

## ПОЛНЫЕ СКОРОСТИ ЯДЕРНОГО ЗАХВАТА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ В ИЗОТОПАХ $^{132}\text{Xe}$ И $^{40}\text{Ar}$

Т.Н.Мамедов<sup>1)</sup>, В.Г.Гребинник, К.И.Грицай, В.Н.Дугинов, В.А.Жуков,  
В.Г.Ольшевский, А.В.Стойков

Объединенный институт ядерных исследований

141980 Дубна, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 10 января 1999 г.

Измерены времена жизни отрицательного мюона в изотопах  $^{132}\text{Xe}$  и  $^{40}\text{Ar}$ , находящихся в твердой фазе. Значение времени жизни  $\mu^-$  в  $1s$ -состоянии изотопа  $^{132}\text{Xe}$  равно:  $\tau(^{132}\text{Xe}) = 101.7 \pm 1.7$  нс, что соответствует полной скорости ядерного захвата  $\Lambda_c(^{132}\text{Xe}) = 9.4 \pm 0.2$  мкс<sup>-1</sup>. В несколько раз, по сравнению с ранее опубликованными результатами, уточнены данные по времени жизни  $\mu^-$  в изотопе  $^{40}\text{Ar}$ :  $\tau(^{40}\text{Ar}) = 568 \pm 6$  нс, что соответствует скорости захвата  $\Lambda_c(^{40}\text{Ar}) = 1.31 \pm 0.01$  мкс<sup>-1</sup>.

PACS: 25.30.Mg, 27.50.+e, 27.60.+j

Ядерный захват отрицательных мюонов обусловлен слабым взаимодействием. Одна из характеристик этого процесса, а именно, полная скорость ядерного  $\mu^-$ -захвата имеет важное значение для построения теоретических моделей, описывающих данный процесс и позволяющих расширить представления о структуре ядра. В настоящее время скорость ядерного захвата отрицательных мюонов измерена для большинства элементов периодической таблицы [1, 2]. Однако до недавнего времени полностью отсутствовали сведения о скорости ядерного захвата в изотопах Кг и Хе. Между тем изучение этих элементов (помимо дополнения к недостающим табличным данным) интересно с точки зрения получения сведений об изотопической зависимости скорости  $\mu^-$ -захвата, а также зависимости скорости захвата от спина ядра, поскольку ядра Хе и Кг обладают богатым набором изотопов, часть из которых имеет ненулевые спины.

Скорость ядерного захвата  $\mu^-$  в изотопах  $^{84}\text{Kг}$  и  $^{136}\text{Xe}$  была измерена в нашей работе [3]. В настоящей работе представлены результаты измерений для изотопа  $^{132}\text{Xe}$ , а также приводится существенно уточненное, по сравнению с ранними работами [4–6], значение скорости  $\mu^-$ -захвата в  $^{40}\text{Ar}$ .

Эксперимент был выполнен на сепарированном пучке отрицательных мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ [7] с импульсом 125 МэВ/с. Эксперимент, проводимый по типичной  $\mu\text{SR}$ -методике, состоял в измерении полной скорости исчезновения мюонов из  $1s$ -состояния изучаемого изотопа путем регистрации электронов  $\mu^- \rightarrow e^-$ -распада. Схема эксперимента и детали установки описывались ранее [8].

Исследуемый газ (Хе или Аг) конденсировался в охлаждаемую камеру мишени и затем замораживался при температуре, близкой к температуре жидкого азота. Материалы для изготовления камер мишени выбирались таким образом, чтобы время жизни  $\mu^-$  в этих материалах существенно отличалось от предполагаемого времени жизни в Хе и Аг. Камера для Хе была сделана из алюминия марки АД1 (чистота 99.5%), камера для Аг – из меди марки М1 (чистота 99.9%).

<sup>1)</sup> e-mail: tmamedov@nu.jinr.ru

Состав использованного в эксперименте ксенона был следующим:  $^{132}\text{Xe}$  – 97.54%,  $^{131}\text{Xe}$  – 2.45%,  $^{134}\text{Xe} < 0.05\%$ , другие примеси  $< 0.01\%$ . В эксперименте с аргоном использовался естественный аргон ( $^{40}\text{Ar}$  – 99.6%,  $^{36}\text{Ar}$  – 0.337%,  $^{38}\text{Ar}$  – менее 0.063%) высокой чистоты с примесями других газов не более 0.002%.

Эксперименты проводились во внешнем магнитном поле напряженностью 1755 Э, направленном перпендикулярно направлению спина мюона. Магнитное поле использовалось для измерения остаточной поляризации отрицательных мюонов на 1s-уровне атомов Ar и Xe.

Временное разрешение аппаратуры (полная ширина на полувысоте пика "пролетных" частиц) составляло 2.5 нс.

В полученные спектры давали вклад остановки мюонов в углероде, меди или алюминии, входящих в состав сцинтилляторов и материалов камер мишени. Поэтому экспериментальные данные аппроксимировались следующим выражением:

$$N(t) = \sum_x N_x e^{-t/\tau(x)} [1 + a_x \cos(\omega_x t + \varphi)] + Bg, \quad (1)$$

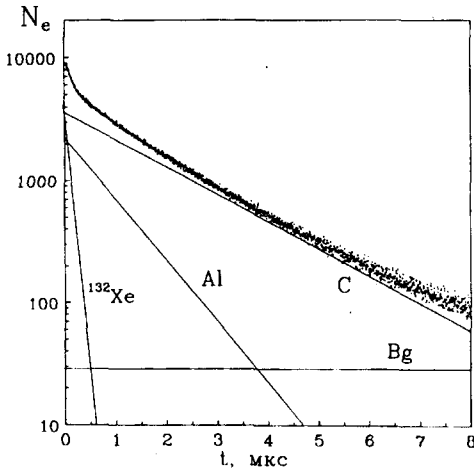
где  $N_x$ ,  $\tau(x)$ ,  $a_x$ ,  $\omega_x$ ,  $\varphi_x$  и  $Bg$  – нормировочный множитель, время жизни мюона в 1s-состоянии, наблюдаемый коэффициент асимметрии углового распределения электронов  $\mu^- \rightarrow e^-$  распада, частота прецессии спина мюона, начальная фаза прецессии и фон случайных совпадений, соответственно. Индекс  $x$  относится к  $^{132}\text{Xe}$  ( $^{40}\text{Ar}$ ), Al (Cu) и C.

Обработка данных проводилась методом наименьших квадратов. Ядра алюминия и меди имеют отличающиеся от нуля спины. Как следует из экспериментальных данных [9, 10], для алюминия и меди амплитуды прецессии  $a_{\text{Al}}$  и  $a_{\text{Cu}}$ , соответствующие сверхтонкому взаимодействию спинов мюона и ядра в состояниях  $F^+ = I \pm S_\mu$ , практически равны нулю. Поэтому при обработке спектров для Xe и Ar в формуле не учитывался второй член в квадратных скобках для Al и Cu, соответственно. Значения времен жизни мюона в Al и Cu фиксировались согласно данным [2]:  $\tau(\text{Al}) = 864.0 \pm 2.0$  нс,  $\tau(\text{Cu}) = 163.5 \pm 1.0$  нс. Параметры, относящиеся к исследуемому элементу и углероду, содержащемуся в сцинтилляционном счетчике и майларовых окнах вакуумного кожуха криостата, варьировались как свободные. В результате фитирования спектров найдено, что фон случайных совпадений  $Bg$  составляет при измерениях с Xe или Ar не более (0.3–0.4)% от суммарного вклада  $N_x (\sum N_x)$ .

В твердых ксеноне и аргоне остаточная поляризация отрицательных мюонов на частоте прецессии свободного спина в пределах экспериментальных ошибок (1.5%) не обнаружена.

На рисунке представлен спектр временного распределения электронов  $\mu^- \rightarrow e^-$  распада, полученного в эксперименте с ксеноном, на котором отчетливо видны вклады от изучаемого изотопа и посторонних веществ. В результате обработки спектров получены следующие значения времен жизни:  $\tau(^{132}\text{Xe}) = 101.7 \pm 1.7$  нс,  $\tau(^{40}\text{Ar}) = 568 \pm 6$  нс. Скорость захвата мюонов ядрами Xe и Ar рассчитывалась по формуле  $\tau^{-1} = Q\Lambda_d + \Lambda_c$ , где  $\Lambda_d$  – скорость распада свободного мюона (в качестве которой принималась величина, обратная времени жизни  $\mu^+$ , равного  $2197.03 \pm 0.04$  нс [11]),  $Q$  – фактор подавления скорости распада связанного мюона [12],  $\Lambda_c$  – скорость захвата мюона ядром. Для ксенона  $Q$ -фактор равен 0.91, для аргона – 0.99. В результате получены следующие значения скоростей захвата:  $\Lambda_c(^{132}\text{Xe}) = 9.4 \pm 0.2$  мкс $^{-1}$ ,  $\Lambda_c(^{40}\text{Ar}) = 1.31 \pm 0.01$  мкс $^{-1}$ . Эти величины (как и полученные нами ранее [3] скорос-

ти ядерного захвата  $\mu^-$  в изотопах  $^{136}\text{Xe}$  и  $^{84}\text{Kr}$ ) находятся в областях минимумов зависимости приведенной скорости захвата  $\Lambda_c Z^4 / Z_{eff}$  от заряда ядра [2].



Спектр временного распределения электронов  $\mu^- \rightarrow e^-$ -распада. Камера мишени заполнена твердым  $^{132}\text{Xe}$ . Прямыми линиями показаны вклады в спектр отдельных компонент

Сравнение значений скоростей  $\mu^-$ -захвата в изотопах  $\Lambda_c(^{136}\text{Xe}) = 8.6 \pm 0.4 \text{ мкс}^{-1}$  [3] и  $\Lambda_c(^{132}\text{Xe})$  показывает, что наблюдается отчетливая изотопическая зависимость, хотя и более слабая, чем предсказываемая формулой Голарда – Примакова [13].

В заключение авторы выражают благодарность коллективу научно-экспериментального отдела фазотрона ЛЯП ОИЯИ за обеспечение бесперебойной и устойчивой работы ускорителя, В.Б.Бруданину и В.И.Комарову – за внимание к настоящей работе и ее поддержку, Г.Д.Соболевой – за помощь в оформлении статьи.

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.Susuki, D.F.Measday, and J.P.Poalsvig, *Phys. Rev.* **C35**, 2212 (1987).
3. Т.Н.Мамедов, С.Г.Барсов, А.Л.Геталов и др., *Письма в ЖЭТФ* **67**, 302 (1998).
4. В.А.Башкиров, В.В.Говоров, Ю.П.Добрецов и др., *Письма в ЖЭТФ* **29**, 302 (1979).
5. A.Bertin, A.Vitale, and A.Placci, *Phys. Rev.* **A7**, 2214 (1973).
6. G.Garboni, G.Gorini, G.Torelly et al., *Phys. Lett.* **96B**, 206 (1980).
7. *Фазотрон Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ и его пучки*, ОИЯИ 9-92-232, Дубна, 1992.
8. Т.Н.Мамедов, В.Г.Гребинник, К.И.Грицай и др., *Сообщение ОИЯИ Р15-96-498*, Дубна, 1996.
9. Т.Н.Мамедов, В.Н.Дугинов, Д.Герлах и др., *Письма в ЖЭТФ* **68**, 61 (1998).
10. J.H.Brewer, *Nucl. Int.* **17-19**, 873 (1984).
11. Review of Particle Properties, Particle Data Group, *Phys. Rev.* **D50**, 1193 (1994).
12. R.W.Huff, *Ann. Phys.* **16**, 288 (1961).
13. B.Goulard and H.Primakoff, *Phys. Rev.* **C10**, 2034 (1974).