

К-63

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P1 - 3721

В.И.Комаров, О.В.Савченко

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ ИСПУСКАНИЯ
ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ЗАХВАТЕ
 μ -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ НЕОНА

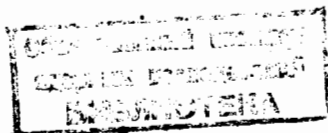
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1968

P1 - 3721

В.И.Комаров, О.В.Савченко

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ ИСПУСКАНИЯ
ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ЗАХВАТЕ
 μ -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ НЕОНА



2266/3 up

Изучение эмиссии тяжелых заряженных частиц, сопровождающей ядерный захват μ^- -мезонов, позволяет получить полезную информацию о механизме захвата мюонов ядрами. Такие частицы (изотопы водорода и гелия) не образуются непосредственно в элементарном акте четырехфермионного взаимодействия мюона с протоном ядра, но могут испускаться либо испарением из возбужденного ядра, возникающего при μ^- -захвате, либо выбиваться из ядра нейтронами прямого процесса $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$, или, наконец, получают энергию, достаточную для выхода из ядра, вследствие корреляции нуклонов ядерного вещества. В работе^{/1/} показано, что статистическая модель не объясняет наблюдаемого^{/2/} выхода протонов при захвате мюонов тяжелыми ядрами, поэтому интерпретация экспериментальных данных требует более детального подхода. Так, согласно расчётам Зингера^{/3/}, наблюдаемая эмиссия протонов может быть результатом захвата мюонов двухпротонными кластерами поверхностного слоя ядра. Присутствие протонов с относительно высокой энергией (до 80 Мэв) в спектре испускаемых частиц предсказывается^{/4/} как следствие захвата мюонов виртуальными пионами обменных токов в ядре. Теория коллективного возбуждения ядра при μ^- -захвате^{/5/} предсказывает резонансную структуру энергетического спектра протонов^{/6/} в реакциях типа $A(\mu^-, \nu)B$.

Таким образом, испускание тяжелых заряженных частиц, сопровождающее μ^- -захват, по-видимому, является процессом, чувствительным к механизму ядерного захвата мюонов, в частности, к влиянию на процесс μ^- -захвата нуклонных корреляций. Однако низкая вероятность процесса, необходимость регистрации частиц с малыми пробегами и высокие требования к чистоте мюонного пучка затрудняют экспериментальное исследование явления. Так, до настоящего времени отсутствуют данные даже о

полной вероятности эмиссии заряженных частиц при μ^- -захвате в простом веществе с $z > 2$. Основные экспериментальные работы в этом направлении были выполнены фотоэмульсионной методикой^{/2,7/}, а также методикой диффузионной камеры^{/8/}, что не позволило выделять события захвата мюонов ядрами определенного элемента. Идентификация событий захвата ядрами легкой компоненты фотоэмульсии (C, N, O), основанная на критериях, точность которых не превышает 20%, дает для указанной вероятности значение $W = 0,15$. Изучение расщепления определенного ядра мюонами экспериментально возможно в пузырьковых камерах. Так, в работе^{/9/} использовалась камера с пропановым наполнением, но зарегистрировано только 3 случая μ^- -захвата с образованием видимой звезды, причём полученное значение $W = 0,03$ существенно отличается от фотоэмульсионных данных. μ^- -захват ядром неона наблюдался^{/10/} в жидководородной камере с примесью Ne, достаточной для эффективного перехвата мюонов из мезомолекул водорода к атомам Ne. Полученное в этой работе значение вероятности образования заряженной частицы с пробегом, большим, чем пробег протонов с энергией 4,4 Мэв, на один акт μ^- -захвата в Ne равно $W = 0,05 \pm 0,015$. Расхождение с результатами, полученными фотоэмульсионной методикой, может быть вызвано либо тем, что значения W сильно отличаются даже для близких по атомному номеру ядер, либо тем, что порог регистрации частиц в работах^{/9,10/} выше, чем в фотоэмульсионных работах, где он составляет для протонов около 1 Мэв.

В настоящей работе методом изотропной разрядной камеры (ИРК) измерена вероятность эмиссии тяжелых заряженных частиц с пробегом, больше пробега протонов с энергией 1,1 Мэв при μ^- -захвате ядром Ne.

Схема формирования пучка и расположение аппаратуры приведены в ранее опубликованной работе^{/11/}. Мезонный пучок синхроциклотрона тормозился фильтром, поглощающим π -мезоны. Проходящие фильтр μ -мезоны отбирались затем по импульсу и времени пролета так, что пучок мюонов с энергией 4,7 Мэв и разбросом пробега 75 мг.см^{-2} останавливался в рабочем объеме ($80 \times 80 \times 30 \text{ см}^3$) ИРК, наполненном неоном при атмосферном давлении. (Работа выполнена на ИРК, использованной ранее в эксперименте по сравнению времени жизни заряженных пионов^{/12/}).

Камера запускалась сигналом совпадений сцинтилляционных счётчиков, отбирающих мюоны по времени пролета, с задержкой $t_s = 3,5 \text{ мксек.}$ За это время 90% остановившихся мюонов распадается, либо захватывается ядрами Ne. Время памяти^{x/} в камере определялось присутствием в Ne $3,5 \cdot 10^{-3}$ ат C, N, O и следов ($< 10^{-7}$) CSi_4 , и составляло в течение четырех сеансов экспозиции около 20 мксек. Поэтому яркость вторичных треков, возникающих в течение 3,5 мксек, меняется не более, чем в 1,5 раза. С другой стороны, при таком времени памяти на одном кадре регистрируется не более одной входящей в камеру частицы пучка (относительная частота кадров с двумя треками пучка составляла в среднем 10^{-3}), и, кроме того, фон в камере оказывается достаточно низким. Экспериментальная оценка примеси π -мезонов, проходящих в рабочий объем камеры, дает верхнюю границу отношения $N_\pi / N_\mu \leq 5 \cdot 10^{-4}$.

В описанных условиях было получено 15.000 кадров, нужные события на которых отбирались по следующим критериям:

- 1) мюон останавливается в определенной центральной части рабочего объема камеры;
- 2) вторичные треки принадлежат тяжелым частицам (отсутствие искривления трека, вызванного многократным рассеянием, плотность ионизации существенно превышает минимальную);
- 3) обе проекции угла между направлением трека мюона перед остановкой и вторичным треком в случае однолучевых звезд превышают 70° (в камере используется ортогональная система стереопроекции);
- 4) длина луча в однолучевых звездах превышает 5 см;
- 5) остановка мюона, сопровождающаяся более чем одним лучом, относится к случаям расщепления ядра остановившимся мюоном (лучом в таких случаях считается трек длиной не менее 2,5 см);
- 6) направление вторичного трека составляет с направлением электрического поля угол более 10° .

^{x/}Время памяти определяется здесь как такое время задержки высоковольтного импульса на электродах камеры по отношению к моменту прохождения частицы, при котором яркость трека падает в 2,7 раза.

Критерию 1) удовлетворяют мюоны, точка остановки которых удалена от электродов камеры не менее чем на 4 см и от боковых стенок из оргстекла не менее чем на 8 см. При этом геометрическая неэффективность регистрации событий с длиной вторичного трека более 5 см не превышает 2%. Разделение тяжелых частиц и релятивистских электронов μ -распада достигалось выбором такого усиления первичной ионизации, что яркость треков электронов μ -распада близка к пороговой (эффективность регистрации электронов составляла в среднем 30%), и поэтому они визуально отличимы от ярких треков тяжелых частиц. Фотометрирование подтверждает четкое разделение вторичных треков на две группы: частицы, для которых ионизационный параметр y имеет значение $y = 0,10 \pm 0,05$ (электроны), и частицы с $y \geq 1$. В качестве ионизационного параметра была принята величина $y = (fd)_1 / (fd)_\mu$, где f - максимальная плотность почернения, а d - полуширина кривой почернения, регистрируемой микрофотометром при перемещении его щели перпендикулярно направлению трека на пленке. Индексы μ и i относятся соответственно к треку входящего мюона и вторичной частицы.

Критерием 3) исключается регистрация случаев, для которых угол между направлением первичного и вторичного треков находится в области от нуля до 53° . Тем самым устраняются случаи однократного кулоновского рассеяния мюонов, имитирующие однолучевые звезды. Энергетический порог регистрации частиц, определенный условием 4, равен 1,1 Мэв для протонов, 1,5 Мэв для дейтронов и соответственно 4,0 и 4,5 Мэв для ядер He^3 и He^4 . Так как остановка мюона может сопровождаться очень высокой плотностью ионизации в точке остановки (короткопробежное ядро отдачи при μ -захвате), флуктуации процесса газового усиления первичной ионизации приводят иногда к развитию разряда из точки остановки мюона в направлении электрического поля на расстояние до 2 см. Условие 6 исключает регистрацию таких случаев, имитирующих короткий луч.

По указанным критериям отобрано 1759 остановок (N_{μ_0}), 42 однолучевые звезды (N_1) и 9 звезд с числом лучей более одного (N_ν). Вероятность W расщепления ядра Ne при μ^- -захвате с испусканием тяжелых заряженных частиц определялась из соотношения:

$$W = \{ N_1 \cdot \kappa^{-1} + N_\nu \} \cdot N_{\mu_0}^{-1} \frac{\Lambda_0 + \Lambda_d}{\Lambda_0} \{ 1 - \exp[-t_0(\Lambda_0 + \Lambda_d)] \}^{-1}$$

где Λ_0 (Λ_d) - вероятность ядерного захвата (распада) мюона в мезоатоме Ne , и κ - геометрическая эффективность регистрации однолучевых звезд. Значение κ было определено измерением отношения числа случаев μe -распада, удовлетворяющих критерию 3, к полному числу наблюдаемых μe -распадов. Найденное значение $\kappa = 0,47 \pm 0,05$. Используя значение $\Lambda_0 = (2,00 \pm 0,10) \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$, усредненное по результатам работ^{/13/} и $\Lambda_d = (4,550 \pm 0,0035) \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$ ^{/14/}, получим $W = 0,202 \pm 0,036$. Введение малых по величине поправок, учитывающих геометрическую эффективность регистрации ($1,02 \pm 0,01$), случаи кулоновского рассеяния мюонов, удовлетворяющие критерию 3) ($0,94 \pm 0,06$), возможную примесь π^- -мезонов в пучке ($0,98 \pm 0,02$), примесь посторонних газов в Ne ($1,006 \pm 0,005$), изменяет значение W на 4%, так что после введения поправок $W = 0,195 \pm 0,035$. Просмотр тех же кадров с изменением критерия 3) (отбираются случаи с проекциями углов $> 90^\circ$) приводит к значению $W = (0,20 \pm 0,04)$.

Сравнение полученного результата $W = 0,20 \pm 0,04$ со значением $W = 0,15$, полученным^{/7/} для легкой компоненты фотоэмульсии, подтверждает вывод о том, что выход заряженных частиц при μ^- -захвате в ядрах с атомным номером $z = 5 + 10$ заметно выше, чем в ядрах с $z = 35 + 50$, где $W = 0,03$. Сопоставление полученного нами значения W с результатами работы Шиффа^{/10/} по μ -захвату в Ne при более высоком пороге регистрации заряженных частиц ($W(Ne, T_0 > 4,4 \text{ Мэв}) = 0,05 \pm 0,015$) указывает на значительный вклад протонов с энергией 1-5 Мэв в спектр испускаемых заряженных частиц. Присутствие среди испускаемых частиц дейтронов и ядер трития^{/7/} не меняет вывода о "мягком" характере спектра тяжелых заряженных частиц, испускаемых при μ^- -захвате в неоне.

Л и т е р а т у р а

1. C.Isii, *Prog. Theor. Phys.*(Kyoto), 21, 670 (1959).
2. H.Morinaga, W.Fry, *Nuovo Cim.*, 10, 308 (1953).
3. P.Singer, *Phys.Rev.* 124, 1602 (1961).
4. M.Bertero, G.Passatore, G.Viano, *Nuovo Cim.*, 38, 1668 (1965).
5. V.V.Balashov, v.B.Beliaev, R.A.Eramjian, N.M.Kabachnik, *Phys. Lett.*, 9, 168 (1964).
6. В.В.Балашов, Р.А.Эрамжян. Препринт ОИЯИ, P2-3258, Дубна 1967.
7. А.О.Вайсенберг, Э.Д.Колганова, Н.В.Рабин. *Яд.Физ.* 1, 652 (1965).
8. П.Ф.Ермолов. Диссертация, Дубна (1966).
9. F.R.Stenard, *Phys. Rev. Lett.*, 4, 523 (1960).
10. M.Schiff, *Nuovo Cim.*, 22, 66 (1961).
11. В.И.Комаров, О.В.Савченко, Н.С.Федяев. Препринт ОИЯИ, 2741, Дубна 1966.
12. В.И.Комаров, В.И.Петрухин, О.В.Савченко. Препринт ОИЯИ, P-2802, Дубна, 1966.
13. J.L.Rosen, E.W.Anderson, E.L.Bleser, L.M.Lederman et al, *Phys. Rev.*, 132, 2691 (1963), C.Conforto, C.Rubbia, E.Zavattini, *Phys. Lett.*, 4, 239 (1963).
14. А.Н.Розенфельд, *Proc. of XIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Berkeley* (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
21 февраля 1968 года.