

1186

3
К-65



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

Д.К.Копылова, В.Б.Любимов, М.И.Подгорецкий,
З.Трка

1186

К ВОПРОСУ О РЕАКЦИЯХ НА СВЯЗАННЫХ
НУКЛОНАХ

Дубна 1963 г.

Д.К.Копылова, В.Б.Любимов, М.И.Подгорецкий,
З.Трка

1186

К ВОПРОСУ О РЕАКЦИЯХ НА СВЯЗАННЫХ
НУКЛОНАХ

1788/1 ч.
1/28871

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1963 г.

В работе /1/ был проведен краткий анализ влияния фермиевского движения нуклонов мишени на некоторые кинематические характеристики ядерных реакций. Ниже этот вопрос рассмотрен более подробно.

Обычно считают, что на нуклоне, связанном в ядре, реакция протекает так же, как на свободном нуклоне, который движется с некоторой скоростью в лабораторной системе координат. Такой подход, как правило, бывает достаточен для различных качественных оценок. Вместе с тем он не является строгим, и нам кажется, что во многих случаях предпочтительнее ввести в рассмотрение ядро отдачи, явно учитывая импульс и энергию, приходящиеся на его долю.

Выберем для определенности какую-либо конкретную реакцию, например,



и предположим, что исходный протон входит в состав ядра, остаток которого движется после реакции как целое с массой M , импульсом \vec{q} и кинетической энергией T . Если энергия связи в исходном ядре равна Δ , то закон сохранения энергии имеет вид:

$$E_0 + M + m - \Delta = E_\rho + m + M + T_p + T,$$

где E_0 и E_ρ — полные энергии пиона и ρ -частицы, m — масса протона, T_p — его кинетическая энергия. После сокращений получаем:

$$E_\rho = E_0 - T_p - T - \Delta. \quad /2/$$

Закон сохранения импульса дает аналогичное равенство:

$$\vec{q}_\rho = \vec{q}_0 - \vec{q}_p - \vec{q}, \quad /3/$$

где \vec{q}_0 , \vec{q}_p и \vec{q} — импульсы пиона, протона и ρ -частицы.

В настоящее время реакция /1/ часто исследуется на предмет определения массы ρ -мезона, величина которой определяется соотношением:

$$m_\rho^2 = E_\rho^2 - q_\rho^2. \quad /4/$$

Поскольку ядро отдачи непосредственно не наблюдается, первоначальный анализ экспериментальных данных обычно проводят в предположении, что взаимодействие происходит на неподвижном свободном протоне. В этих условиях законы сохранения энергии и импульса дают несколько смещенные значения энергии и импульса ρ -частицы, а именно:

$$E'_\rho = E_0 - T_p = E_\rho + T + \Delta \quad /2'/$$

$$\vec{q}'_\rho = \vec{q}_0 - \vec{q}_p = \vec{q}_\rho + \vec{q}. \quad /3'/$$

Значение массы m'_ρ , определяемое с помощью величин E'_ρ и q'_ρ , также отличается

от ее истинного значения, а наша задача состоит в анализе этого отличия. По определению имеем:

$$m_{\rho}^{\prime 2} = E_{\rho}^{\prime 2} - q_{\rho}^{\prime 2} = (E_{\rho} + T + \Delta)^2 - (q_{\rho}^{\rightarrow} + \vec{q}^{\rightarrow})^2 = \\ = E_{\rho}^2 - q_{\rho}^2 + (T + \Delta)^2 - q^2 + 2(T + \Delta)E_{\rho} - 2\vec{q}_{\rho}^{\rightarrow} \vec{q}^{\rightarrow} .$$

В соответствии с /4/, первые два члена дают m_{ρ}^2 . При оценке роли остальных членов нужно иметь в виду, что обычно

$$|q^{\rightarrow}| \gg T \quad |q^{\rightarrow}| \gg \Delta . \quad /5/$$

Поэтому, если величина E_{ρ} достаточно мала, окончательный результат можно записать в виде:

$$m_{\rho}^{\prime 2} = m_{\rho}^2 - q^2 - 2\vec{q}_{\rho}^{\rightarrow} \vec{q}^{\rightarrow} . \quad /6/$$

Полученное соотношение справедливо с соответствующими очевидными изменениями для двухчастичных реакций любого типа. Если бы, например, нас интересовала реакция:



на связанном протоне и мы хотели бы определить $m_{K^0}^{\prime 2}$, пользуясь измеренными значениями T_{Λ^0} и $q_{\Lambda^0}^{\rightarrow}$, то, повторяя почти буквально проведенные выше вычисления, мы получили бы равенство:

$$m_{K^0}^{\prime 2} = m_{K^0}^2 - q^2 - 2\vec{q}_{K^0}^{\rightarrow} \vec{q}^{\rightarrow} . \quad /6'/$$

Рассматриваемые нами реакции происходят обычно в течение времени, очень малого по сравнению с характерным ядерным временем^{х)}. За столь малое время толчок, испытываемый нуклоном, не может передаться остаточному ядру. Непосредственно после акта реакции остаточное ядро имеет такой же импульс, как и до него, т. е. импульс, равный по величине фермиевскому импульсу нуклона и обратный по знаку. Т.о. мы приходим к выводу, что случайные величины q^{\rightarrow} , входящие в соотношение типа /6/ и /6'/, распределены в первом приближении как фермиевские импульсы нуклонов^{хх)}. Отсюда на основании /6/ и /6'/, следует, что квадрат измеряемой массы смещен по отношению к своему истинному значению влево в среднем на величину порядка $\sim 250 \text{ Мэв}/c^2$; кроме того, имеет место уширение, величина которого зависит от $|q_{\rho}^{\rightarrow}|$ / или $|q_{K^0}^{\rightarrow}|$ /.

При выводе /6/ и /6'/ мы предполагали, что имеем дело с двухчастичной реакцией. Это, конечно, не обязательно. Если реакция многочастичная, то, измеряя импульс и энергию всех частиц, кроме какой-то одной, мы можем с помощью законов сохранения вычислить энергию этой частицы E_x , ее импульс q_x^{\rightarrow} и массу m_x . При этом снова имеет место соотношение:

$$m_x^{\prime 2} = m_x^2 - q^2 - 2q_x^{\rightarrow} \vec{q}^{\rightarrow} .$$

х) Например, в реакции /1/ это условие выполняется, если импульс вторичного протона велик по сравнению с фермиевским импульсом.

хх) При этом, конечно, предполагается, что сечение рассматриваемой реакции мало изменяется при небольших изменениях E_0 / нет узкого резонанса/.

Существенно, что выбор частицы X также совершенно произволен, в частности, под X можно понимать некоторую совокупность частиц, и тогда m_x означает полную энергию этих частиц в системе их центра тяжести.

В некоторых случаях возможна чуть-чуть другая постановка вопроса, которую мы поясним на примере реакции /1'/ . Если в данном акте наблюдаются обе вторичные частицы, то, предполагая, что реакция происходит на свободном протоне, мы можем легко констатировать нарушение ожидаемой кинематики, например, по отсутствию компланарности. Тогда естественно предположить, что реакция идет по схеме:



и поставить вопрос о величине m_x' . Поскольку масса $m_x = 0$ и "частица" X не несет никакого импульса ($\vec{q}_x = 0$) , то ответ гласит:

$$m_x'^2 = -q^2 \quad /9/$$

Такой же результат получился бы и при сходном анализе квазиупругого рассеяния /см. /1'/ .

Иногда приходится считаться с тем, что импульс первичных частиц определен недостаточно точно, и его предполагаемое значение отличается от истинного на случайный вектор $\vec{\delta}$, направленный вдоль \vec{q}_ρ . Если первичные частицы считать для простоты релятивистскими, то ошибка в энергии также равна δ . При этом равенства /2'/ и /3'/ заменяются на

$$E'_\rho = E_\rho + \Delta + T + \delta \quad /10/$$

$$\vec{q}'_\rho = \vec{q}_\rho + \vec{q} + \vec{\delta} \quad /11/$$

Пренебрегая как и ранее величинами Δ и T , легко получаем вместо /6/ несколько более сложное соотношение:

$$m_\rho'^2 = m_\rho^2 - q^2 - 2\vec{q}_\rho \vec{q} - 2\vec{\delta} \vec{q} + 2\delta (E_\rho - q_\rho \cos \theta_\rho) , \quad /12/$$

где θ_ρ - угол, отсчитываемый от направления первичного пучка. Оба добавочных члена приводят к симметричному уширению, если величина δ распределена симметрично по отношению к $\delta = 0$.

Выше неизменно предполагалось, что после реакции остаточное ядро оказывается целым. В противном случае возникает только одно изменение - под величинами Δ , T и \vec{q} нужно понимать соответствующие суммы, относящиеся ко всем образовавшимся ядерным осколкам, кроме того нуклона, который считается мишенью. Нет даже необходимости, чтобы последнее предположение было действительно правильным, вполне допустимо, чтобы реакция первоначально происходила с участием другого нуклона, либо затрагивала последовательно или одновременно, несколько нуклонов. Кинематические соотношения типа /6/ остаются справедливыми во всех этих случаях. Важно также подчеркнуть, что отмеченное выше уменьшение величины $m_\rho'^2$, как правило, становится тем более существенным,

чем дальше зашел процесс развала остаточного ядра.

Авторы благодарят В.Г.Гришина за существенные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. Д.К.Копылова, В.Б.Любимов, М.И.Подгорецкий, Х.Ризаев, З.Трка. ЖЭТФ, 44, № 5, 1963 /в печати/.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 января 1963 г.