

Б-91

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P15 - 4008



Г.Г.Бунатян, В.С.Евсеев, Л.Н.Никитюк,
А.А.Николина, В.Н.Покровский, В.С.Роганов,
Л.М.Смирнова, И.А.Ютландов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ВЕРОЯТНОСТИ ПРОЦЕССА (μ, ν)
НА ЯДРЕ ^{56}Fe

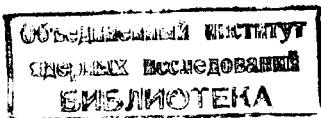
1968

P15 - 4008

Г.Г.Бунатян, В.С.Евсеев, Л.Н.Никитюк,
А.А.Николина, В.Н.Покровский, В.С.Роганов,
Л.М.Смирнова, И.А.Ютландов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ВЕРОЯТНОСТИ ПРОЦЕССА (μ, ν)
НА ЯДРЕ ^{56}Fe

Направлено в ЯФ



1. Введение

Исследования захвата отрицательных мюонов за последние годы стали все чаще посвящаться физике процесса μ^- -захвата на ядре. Связано это, видимо, с тем, что попытки определения констант слабого взаимодействия (например, величины наведенного псевдоскалярного взаимодействия) натолкнулись на недостаточную адекватность существующих приближенных приемов учёта влияния ядра, его структуры и т.д. на процесс μ^- -захвата.

Поэтому для проверки пригодности различных моделей к описанию μ^- -захвата полагается, что величины констант принятого варианта слабого взаимодействия известны, и рассчитанные характеристики захвата сравниваются с экспериментом. Выяснилось, например, что вычисления полной вероятности захвата по одночастичной модели оболочек (т.е. без учёта сильного взаимодействия нуклонов в ядре) дают значения, примерно вдвое превышающие экспериментальные ^{/1/}. Эти расчёты, а также результаты работы ^{/2/} показывают, что скорость μ^- -захвата существенно зависит от остаточного взаимодействия нуклонов в ядре.

Наиболее последовательно учесть это взаимодействие можно, по-видимому, с помощью развитых Мигдалом ^{/3/} методов теории конечных ферми-систем. Теоретическая оценка полной вероятности захвата при использовании указанных методов уменьшается примерно вдвое и согласуется с

экспериментальными значениями ^{4,7/}; числовые расчёты проведены примерно для 30 сферических ядер ^{6/}. Естественно ожидать, что парциальные вероятности захвата будут еще более резко зависеть от принимаемого для расчётов способа поведения нуклонов ядра. Так, например, экспериментальное определение вероятности захвата мюона ядром ¹¹B на два нижних состояния ¹¹Be может помочь проверить, осуществляется ли предполагаемая инверсия порядка следования уровней ¹¹Be, вытекающего из простой оболочечной модели ^{8,9/}.

В связи с этим представляет интерес измерить для широкого круга ядер парциальные вероятности захвата мюона, в частности, на связанные состояния ядра-продукта (т.е. без последующего испускания нуклонов), тем более, что для сравнения экспериментальных данных с теорией в ряде случаев можно использовать промежуточные результаты расчётов работы ^{6/}. Целью настоящего эксперимента являлось измерение относительной вероятности реакции ${}^{56}_{26}\text{Fe}(\mu^-, \nu) {}^{56}_{25}\text{Mn}$, т.е. доли захватов мюона на состояния ⁵⁶Mn, лежащие ниже порога испускания нуклонов и других частиц.

2. Постановка эксперимента

Для измерения вероятности μ^- -захвата на ядре ⁵⁶Fe без последующего испускания нуклонов был выбран ядерно-химический метод, т.е. химическое выделение и наблюдение радиоактивного конечного ядра (в данном случае ⁵⁶Mn). В отличие от наиболее часто употребляемых методов детектирования вылетающих во время реакции частиц (нередко оставляющих сомнения в полноте регистрации частиц из-за различной чувствительности аппаратуры к различного сорта частицам), ядерно-химический метод, основанный на регистрации конечного ядра-продукта, дает возможность надежного выделения определенного канала реакции.

Ограничение метода состоит в том, что не всякое ядро-мишень дает подходящие (т.е. радиоактивные и с приемлемым временем жизни) продукты реакции. Естественно, этот метод в такой постановке не может дать информации о кинематике процесса и о составе вылетевших частиц, позволяя точно определить только суммарное изменение массы и заряда ядра мишени.

Вероятность W — определенного канала μ^- -захвата, приводящего к образованию ядра в состояниях с энергией возбуждения, меньше наименьшей энергии связи нуклонов, дейтронов и других частиц (т.е. относительная вероятность реакции ${}^{56}\text{Fe}(\mu^-, \nu)$ в нашем случае) будет равна:

$$W = \frac{A}{N_{\mu} (1 - e^{-\lambda \Delta})}$$

где A — активность конечного ядра (⁵⁶Mn), отнесенная к концу облучения,
 N_{μ} — число μ^- -мезонов, захватывающихся ядрами мишени (⁵⁶Fe) в единицу времени,
 λ — постоянная распада измеряемого радиоактивного ядра (⁵⁶Mn),
 Δ — длительность облучения.

Ради простоты формула выписана для того случая, когда интенсивность пучка мезонов во время облучения остается постоянной. Учет изменения интенсивности может быть проведен известными методами (см., например ^{10/}).

Схема опыта, проводившегося на мезонном канале синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ ^{11/}, изображена на рис.1. Пучок μ^- -мезонов с импульсом 150 Мэв/с проходил через счетчики 1 и 2, совпадающие импульсы которых

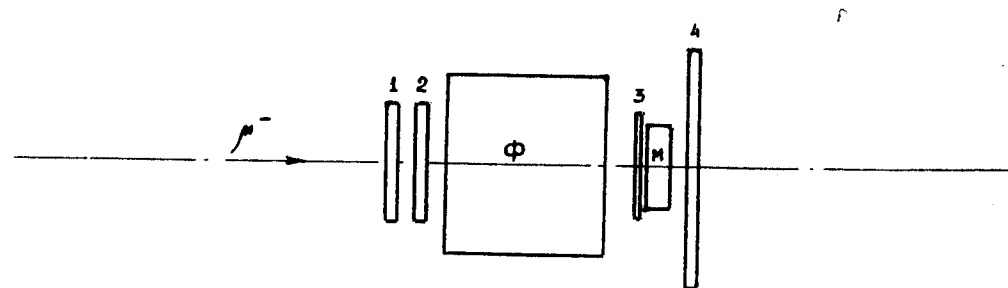


Рис.1. Схема опыта. Счетчики 1 и 2 имеют 100 x 100 x 10 мм³; счетчик 3 — 90 x 90 x 0,4 мм³; счетчик 4 — 200 x 200 x 6 мм³. Ф — фильтр (углерод), М — мишень; размеры улаковки 70 x 70 x 30 мм³.

регистрировались как мониторирующие, затем подтормаживался в фильтре, проходил счётчик 3 и попадал на мишень. Счётчик 4 необходим для исключения мезонов, не остановившихся в мишени. Мишенью служило чистое металлургическое железо в форме порошка, помещенного в полиэтиленовый пакет и пенополистироловый контейнер. Вес железа составлял около 200 г, вес упаковки - около 3 г.

Число μ^- -мезонов, захватываемых ядрами ^{56}Fe , равно:

$$N_{\mu} = N_0 \left(1 - \frac{n_{\text{обм.}}}{n_0}\right) a \frac{\Lambda_{^{56}\text{Fe}} - \Lambda_d}{\Lambda_{^{56}\text{Fe}}},$$

где N_0 - число остановок, т.е. число совпадений (12) 3 $\bar{4}$, регистрируемое во время облучения,

$n_{\text{обм.}}$, n_0 - числа остановок без мишени и с мишенью, соответственно, нормированные на один отсчёт монитора; они определялись перед началом каждого сеанса работы ускорителя.

a - процентное содержание ^{56}Fe в железе ($a = 91,86\%$ /12/).

$\Lambda_{^{56}\text{Fe}}$ - полная вероятность исчезновения мюона, находящегося на К-оболочке ^{56}Fe .

Λ_d - вероятность распада связанного мюона.

Таким образом, первый множитель представляет поправку, учитывающую остановки в счётчике 3 и случайные совпадения (кроме того, вводилась поправка на остановки в контейнере мишени; она составляла 1%). Последний коэффициент учитывает возможность распада мезона. Величина

$\Lambda_{^{56}\text{Fe}}$, вообще говоря, отличается от Λ_{Fe} , экспериментально определяемой полной вероятности исчезновения мюона для естественной смеси изотопов железа. Однако, если оценить это различие, пользуясь данными об относительной распространенности изотопов железа /12/ и предполагая справедливость формулы Примакова для изотопического эффекта (см., например /13/), то оказывается, что оно меньше 1%. Поэтому мы полагали $\Lambda_{^{56}\text{Fe}} = (48,6 \pm 0,3) \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$ /14/. Вероятность распада мезона, связанного в атоме железа, принималась равной $\Lambda_d = (4,48 \pm 0,07) \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$. Это значение получается при усреднении результатов работ /15, 16/ и использовании для свободного мюона $\tau = (2,199 \pm 0,001) \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ /17/.

Для подтверждения того, что число N_0 действительно равно числу остановок мюонов, перед началом каждого эксперимента мы убеждались в наличии плато в счёте 12, (12)3 и (12)4 при изменении задержек сигналов каждого счётчика, напряжений на ФЭУ и порогов дискриминации в элементах отбора схем совпадений (использовались стандартные схемы совпадений /18/). Наклон всех плато при рабочих нагрузках не превышал 1,0-1,5%. На этом основании мы считали, что абсолютное число остановок в мишени измеряется с точностью не хуже 3%. Загрузка счётчиков 1 и 2 и характеристики схемы совпадений были таковы, что при растяжке пучка /19/ поправки на просчёты в зарегистрированном числе остановок составляли около 3%. В наших опытах числа отсчётов монитора и остановок мюонов были в среднем равны, соответственно, $8 \cdot 10^3$ и $8 \cdot 10 \text{ сек}^{-1}$.

Активность конечного продукта реакции определялась с помощью сцинтилляционного γ -спектрометра с кристаллом $\text{NaJ}(\text{Tl}) 70 \times 70 \text{ мм}$. Марганец-56 идентифицировался по Z (химическое выделение) и по A (энергия γ -излучения и период полураспада). На рис.2 изображен участок γ -спектра с фотопиком линии $E_{\gamma} = 845 \text{ кэВ}$, снятого в одном из опытов; нижняя кривая представляет уровень фона спектрометра. Небольшая постоянная добавка к фону объясняется комптоновским спектром более жестких (и гораздо более слабых, чем γ 845 кэВ) линий ^{56}Mn . Скорость счёта в фотопике достигала 400-600 имп/мин через 5-6 часов после конца облучения. В каждом опыте измерения производились 4-5 раз, на протяжении около двух периодов полураспада. Заметим, что, как и следовало ожидать, кроме активности ^{56}Mn , других активностей обнаружено не было.

Поправки на схему распада вычислялись, исходя из следующих характеристик /20/: $T_{1/2} = 155 \text{ мин}$, доля квантов $E_{\gamma} = 845 \text{ кэВ}$ на распад $\eta = 99\%$. Эффективность фоторегистрации γ -квантов с энергией 845 кэВ была проверена измерениями точно прокалиброванных источников ^{54}Mn ($E_{\gamma} = 835 \text{ кэВ}$) и была известна с точностью около 6% (с учётом, что измерявшиеся нами источники ^{56}Mn отличались от точечных).

Процесс радиохимической обработки мишени состоял в следующем. Облученная мишень растворялась в 1000 мл концентрированной соляной кислоты в присутствии носителя на марганец (в форме KMnO_4). При этом практически все железо переходило в двухвалентное состояние. Ос-

новая масса его ($\approx 70\%$) выделялась в виде кристаллов при охлаждении раствора примерно до 15°C и удалялась фильтрованием через стеклянный фильтр №2. В фильтрате оставшееся Fe^{+2} окислялось до Fe^{+3} с помощью азотной кислоты. После охлаждения раствора окончательное удаление железа осуществлялось путем четырехкратного экстрагирования диэтиловым эфиром (общий объем эфира составлял 3500 мл). В водной фазе с помощью KOH и H_2O_2 осаждался марганец в виде MnO_2 . Осадок отфильтровывался и дважды пересаждался броматом калия из азотнокислого раствора. Конечный осадок MnO_2 наносился на диск фильтровальной бумаги и высушивался. Полное время проведения всех операций составляло ≈ 5 часов.

По окончании измерения радиоактивности ^{56}Mn определялся химический выход марганца комплексометрическим титрованием с эриохромом черным Т в качестве индикатора. Он составлял в среднем 50%. Точность определения химического выхода в отдельном опыте была 2-3%, при наличии систематической ошибки (из-за примеси марганца в веществе мишени) около 5-6%.

3. Результаты измерений и обсуждение

Было проведено четыре сеанса облучения по 6-8 часов каждый; в трех из них определялась вероятность образования ^{56}Mn , а четвертый служил фоновым. В этом опыте фильтр был удален; измерения показали, что количество ^{56}Mn , если он вообще образовывался в мишени, не превышало 3% от образующегося в опытах с фильтром. Эта оценка является верхней границей возможного вклада, обусловленного примесью π -мезонов в пучке и фоном в экспериментальном зале.

Этот фоновый эксперимент, однако, не может дать оценки вклада в образование ^{56}Mn от реакций ($\mu^-, \nu 2p$) и ($\mu^-, \nu p$) на изотопах ^{56}Fe и ^{57}Fe , присутствующих в мишени, и реакции $^{56}\text{Fe}(n, p)$ на быстрых нейтронах, образующихся в фильтре. Проведенные нами оценки показали, что при самых неблагоприятных допущениях вклады от реакций $^{56}\text{Fe}(\mu^-, \nu 2p)$ и $^{56}\text{Fe}(n, p)$ не превышают 0,1-0,2%, так что ими можно пренебречь. Гораздо более существенным оказывается вклад от реакции $^{57}\text{Fe}(\mu^-, \nu p)$: если принять для вероятности испускания од-

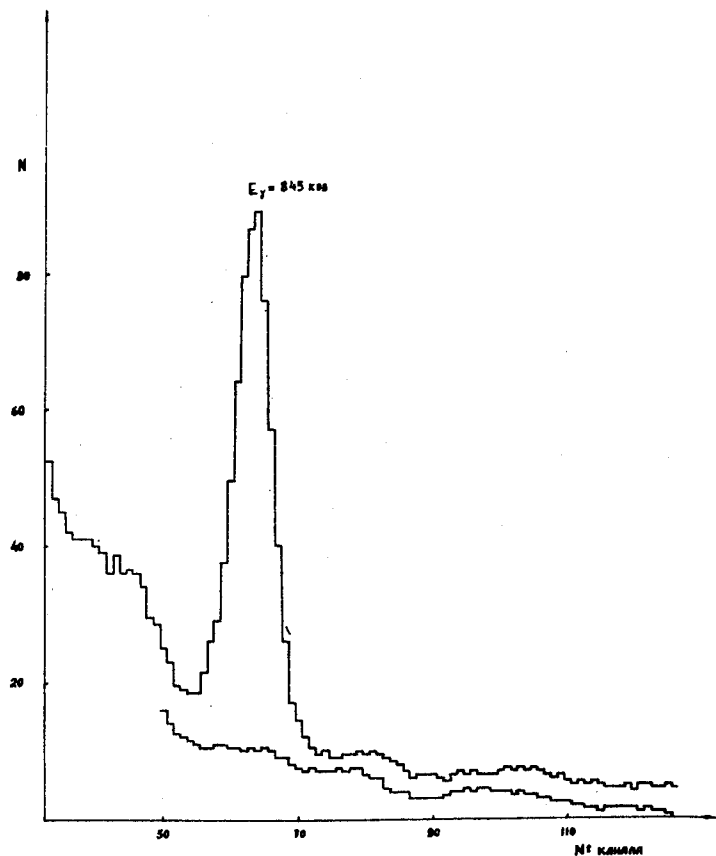


Рис.2. Участок гамма-спектра изотопа ^{56}Mn , выделенного в одном из опытов.

ного нейтрона значение $0,416^{/21/}$, то указанный вклад составит около 6% от наблюдавшегося нами количества ^{56}Mn .

Результаты отдельных измерений вероятности образования ^{56}Mn составляли 0,154; 0,174 и 0,173 при статистической погрешности отдельного значения 6%; среднее значение равно 0,17. Учитывая вклад от реакции $^{57}\text{Fe}(\mu^-, \nu n)$, получим, что вероятность канала $^{56}\text{Fe}(\mu^-, \nu)$ равна

$$W_{\mu^-, \nu} = 0,16 \pm 0,025.$$

Указанная точность определения примерно поровну складывается из статистического разброса результатов и систематической погрешности, основной вклад в которую вносят ошибки в химическом выходе и эффективности регистрации.

Полученное нами значение $W_{\mu^-, \nu}$ может быть сравнено с результатами работы $^{/21/}$, в которой для относительной вероятности $W_{n=0}$ испускания 0 нейтронов при μ^- -захвате на ядре ^{56}Fe приводится значение $W_{n=0} = 0,495 \pm 0,018$. Для сравнения с нашим результатом эта цифра должна быть уменьшена, так как следует учесть вероятность испускания заряженных частиц. Эта вероятность, составляющая $0,20 \pm 0,04$ для ядер $^{10}_{24}\text{Ne}^{(22)}$ и $0,15 \pm 0,02$ для ядра $^{14}_{23}\text{Si}^{(23)}$ далее падает до $\approx 0,03$ при $Z = 35-47$, так что для ядра ^{26}Fe она вряд ли составляет более 0,10. Таким образом, полученное нами значение более чем в 2 раза отличается от результата, полученного в $^{/21/}$. Не исключено, что такое различие связано с переоценкой эффективности регистрации нейтронов в работе $^{/21/}$.

В работе $^{/21/}$ приводятся также и теоретические оценки вероятностей испускания различного числа нейтронов, полученные в рамках модели независимых частиц при различных формах импульсного распределения протонов в ядре (вырожденный ферми-газ, ферми-газ при конечной температуре, гауссовское распределение). Величина $W_{n=0}$ при различных предположениях составляет 0,46-0,51, т.е. опять-таки слишком большую по сравнению с нашим экспериментом величину.

Для вычисления $W_{\mu^-, \nu}$ с учетом сильного взаимодействия нуклонов в ядре можно воспользоваться методами, развитыми в работе $^{/6/}$,

которые позволяют находить не только полные вероятности Λ захвата мюона ядром, но и вероятности захвата $\Lambda_{E_n}(J^P, L)$ с образованием конечного ядра в определенном состоянии J^P с энергией возбуждения E_n при переходах различной мультипольности L . Интересующая нас величина равна

$$\Lambda' = \sum_{E_n, L, J} \Lambda_{E_n}(J^P, L),$$

где суммирование ведется по всем состояниям, энергия которых меньше энергии связи нейтрона (энергии связи других частиц обычно выше).

Для захвата μ^- -мезона ядром ^{56}Fe с образованием ^{56}Mn расчеты дают величину $\Lambda' = 10,9 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$ (при $\Lambda = 46,1 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$), т.е. теоретическая величина $W_{\mu^-, \nu} = 0,24$. Как видно, учет взаимодействия нуклонов снижает $W_{\mu^-, \nu}$ примерно в два раза, как и величины полных вероятностей захвата. Тем не менее, теоретическая оценка все еще несколько выше экспериментального значения 0,16.

Однако точность теоретических расчетов парциальных величин $\Lambda'_{E_n}(J^P, L)$, особенно при небольших энергиях E_n , не очень высока, и заведомо не лучше точности 20%, с которой вычисляются полные вероятности Λ . Входящие в расчет одночастичные разности $\epsilon_{\lambda}^p - \epsilon_{\lambda}^n$ (см. $^{/6/}$) определяются параметрами самосогласованного поля и известны нам, естественно, не очень точно. При малых энергиях E_n небольшие изменения этих разностей могут привести к заметным изменениям Λ_{E_n} ; неточности при малых E_n могут возникать также из-за пренебрежения эффектом спаривания. Учитывая все это, можно, пожалуй, признать согласие теории с экспериментом удовлетворительным.

Интересно отметить, что наибольший вклад в Λ' вносит один из двух переходов типа $0^+ \rightarrow 1^+$, а именно: переход на состояние ^{56}Mn с энергией возбуждения $\approx 4,5 \text{ МэВ}$, характеризующийся $\Lambda'_1 + (4,5 \text{ МэВ}) = 6 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$. В дальнейших исследованиях было бы интересно убедиться в преимущественном возбуждении этого уровня при μ^- -захвате на ядре ^{56}Fe , продолжая, конечно, изучение различных каналов захвата на возможно более широком круге ядер.

Л и т е р а т у р а

1. J.R.Luyten, H.P.C.Wood, M.A.Tolhoek, Nucl. Phys., 41, 236 (1963).
2. L.L.Foldy, J.D.Walecka, Nuovo Cimento, 34, 1026 (1964).
3. А.Б.Мигдал. "Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер", Наука, М., 1965.
4. Г.Г.Бунатян, ЯФ 2, 888 (1965).
5. В.М.Новиков, М.Г.Урин, ЯФ 3, 419 (1966).
6. Г.Г.Бунатян, ЯФ 3, 833 (1966).
7. В.М.Новиков, М.Г.Урин, ЯФ 6, 1233 (1967).
8. H.P.C.Wood, Nucl. Phys., 87, 367 (1966).
9. J.P.Deutsch, L.Grenacs, P.Jgo-Kemenes, P.Lipnik, P.V. Macq, Nuovo Cimento, 52B, 557 (1967).
10. G.Rudstam, "Spallation of medium weight elements", Uppsala, 1956.
11. Ю.М.Грашин, Б.А.Долгошеин, В.Г.Кириллов-Угрюмов, А.А.Кропня, В.С.Роганов, А.В.Самойлов, С.В.Сомов. Препринт ОИЯИ Р-1902, Дубна, 1964.
12. G.Fuller, "1959 nuclear data tables", Ed. by K.Way, Washington, 1959, p.66.
13. А.О.Вайсенберг. "Мю-мезон", Наука, М., 1964.
14. M.Eckhause, R.T.Siegel, R.E.Welsh, T.A.Filippas, Nucl. Phys., 81, 575 (1966).
15. G.Culligan, D.Harding, N.H.Lipman, G.Tibel, Proc. Conf. on Elem. Particles, Aix-en-Provence, 1961, p.143.
16. J.M.Blair, H.Muirhead, T.Woodhead, J.M.Woulds, Proc. Phys. Soc., 80, 938 (1962).
17. A.H.Rosenfeld et al. "Data on particles and resonant states", UCRL 8030, September 1967.
18. С.Г.Басиладзе. Препринт ОИЯИ 2339, Дубна 1965.
19. Ю.К.Акимов, С.Г.Басиладзе. Препринт ОИЯИ 2803, Дубна, 1966.
В.Г.Зинов, С.В.Медведь, Е.Б.Озеров. Препринт ОИЯИ Р-2657, Дубна, 1966.
20. Б.С.Джелепов, Л.К.Пекер. "Схемы распада радиоактивных ядер", $A \leq 100$, Наука, М., 1966.
21. В.Макдоналд, J.A.Diaz, S.N.Kaplan, R.V.Pyle, Phys. Rev., 139, B1253 (1965).
22. В.И.Комаров, О.В.Савченко. Препринт ОИЯИ, Р1-3721, Дубна, 1968.
23. S.E.Sobottka, E.L.Wills, Phys. Rev., Lett., 20, 596 (1968).
24. H.Morinaga, W.Fry, Nuovo Cimento, 10, 308 (1953).

Рукопись поступила в издательский отдел

26 июля 1968 года.