



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P15-97-391

Т.Н.Мамедов, С.Г.Барсов¹, А.Л.Геталов¹,
В.Г.Гребинник, В.А.Жуков, В.П.Коптев¹,
В.А.Кузьмин, А.В.Стойков, Т.В.Тетерева²,
Г.В.Щербаков¹, Р.А.Эрамжян³

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

Направлено в журнал «Письма в ЖЭТФ»

¹ПИЯФ, Гатчина, Ленинградская обл., 188350

²НИИЯФ МГУ, Москва, 119899

³ИЯИ РАН, Москва, 117312

1997

Измерение скорости ядерного захвата отрицательных мюонов
в изотопах ^{84}Kr и ^{136}Xe

Впервые 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.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 96-02-17582.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1997

Перевод авторов

Mamedov T.N. et al.

P15-97-391

The Measurement of the Nuclear Capture Rate
of the Negative Muons for the ^{84}Kr and ^{136}Xe Isotopes

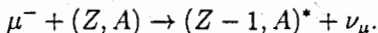
The lifetime of the negative muon in $1S$ -state in ^{84}Kr and ^{136}Xe isotopes was measured for the first time: $\tau(^{84}\text{Kr}) = 139.2 \pm 2.9$ ns, $\tau(^{136}\text{Xe}) = 111.0 \pm 4.6$ ns, which corresponds to the nuclear capture rate: $\Lambda_c(^{84}\text{Kr}) = 6.75 \pm 0.15$ μs^{-1} , $\Lambda_c(^{136}\text{Xe}) = 8.6 \pm 0.4$ μs^{-1} .

For the Kr isotopes the theoretical calculations of the nuclear capture rate of the negative muon were carried out. The experimental data are compared with the theoretical one.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR, and supported by the Russian Foundation for Basic Research, Project 96-02-17582.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1997

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 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 Xe было впервые проведено нами в работе [9]. Ее величина находилась в пределах значений, даваемых формулой Голарда-Примакова для крайних стабильных изотопов Xe .

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 синхроциклотрона ПИЯФ (Гатчина) на μSR -спектрометре "МЮОНИЙ" [10] и состоял в измерении полной скорости исчезновения мюонов из $1S$ -состояния изучаемого изотопа путем регистрации электронов $\mu^- \rightarrow e^-$ -распада.

На рис.1 приведена схема эксперимента. Пучок отрицательных мюонов с импульсом 90 МэВ/с [11], предварительно приторможенный в

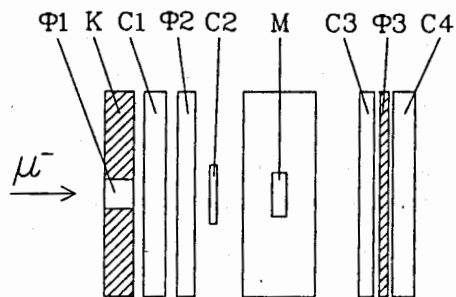


Рис. 1. Схема эксперимента. М - мишень; Ф1, Ф2, Ф3 - замедлители (Ф1 - полиэтилен, Ф2 - плексигласс, Ф3 - латунь); К - коллиматор (латунь); С1, С2, С3, С4 - сцинтилляционные счетчики

замедлителях Ф1 и Ф2 останавливался в мишени М, представляющей собой контейнер, заполненный конденсированным газом. Импульсный разброс пучка $\delta P/P \approx 10\%$ [11]. Пучок коллимировался коллиматором К с отверстием $\varnothing 25$ мм. Фон от электронов пучка дискриминировался подбором порогов срабатывания формирователей сигналов счетчиков С1 и С2. Сепарированный пучок мюонов содержал также незначительную примесь π^- -мезонов. Однако π^- -мезоны полностью поглощались в материалах, находящихся на их пути до счетчика С2. Действительно, количество углеводородосодержащего вещества на пути пучка в замедлителях Ф1, Ф2 и счетчике С1 составляет $\sim 4,3$ 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 С1 С2 С3 ("старт"), а сигнал С1 С3 С4 ("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 С1. 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 С1 С2 ~ 980 с⁻¹; интенсивность сигналов "старт" ~ 400 с⁻¹; число записываемых в спектр событий ~ 25 с⁻¹ (для кодировщика с шириной канала 5 нс).

Временное разрешение аппаратуры определялось путем регистрации пролетных частиц, при этом сигнал "старт" формировался совпадением С1 С2, а сигнал "стоп" - совпадением С3 С4. 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 мишенная камера, 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 ⁸⁴Kr и ¹³⁶Xe составляла 92,9 % и 94 % соответственно. Основной примесью в криптоне был изотоп ⁸³Kr (7 %), а в ксеноне - изотоп ¹³⁴Xe (5,9 %). Примесь других элементов в обоих случаях составляла менее 0,02 %.

Измерения проводились в твердом ⁸⁴Kr и ¹³⁶Xe при температуре $94,0 \pm 0,5$ К 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 мишенной камеры ⁸⁴Kr. 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 ⁸⁴Kr, ¹³⁶Xe), алюминию (из которого изготовлена мишенная камера) и углероду (содержащемуся в счетчиках С2, С3 и окнах вакуумного кожуха криостата) соответственно, В - фон случайных совпадений.

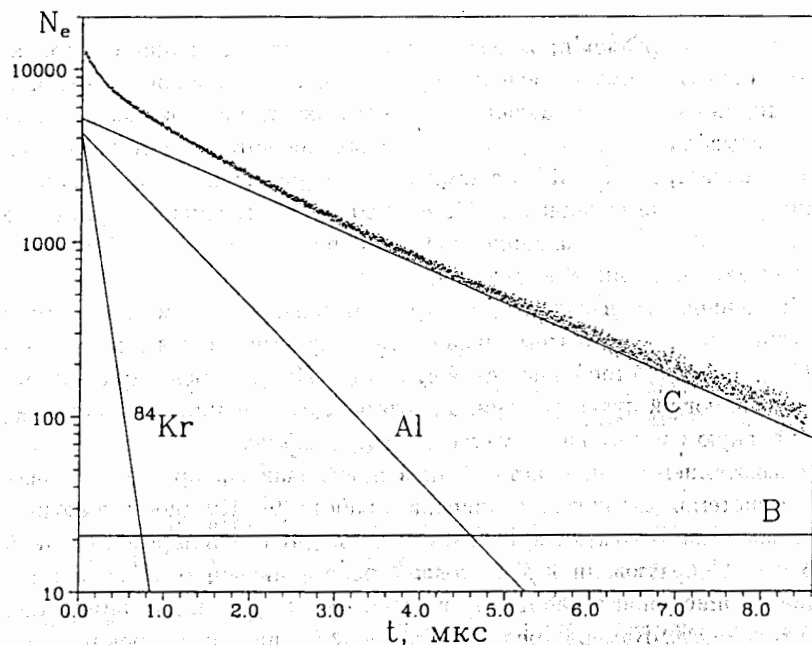


Рис. 2. Спектр временного распределения электронов $\mu^- \rightarrow e^-$ -распада. Мишенная камера заполнена твердым ^{84}Kr . Прямыми линиями показаны вклады в спектр отдельных компонент

Обработка данных проводилась методом наименьших квадратов. Значения времен жизни мюона в алюминии и углероде фиксировались согласно данным [2]: $\tau(\text{Al}) = 864,0 \pm 2,0$ нс, $\tau(\text{C}) = 2026,3 \pm 1,5$ 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: $\tau(^{84}\text{Kr}) = 139,2 \pm 2,9$ нс, $\tau(^{136}\text{Xe}) = 111,0 \pm 4,6$ 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 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 захватыва-

ется 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 [2, 14].

Принимая за время жизни свободного отрицательного мюона значение для времени жизни μ^+ , равное $2197,03 \pm 0,04$ 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 взаимодействия (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 малочувствительна к величине g_P/g_A : изменение g_P/g_A на 25% приводит к изменению скорости захвата лишь на 3%.

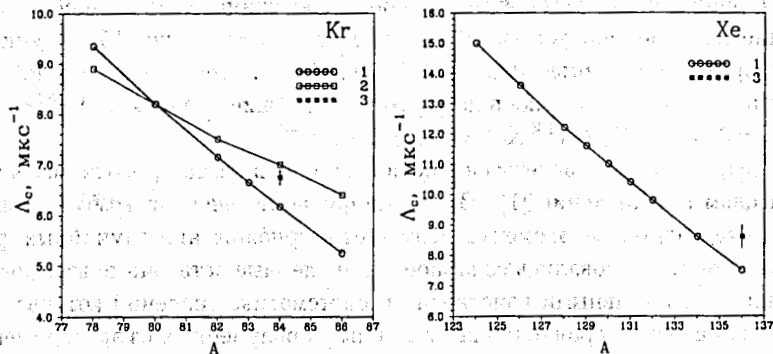


Рис. 3. Зависимость скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в Kr и Xe от массового числа изотопа: 1 - Расчет по формуле Голарда - Примакова; 2,3 - Результаты настоящей работы (2 - расчет, 3 - эксперимент): Сплошные линии проведены для наглядности

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.

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 поддержке.

Авторы также благодарят И.Л.Чаплыгина за помощь в подготовке эксперимента.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] В.В.Балашов, Г.Я.Коренман, Р.А.Эрамжян, *Поглощение мезонов атомными ядрами*, М.: Атомиздат, 1978.
- [2] T.Suzuki, D.F.Measday, J.P.Roalsvig, *Phys. Rev. C* 35, 2212 (1987).
- [3] H.Primakoff, *Rev. Mod. Phys.* 31, 802 (1959).
- [4] N.C.Mukhopadhyay, *Physics Reports* 30C, 1 (1977).
- [5] Г.Г.Бунятян, *Ядерная физика*, 3, 833 (1966).
- [6] M.G.Urin, O.N.Vyazankin, *Nucl. Physics A* 537, 534 (1992).
- [7] R.A.Eramzhyan, V.A.Kuz'min, T.V.Tetereva, *Preprint JINR*, E4-96-478, Dubna, 1996.
- [8] B.Goulard, H.Primakoff, *Phys. Rev. C* 10, 2034 (1974).
- [9] Т.Н.Мамедов, В.Г.Гребинник, К.И.Грицай и др. *Сообщение 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. D* 50, 1193 (1994).
- [16] Г.Е.Пустовалов, *ЖЭТФ* 36, 1806 (1959).
- [17] K.W.Ford and J.G.Wills, *Nucl. Phys.* 35, 295 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 декабря 1997 года.