

6
H62
625



В.А.Никитин, Э.Н.Цыганов

Д-625

ОЦЕНКА ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ
СЕЧЕНИЯ ПЕРЕЗАРЯДКИ
В (P- μ)-ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
ПРИ ЭНЕРГИИ 8,5 БЭВ

*ЖЭТФ, 1961, т. 40, вып. 4,
с. 1027-1030.*

• Дубна 1960 год

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.А.Никитин, Э.Н.Цыганов

Д-625

ОЦЕНКА ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ
СЕЧЕНИЯ ПЕРЕЗАРЯДКИ
В (Р-п)-ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
ПРИ ЭНЕРГИИ 8,5 БЭВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

924/7
48

А н н о т а ц и я

Фотоэмульсионной методикой найдена верхняя граница сечения упругого рассеяния протона на нейтроне с перезарядкой при энергии 8,5 Бэв $\sigma_{ex} \leq 0,46 \pm 0,15 \text{ мб}$.

Согласно точке зрения статистической теории сечение рассеяния $|p-n|$ с перезарядкой при высоких энергиях должно быть мало /как и сечение любого возможного неупругого канала при взаимодействии нуклонов/: $\sigma_{ex} \sim 2 \cdot 10^{-4} \cdot \sigma_{in}$ при энергии 10 Бэв [1], σ_{in} - сечение всех неупругих процессов. Однако не исключено, что перезарядка чем-либо выделена из всех других каналов.

Другим обстоятельством, вызывающим интерес к рассеянию с перезарядкой, является то, что отношение $\frac{\sigma_{ex}}{\sigma_{el}}$ / σ_{el} - сечение упругого рассеяния / в рамках изотопической инвариантности зависит от вклада одномезонной схемы взаимодействия в процесс упругого рассеяния нуклонов. Так, если упругое рассеяние $|N-N|$ идет только благодаря обмену одним пионом, то указанное отношение равно 4.

В настоящей работе сделана попытка оценить верхнюю границу сечения перезарядки при рассеянии протона на связанных в ядрах фотоэмульсии нейтронах при энергии протона 8,5 Бэв.

Постановка эксперимента и результат

Эмульсионная стопка размером $10 \times 10 \times 2 \text{ см}^3$ облучалась пучком протонов с энергией 8.5 Бэв. Пучок был направлен перпендикулярно к эмульсионным слоям. Преимущество такого метода для наблюдения событий типа упругого $p-p$ / рассеяния и перезарядки $p+n \rightarrow n+p$ изложено в работе [2]. Просмотр велся по площади. Для обработки отбирались все двухлучевые и однолучевые звезды, имеющие черный и серый луч. /Это соответствует энергии протона до $\sim 300 \text{ Мэв}$ /. В числе двухлучевых звезд были упругие рассеяния протонов на водороде и квазиупругие $p-p$ / - рассеяния, т.е. рассеяния протонов на протонах, связанных в ядрах эмульсии. В числе однолучевых звезд должны быть реакции перезарядки $p+n \rightarrow n+p$ / если такая реакция идет^{x/}.

Если число квазисвободных протонов и нейтронов одинаковое, то сечение перезарядки

$$\sigma_{ex} = \frac{N_{ex}}{N_{\text{квази}(p-p)}} \cdot \sigma_{el} \cdot K, \quad //1/$$

N - число соответствующих выделенных после обработки случаев,
 K - относительная эффективность регистрации двух- и однолучевых звезд. Эта оценка будет завышена или занижена в зависимости от жесткости критериев, по которым отбирались случаи перезарядки и квазиупругие рассеяния.

Критерии отбора были следующие.

1. Выделение случаев перезарядки

а/ отбирались звезды без ядра отдачи.

б/ луч в однолучевой звезде мы считаем протоном отдачи, получившимся после перезарядки нейтрона. В таком случае угол вылета протона отдачи и его импульс будут связаны. Зная энергию связи нейтронов в ядре и их распре-

^{x/} Эту реакцию можно рассматривать также как упругое рассеяние протона на нейтроне назад в с.д.м.

деление по импульсам, можно на плоскости угол - импульс построить область, в которую будут попадать точки, соответствующие реакциям перезарядки. Плотность точек вне этой области характеризует фон.

2. Выделение квазиупругих / $P-P$ / рассеяний.

Это выделение сводится к вычислению /для двухлучевых звезд без ядра отдачи и электрона β -распада/ импульса протона-мишени, т.е. протона, связанного в ядре. Этот импульс вычисляется как разность наблюдаемого импульса протона отдачи и переданного импульса. Величина первого измеряется по пробегу /или ионизации/ в эмульсии, величина второго - по углу рассеяния первичного протона. Этот угол измеряется с точностью $0,2^\circ$. Затем строится распределение числа случаев по импульсу протона - мишени, $\frac{dN}{dP}(P)$, где P - вычисленный импульс протона - мишени, $\frac{dN}{dP}$ - число случаев с данным P .

Указанная функция имеет отчетливый максимум около точки $P = 0$, соответствующий квазиупругим / $P-P$ / рассеяниям /рис.1/. Ширина максимума складывается из величины среднего импульса протона-мишени внутри ядра и неточности измерений. Значение функции $\frac{dN}{dP}$ при больших P характеризует фон. В нашем случае он оказался $\sim 10\%$. Для оценки фона мы попытались также выделить "квазиупругие случаи" из трехлучевых звезд, игнорируя один из лучей. Оказалось, что вероятность выделения "квазиупругого случая" из трехлучевой звезды приблизительно в 10 раз меньше, чем из двухлучевой звезды. Это показывает, что описанным способом квазиупругие случаи выделяются достаточно надежно.

Из изложенного видно, что двухлучевые звезды подвергаются более жестким критериям отбора, чем однолучевые. Поэтому выражение /1/ дает верхнюю границу для сечения перезарядки. Мы получили $\sigma_{ex} \leq 0,46 \pm 0,15 / \text{мб.}^x$

Эта цифра получена на следующем статистическом материале. Просмотрено $8,1 \text{ см}^3$ эмульсии. Зарегистрировано 1859 двухлучевых звезд. Из них выде-

^{x/} Ошибка указана статистическая. Следует отметить существенное предположение, которое мы сделали: передаваемый импульс при перезарядке не на много меньше передаваемого импульса при упругом рассеянии. Если это не так, то на связанном нейтроне перезарядка может совсем не наблюдаться.

лено 466 квазиупругих $p-p$ -рассеяний. Однолучевых звезд найдено 55. После обработки осталось 20. Эффективность просмотра для двухлучевых звезд $\sim 92\%$ и для однолучевых звезд $\sim 75\%$ найдена по результатам вторичного просмотра всей площади /дублирование просмотра/. Сечение $\sigma_{el} = 8,7 \text{ мб}$ взято из работы [2.]

В ы в о д ы

а/ Отношение $\frac{\sigma_{ex}}{\sigma_{el}} \leq 0,07$. Это означает, что вклад одномезонного рассеяния в сечение упругого взаимодействия нуклонов не превышает $2\%^{x/}$.

б/ При некоторых предложениях удастся оценить максимальную разницу в полных сечениях $(p-p)$ и $(p-n)$ взаимодействий $\Delta_{tot} = \sigma_{pp} - \sigma_{pn}$. Действительно, на основании изотопической инвариантности имеется связь между амплитудами соответствующих упругих процессов

$$A_{pp}^{(3),(0)} - A_{pn}^{(3),(0)} = A_{ex}^{(3),(0)}$$

Индексы "3", "0" означают, что эта связь имеет место для триплетного и синглетного состояний нуклонов /по обычному спину/ отдельно. Используя соотношения

$$\frac{\kappa}{4\pi} \text{Im} A = \sigma_{tot}; \quad \sigma_{ex}(\theta) \geq [\text{Im} A_{ex}(\theta)]^2$$

получим:

$$\Delta_{tot} \leq \frac{4\pi}{\kappa} \left[\frac{3}{4} \sqrt{\sigma_{ex}^{(3)}(0)} + \frac{1}{4} \sqrt{\sigma_{ex}^{(0)}(0)} \right].$$

Здесь $\sigma_{ex}^{(3)}(0)$, $\sigma_{ex}^{(0)}(0)$ - дифференциальные сечения перезарядки под 0° в триплетном и синглетном состояниях нуклонов. Эти сечения связаны с сечением $\sigma_{ex}(0)$, измеряемым с помощью неполяризованной мишени и неполяризованного пучка соотношением

$$\frac{3}{4} \sigma_{ex}^{(3)}(0) + \frac{1}{4} \sigma_{ex}^{(0)}(0) = \sigma_{ex}(0).$$

^{x)} Мы не учитываем возможной интерференции одномезонного и многомезонного взаимодействий.

Поэтому выражение, стоящее в квадратной скобке формулы /2/ принимает максимальное значение $\sqrt{\sigma_{ex}^{(0)}}$, когда $\sigma_{ex}^{(3)}(0) = \sigma_{ex}^{(0)}(0)$, и минимальное значение $\frac{1}{2} \sqrt{\sigma_{ex}^{(0)}}$, когда $\sigma_{ex}^{(3)}(0) = 0$. Таким образом, измерение Δ_{tot} и дифференциального сечения перезарядки под 0° дает некоторые сведения о спиновом взаимодействии. Мы не имеем данных о величине $\sigma_{ex}^{(0)}$, поэтому вынуждены воспользоваться более простой формулой

$$\Delta_{tot} \leq \frac{1}{k} \sqrt{\sigma_{ex} \frac{\sigma_{el}^{(0)}}{\sigma_{el}}}$$

/3/

($\sigma_{el}^{(0)}$ здесь дифференциальное сечение упругого ($p-p$) рассеяния под 0°), которая получается в предположениях: 1/ нет зависимости сечений от спинового состояния нуклонов. 2/ дифференциальные сечения упругого ($p-p$) рассеяния и ($p-n$) -рассеяния с перезарядкой подобны. По данным работы [2] $\sigma_{el}^{(0)} \approx 160$ мб/стер. Поэтому $\Delta_{tot} \leq 11$ мб. Если предположить, что амплитуда упругого ($p-p$) рассеяния чисто мнимая, то /3/ принимает вид

$$\Delta_{tot} \leq \sqrt{\sigma_{ex} \frac{\sigma_{pp-tot}}{\sigma_{elpp}}}$$

/4/

Из /4/ следует $\Delta_{tot} \leq 9$ мб, что не противоречит имеющимся экспериментальным данным [3.]

в/ Полученная граница для сечения перезарядки слишком высока, чтобы проверить предсказание статистической теории.

г/ Очевидно, оценка для сечения перезарядки есть одновременно оценка для упругого ($p-n$) -рассеяния назад в с.ц.м.

Авторы благодарят М.И.Подгорецкого, В.Г.Гришина и В.Н.Стрельцова за советы и обсуждения.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 октября 1960г.

Л и т е р а т у р а

1. ДИ.Блохинцев, В.С.Барашенков, Б.М.Барбашов. Структура нуклона.
Препринт ОИЯИ, Р-317.
2. П.К.Марков, Э.Н.Цыганов, М.Г.Шафранова, Б.А.Шахбазян.
ЖЭТФ, т.38, 1471 /1960/.
3. Материалы X Международной конференции по физике высоких энергий.
Рочестер /США/ 1960г.

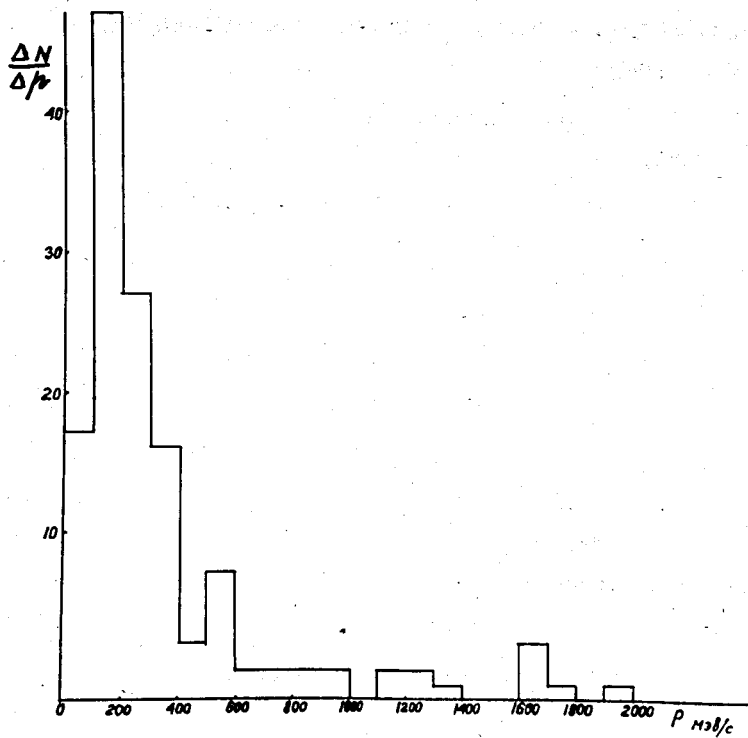


Рис. 1. Распределение двухлучевых звезд, не имеющих ядра отдачи и электрона β -распада, по импульсам протона мишени.