

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЯДЕРНОГО ЗАХВАТА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ В ИЗОТОПАХ ^{84}Kr и ^{136}Xe

Т.Н.Мамедов¹⁾, С.Г.Барсов⁺, А.Л.Геталов⁺, В.Г.Гребинник, В.А.Жуков,
В.П.Коптев⁺, В.А.Кузьмин, А.В.Стойков, Т.В.Тетерева*, Г.В.Щербаков⁺,
Р.А.Эрамжян[□]

Объединенный институт ядерных исследований
141980 Дубна, Московская обл., Россия

⁺ Санкт-Петербургский институт ядерных исследований
118350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

^{*} Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ
119899 Москва, Россия

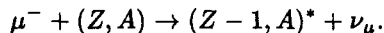
[□] Институт ядерных исследований РАН
117312 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 января 1998 г.

Измерено время жизни отрицательного мюона в 1S-состоянии в изотопах ^{84}Kr и ^{136}Xe : $\tau(^{84}\text{Kr}) = 139.2 \pm 2.9$ нс, $\tau(^{136}\text{Xe}) = 111.0 \pm 4.6$ нс, что соответствует полной скорости ядерного захвата: $\Lambda_c(^{84}\text{Kr}) = 6.75 \pm 0.15$ мкс⁻¹, $\Lambda_c(^{136}\text{Xe}) = 8.6 \pm 0.4$ мкс⁻¹. Для изотопов Kr выполнены теоретические расчеты скорости ядерного захвата отрицательного мюона. Проведено сравнение экспериментальных и теоретических результатов.

PACS: 23.40.-s, 25.30.-c

Изучение захвата отрицательных мюонов атомными ядрами дает информацию о природе слабого взаимодействия. Важной характеристикой этого процесса является скорость ядерного захвата мюонов. К настоящему времени полная скорость ядерного захвата мюона измерена для подавляющего числа элементов [1, 2]. Теоретические расчеты полной скорости ядерного захвата опираются на классическую работу Примакова [3]. Главная трудность теоретических расчетов состоит в необходимости учета всех возможных возбужденных состояний конечного ядра в реакции



К настоящему времени численные расчеты скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в рамках различных моделей ядра выполнены для ограниченного числа элементов, в основном легких и средних (см., например, [1, 4–7]). В ряде случаев было получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Для описания экспериментальных данных используется также полуэмпирическая формула Голарда–Примакова [8] для скорости захвата отрицательного мюона ядром с массовым числом A и зарядом Z .

До сих пор отсутствуют экспериментальные данные по скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в изотопах криптона и ксенона. Эти элементы представляют особый интерес, поскольку они находятся вблизи экстремумов теоретической

¹⁾ e-mail: tmamedov@nusun2.jinr.dubna.su

кривой Голарда–Примакова. Кроме того, криптон и ксенон имеют 6 и 9 стабильных изотопов, соответственно, что дает возможность исследовать изотопическую зависимость скорости ядерного захвата отрицательных мюонов. Можно также ожидать особенности в величине скорости захвата для изотопов с ненулевым спином ядра (^{83}Kr , ^{129}Xe , ^{131}Xe).

Измерение скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в естественной смеси изотопов Хе было впервые проведено нами в работе [9]. Ее величина находилась в пределах значений, даваемых формулой Голарда–Примакова для крайних стабильных изотопов Хе.

В настоящей работе представлены результаты измерений скорости захвата отрицательных мюонов в изотопах ^{84}Kr и ^{136}Xe .

Эксперимент был выполнен на сепарированном пучке отрицательных мюонов синхротрона ПИЯФ (Гатчина) на μSR -спектрометре “МЮНИЙ” [10] и состоял в измерении полной скорости исчезновения мюонов из $1S$ -состояния изучаемого изотопа путем регистрации электронов $\mu^- \rightarrow e^-$ -распада.

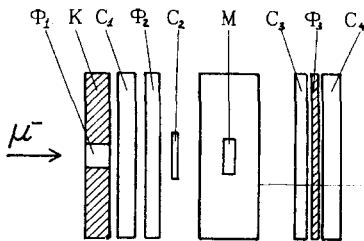


Рис.1. Схема эксперимента: M – мишень; Φ_1, Φ_2, Φ_3 – замедлители (Φ_1 – полиэтилен, Φ_2 – плексигласс, Φ_3 – латунь); K – коллиimator (латунь); C_1, C_2, C_3, C_4 – сцинтилляционные счетчики

На рис.1 приведена схема эксперимента. Пучок отрицательных мюонов с импульсом 90 МэВ/с [11], предварительно приторможенный в замедлителях Φ_1 и Φ_2 , останавливался в мишени M , представляющей собой контейнер, заполненный конденсированным газом. Импульсный разброс пучка $\delta P/P \approx 10\%$ [11]. Пучок коллимировался коллиimatorом K с отверстием $\varnothing 25$ мм. Фон от электронов пучка дискриминировался подбором порогов срабатывания формирователей сигналов счетчиков C_1 и C_2 . Сепарированный пучок мюонов содержал также незначительную примесь π^- -мезонов. Однако π^- -мезоны полностью поглощались в материалах, находящихся на их пути до счетчика C_2 . Действительно, количество углеводородосодержащего вещества на пути пучка в замедлителях Φ_1 , Φ_2 и счетчике C_1 составляет ~ 4.3 г/см². При импульсе 90 МэВ/с пробеги мюона и π^- -мезона в этом веществе составят 5.1 г/см² и 2.9 г/см², соответственно.

Остановке мюона в мишени соответствовал сигнал сцинтилляционных счетчиков $C_1 C_2 \bar{C}_3$ (“старт”), а сигнал $\bar{C}_1 C_3 C_4$ (“стоп”) определял момент вылета из мишени электрона распада. Для устранения искажения спектра отбрасывались те события, когда в течение 10 мкс после остановки мюона регистрировался второй мюон или второй электрон (условие “ $1\mu - 1e$ ”). Сигнал “старт” вырабатывался при условии, что до момента остановки мюона в мишени в течение 10 мкс не было срабатывания C_1 . Время ожидания электрона от $\mu^- \rightarrow e^-$ -распада составляло 10 мкс. Для измерения интервала времени между остановкой мюона в мишени и регистрацией электрона от его распада использовался преобразователь время-код прямого заполнения [12] в паре с кварцевым генератором ИВ 311 [13]. Частота генератора составляла

200 МГц, количество каналов кодировщика – 2048, ширина канала 5 нс. Измерение временных интервалов производилось также с использованием преобразователя время-время с последующим преобразованием время-код; при этом ширина канала составляла 1 нс. Коды событий с обоих кодировщиков записывались в быструю память, содержимое которой затем считывалось по магистрали КАМАК в компьютер. Характерные скорости счета были: совпадения сигналов $C_1 C_2 \sim 980 \text{ с}^{-1}$; интенсивность сигналов “старт” $\sim 400 \text{ с}^{-1}$; число записываемых в спектр событий $\sim 25 \text{ с}^{-1}$ (для кодировщика с шириной канала 5 нс).

Временное разрешение аппаратуры определялось путем регистрации пролетных частиц, при этом сигнал “старт” формировался совпадением $C_1 C_2$, а сигнал “стоп” – совпадением $C_3 C_4$. Пик от пролетных частиц, соответствующий нулю времени, на кодировщике с шириной канала 1 нс имел полную ширину на полувысоте, равную 2.5 нс.

Низкотемпературная часть установки, включающая криостат с мишенью и системой охлаждения, описана в работе [9]. Входное и выходное окна вакуумного кожуха криостата были закрыты майларом толщиной 0.15 мм. Используемая в настоящей работе камера мишени, в отличие от описанной в работе [9], изготовлена из алюминия марки АД1 чистотой 99.5%. Камера представляла собой цилиндр с внутренним диаметром 35 мм, высотой 12 мм и толщиной цилиндрической стенки 2 мм. Входное и выходное окна камеры имели толщину по 0.1 мм.

Степень обогащения использованных в эксперименте газов по ^{84}Kr и ^{136}Xe составляла 92.9 % и 94 %, соответственно. Основной примесью в криптоне был изотоп ^{83}Kr (7 %), а в ксеноне – изотоп ^{134}Xe (5.9 %). Примесь других элементов в обоих случаях составляла менее 0.02 %.

Измерения проводились в твердом ^{84}Kr и ^{136}Xe при температуре $94.0 \pm 0.5 \text{ K}$ в отсутствие внешнего магнитного поля. Рассеянное магнитное поле от ускорителя и элементов мюонного тракта, а также магнитное поле Земли компенсировались до уровня 10^{-2} Э тремя парами катушек Гельмгольца [10].

На рис.2 представлен спектр временного распределения электронов $\mu^- \rightarrow e^-$ распада в случае заполнения камеры мишени ^{84}Kr . Экспериментальные данные аппроксимировались следующим выражением:

$$N(t) = N_1 e^{-t/\tau_1} + N_2 e^{-t/\tau_2} + N_3 e^{-t/\tau_3} + B,$$

где τ_i – время жизни отрицательного мюона в $1S$ -состоянии, индексы 1,2,3 относятся к ^{84}Kr (^{136}Xe), алюминию (из которого изготовлена камера мишени) и углероду (содержащемуся в счетчиках C_2 , C_3 и окнах вакуумного кожуха криостата), соответственно, B – фон случайных совпадений.

Обработка данных проводилась методом наименьших квадратов. Значения времен жизни мюона в алюминии и углероде фиксировались согласно данным [2]: $\tau(\text{Al}) = 864.0 \pm 2.0 \text{ нс}$, $\tau(\text{C}) = 2026.3 \pm 1.5 \text{ нс}$. (В тестовом эксперименте на пустой мишени для $\tau(\text{Al})$ и $\tau(\text{C})$ нами были получены значения, в пределах ошибок совпадающие с приведенными выше.)

В результате обработки получены следующие значения: $\tau(^{84}\text{Kr}) = 139.2 \pm 2.9 \text{ нс}$, $\tau(^{136}\text{Xe}) = 111.0 \pm 4.6 \text{ нс}$; соотношение вкладов компонент ($N_1 : N_2 : N_3$) было примерно одинаково в случае заполнения мишени ^{84}Kr и ^{136}Xe и порядка 1:1:1. Величина B , полученная в результате фитирования спектра, совпадала с постоянным фоном

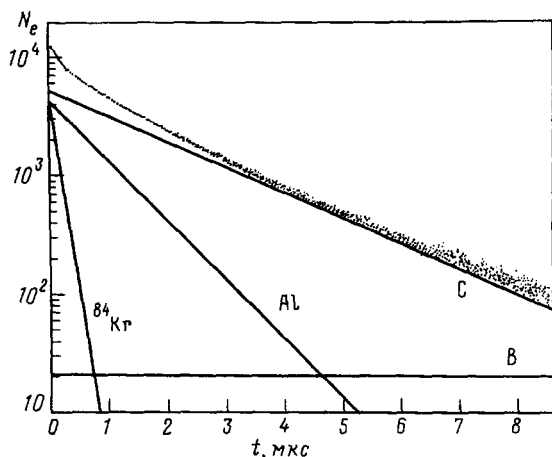


Рис.2. Спектр временного распределения электронов $\mu^- \rightarrow e^-$ -распада. Камера мишени заполнена твердым ^{84}Kr . Прямыми линиями показаны вклады в спектр отдельных компонент

случайных совпадений, определенным как среднее значение по каналам гистограммы до физического нуля конвертора, и составляла $\sim 0.15\%$ от суммарного вклада компонент $N_1 + N_2 + N_3$.

Поскольку мюон из $1S$ -состояния либо распадается, либо захватывается ядром, измеренное в μSR -эксперименте время жизни мюона определяется суммой скоростей этих двух процессов $\tau^{-1} = \Lambda_d + \Lambda_c$, где Λ_d – скорость распада связанного мюона, Λ_c – скорость его захвата ядром. Распад связанного мюона по сравнению со свободным мюоном несколько подавлен [14], фактор подавления составляет 0.95 для криптона и 0.91 для ксенона [14, 2].

Принимая за время жизни свободного отрицательного мюона значение для времени жизни μ^+ , равное 2197.03 ± 0.04 нс [15], и учитывая приведенные выше факторы подавления, имеем для скоростей захвата отрицательных мюонов ядрами следующие значения: $\Lambda_c(^{84}\text{Kr}) = 6.75 \pm 0.15$ мкс $^{-1}$, $\Lambda_c(^{136}\text{Xe}) = 8.6 \pm 0.4$ мкс $^{-1}$.

Теоретические расчеты скорости ядерного захвата проводились в импульсном приближении [1]. Волновые функции, энергии возбуждения и ядерные матричные элементы получены в приближении случайных фаз. При этом использовались сепарабельные ядерные остаточные взаимодействия с эффективными константами, систематика значений которых получена на основе сравнения вычисленных и полученных из эксперимента силовых функций σt^{\pm} -переходов для широкой группы ядер, начиная с ^{54}Fe и до ^{208}Pb . При расчете амплитуды ядерного захвата не учитывались так называемые скоростные члены. Энергии связи мюона в мюонном атоме, от величины которых сильно зависит вычисленная скорость захвата, определялись по приближенным формулам Пустовалова [16], которые учитывают конечные размеры ядра. Волновая функция мюона внутри ядра полагалась равной константе, значение которой получено интерполяцией значений, вычисленных в работе [17]. Более подробное описание теоретической модели приведено в работе [7].

Теоретические расчеты скорости ядерного захвата отрицательных мюонов были выполнены для изотопов Kr с нулевым спином ядра для двух разных значений отношения (g_P/g_A) констант псевдоскалярного и аксиально-векторного взаимодействий, см. таблицу.

Изотоп	Скорость захвата, мкс^{-1}	
	$g_P/g_A = 8$	$g_P/g_A = 6$
^{78}Kr	8.9	9.2
^{80}Kr	8.2	8.5
^{82}Kr	7.5	7.8
^{84}Kr	7.0	7.2
^{86}Kr	6.4	6.6

Как видно из таблицы, ожидается сильная изотопическая зависимость скорости ядерного захвата. Также очевидно, что полная скорость ядерного захвата мюонов мало чувствительна к величине g_P/g_A : изменение g_P/g_A на 25% приводит к изменению скорости захвата лишь на 3%.

На рис.3 экспериментальные данные для ^{84}Kr и ^{136}Xe сравниваются с расчетами. Теоретические данные для ^{84}Kr приведены для значения g_P/g_A , равного 8. На этих же рисунках приведены результаты расчетов по формуле Голарда – Примакова [8]. По нашим расчетам изотопическая зависимость скорости ядерного захвата мюонов слабее, чем это следует из формулы Голарда – Примакова. В случае ^{84}Kr экспериментальное значение Λ_c ближе к нашим расчетам, чем к расчетам по формуле Голарда – Примакова, отличаясь от последних более чем на 3 стандартных ошибки. Настоящее измерение также полностью подтверждает наличие указанных в работе [2] минимумов в зависимости скорости ядерного захвата отрицательных мюонов от Z вблизи атомов инертных газов.

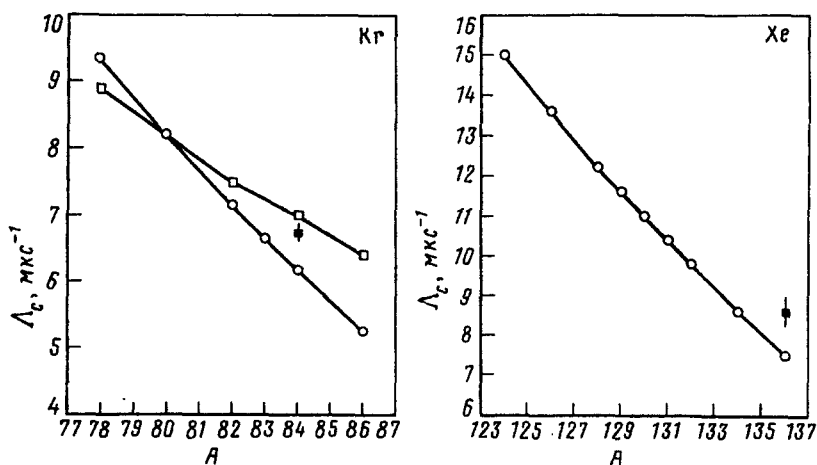


Рис.3. Зависимость скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в Kr и Xe от массового числа изотопа: \circ – расчет по формуле Голарда – Примакова; \square , \blacksquare – результаты настоящей работы (\square – расчет, \blacksquare – эксперимент). Сплошные линии проведены для наглядности

Измерения для других изотопов Kr и Xe и завершение теоретических расчетов для Xe в будущем позволят провести более детальное сравнение теоретических и экспериментальных результатов.

Авторы выражают благодарность Н.А.Русаковичу, В.Б.Бруданину и В.И.Комарову за внимание к настоящей работе и ее поддержку. Авторы также благодарят И.Л.Чаплыгина за помощь в подготовке эксперимента.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 96-02-17582.

1. В.В.Балашов, Г.Я.Коренман, Р.А.Эрамжян, *Поглощение мезонов атомными ядрами*, М.: Атомиздат, 1978.
2. T.Suzuki, D.F.Measday, and J.P.Roalsvig, *Phys. Rev.* **C35**, 2212 (1987).
3. H.Primakoff, *Rev. Mod. Phys.* **31**, 802 (1959).
4. N.C.Mukhopadhyay, *Physics Reports* **30C**, 1 (1977).
5. Г.Г.Бунатян, *Ядерная физика* **3**, 833 (1966).
6. M.G.Urin and O.N.Vyazankin, *Nucl. Physics* **A537**, 534 (1992).
7. R.A.Eramzhyan, V.A.Kuz'min, and T.V.Tetereva, Preprint JINR, E4-96-478, Dubna, 1996.
8. B.Goulard and H.Primakoff, *Phys. Rev.* **C10**, 2034 (1974).
9. Т.Н.Мамедов, В.Г.Гребинник, К.И.Грицай и др., *Сообщения ОИЯИ*, P15-96-498, Дубна, 1996.
10. С.Г.Барсов, А.Л.Геталов, В.А.Гордеев и др., *Препринт ЛИЯФ*, 659, май 1981, Ленинград.
11. В.А.Волченков, В.А.Гордеев, В.А.Елисеев и др., *Препринт ЛИЯФ*, 617, ноябрь 1980, Ленинград.
12. КАМАК. *Преобразователь время-код 161.07*, ЛИЯФ, Ленинград, 1980.
13. А.В.Селиков, ОИЯИ 13-81-844, Дубна, 1981.
14. R.W.Huff, *Ann.Phys.* **16**, 288 (1961).
15. *Review of Particle Properties. Particle Data Group*, *Phys. Rev.* **D50**, 1193 (1994).
16. Г.Е.Пустовалов, *ЖЭТФ* **36**, 1806 (1959).
17. K.W.Ford and J.G.Wills, *Nucl. Phys.* **35**, 295 (1962).