K}$ -мезона в 3 случаях из 9 лежат в пределе 1,15-1,30  $\text{Гэв}/\text{с}^2$ . События типа 4) соответствуют, по-видимому, периферическим взаимодействиям со слабым возбуждением одного или двух нуклонов, и, наконец, событие типа 2) можно интерпретировать как редкий (при данной энергии) случай образования фэйрбола с эффективной массой  $\sim 3 \text{ Гэв}/\text{с}^2$ .

Было рассмотрено также распределение величин  $k_{\text{мин}}^2$  по всем событиям. Оно имеет вид кривой, которая круто спадает при  $k_{\text{мин}}^2 > 0,2 \text{ Гэв}^2/\text{с}^2$  и почти горизонтальна в интервале 1-3  $\text{Гэв}^2/\text{с}^2$ . Это и является одним из оснований для проведения несколько условной границы между периферическими и центральными взаимодействиями на 1  $\text{Гэв}^2/\text{с}^2$ .

Подробное теоретическое обоснование метода будет изложено в другом месте.

Физический институт

им. П.Н.Лебедева

Академии наук СССР

Поступило в редакцию

13 июня 1966 г.

Литература

[1] E. Brauner, J. C. Combe, L. Hoffman, M. Morpurgo. CERN report, 62-7.