

ПОЛНАЯ СКОРОСТЬ ЗАХВАТА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ В ^{24}Mg

*В. В. Белов, К. Н. Гусев, И. В. Житников, Д. Р. Зинатулина,
С. В. Казарцев, Н. С. Румянцева, Е. А. Шевчик, М. В. Ширченко¹,
Ю. А. Шитов, М. В. Фомина*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлено описание эксперимента по определению полных скоростей захвата отрицательных мюонов в изотопе ^{24}Mg . Исследования проводились на низкоэнергетическом, но высокоинтенсивном (10^4 s^{-1}) пучке мюонов мезонной фабрики $S\mu S$ (Филлиген, Швейцария) с помощью кластера детекторов из высокочистого германия mini-Ball. Описана методика измерений, основанная на предыдущих работах, приведено обоснование отличий используемых методов от предыдущих исследований. В частности, указано на потенциально более высокую точность описанного подхода и независимость от поглощения мюонов в окружающем веществе. Также проведено сравнение с предыдущими измерениями и теоретическими расчетами.

Description of the experiment devoted to the determination of total capture rates of negative muons in ^{24}Mg is presented. Research was being held on the low-energy but high-intensity (10^4 s^{-1}) muon beam of the $S\mu S$ meson facility, Villigen, Switzerland, by means of the mini-Ball cluster of HPGe-detectors. The experimental approach based on our previous works is described. Its difference from the standard method is shown. It is pointed out that our method potentially is much more precise and independent of the muon absorption in surrounding matter. Also, the comparison with previous experiments and theoretical calculations is given.

PACS: 23.40.-s; 23.40 Bw; 41.85.Lc; 46.70.De; 29.27.Hj; 37.20.+j; 29.30.Ep; 29.40.-p; 29.40.Mc

ВВЕДЕНИЕ

Мюонный захват является давно известным и хорошо разработанным методом исследования структуры вещества [1] и фундаментальных взаимодействий [2]. Вместе с тем было показано [3], что захват отрицательных мюонов, наряду с зарядово-обменными реакциями, может служить хорошим инструментом для исследования ядерной материи. В частности, представляется возможным использовать данные по обычному мюонному захвату для определения матричных элементов перехода между виртуальными состояниями промежуточного и конечного ядра по отношению к двойному двухнейтринному и безнейтринному бета-распаду. Данная возможность связана

¹E-mail: Mark.Shirchenko@jinr.ru

с тем, что с теоретической точки зрения двойной бета-распад представляет собой двухступенчатый процесс с виртуальным переходом через возбужденные уровни промежуточного ядра. Сами уровни этого ядра лежат выше по энергии, чем основные состояния родительского и дочернего ядер, именно поэтому такие переходы могут быть сугубо виртуальными. В таком процессе его вторая стадия является обратным процессом по отношению к процессу обычного мюонного захвата без вылета вторичных адронов. Впервые на эту возможность было указано еще в [4], а в [5] было продемонстрировано хорошее совпадение экспериментальных и теоретических результатов. Целью данной работы является исследование мю-захвата в ядре ^{24}Mg , достаточно простом с точки зрения теоретических расчетов. В его случае сопоставление экспериментальных и теоретических данных не должно представлять существенных сложностей. В качестве измеряемой величины была взята полная скорость захвата мюона в ядре ^{24}Mg .

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные исследования проводились на мюонном тракте πE1 в Институте Пауля Шеррера (PSI, Швейцария). Пучок мюонов с импульсом, равным $31,5 \text{ МэВ}/c$, поглощался в мишени, представляющей собой несколько слоев фольги из металлического ^{24}Mg массой 2 г.

Методика измерений основана на исследовании задержанных совпадений между мюонами, поглощенными в мишени, и гамма-квантами от захвата этих мюонов. В этом случае отрицательный мюон захватывается ядром интересующего элемента (металлический изотопически-обогащенный ^{24}Mg), а возбуждение полученного ядра снимается вылетом гамма-квантов, а часто и вторичных частиц: нейтронов, протонов, а иногда и дейтронов и альфа-частиц. Очевидным конкурентным процессом при этом является распад мюона в реакции $\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$. Для подавления этого процесса, а также для точного определения события поглощения мюона в мишени нами использовалась описанная в [6] мишень с окружающими ее сцинтилляционными счетчиками, позволяющими эффективно отсеивать процессы с дочерними заряженными частицами. Описание экспериментальной установки и процесса измерений также приведено в [6].

Интересующее нас событие определялось одновременным срабатыванием входных сцинтилляционных счетчиков и отсутствием сигнала на счетчике, окружающем мишень. Такая сигнатура практически однозначно свидетельствует об остановке заряженного мюона в мишени или окружающем ее воздухе. Но последнее событие маловероятно, поскольку количество вещества в мишени существенно превышает количество молекул окружающего газа. А также это событие легко отделимо от интересующего нас по сопровождающему его характеристическому мезорентгеновскому излучению. В качестве мишени использовался обогащенный изотоп ^{24}Mg в виде металлической фольги суммарной толщиной 1,6 мм.

Системой накопления экспериментальных данных являлась совместно разработанная PSI и центром TRIUMF клиент-серверная платформа MIDAS [7], включающая в себя не только собственно систему накопления, но и модуль управления front-end электроникой, базу данных, программы журналирования, обработки ошибок, а также

MIDAS (Maximum Integrated Data Acquisition System)

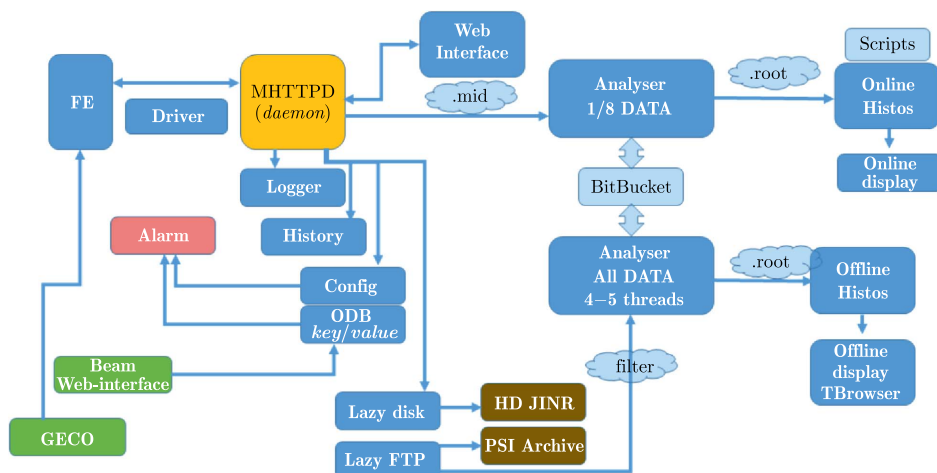


Рис. 1. Модули системы накопления данных MIDAS и их взаимодействие

запись данных на диск и удаленное хранилище (рис. 1). При этом на диск записывались оцифрованные FADC формы сигналов с германиевых детекторов кластера mini-Ball и сигналы сцинтилляционных счетчиков, четко привязанные ко времени.

АНАЛИЗ ДАННЫХ

На следующем этапе данные передавались в программу Analyser (собственная разработка PSI [8]) для отбора событий, удовлетворяющих описанным выше критериям. При этом для удобства дальнейшей обработки данные сохранялись в виде бинарных деревьев для являющегося де-факто стандартом в области физики частиц программного пакета ROOT. Далее необходимо было соотнести имеющиеся в спектре линии с конкретными изотопами. После такого отбора для дальнейшей обработки нами были выбраны девять гамма-переходов, однозначно определенных как связанные с поглощением мюона в ^{24}Mg .

Для калибровки детекторов использовались стандартные источники гамма-излучения: ^{152}Eu , ^{88}Y , ^{60}Co . Для калибровки в жесткой области (более 2,615 МэВ) подходящими гамма-линиями оказываются хорошо определенные линии в спектрах мезорентгеновского излучения ^{197}Au и ^{232}Th . Сложнее обстоит дело с калибровкой эффективности детекторов. Но для определения полных скоростей захвата в такой калибровке нет необходимости.

Далее из полученных деревьев строились двумерные гистограммы, в которых ось X соответствовала времени между приходом мюона и сигналом с соответствующего германиевого детектора, а по оси Y откладывалась откалиброванная энергия этого сигнала. Пример такой гистограммы приведен на рис. 2. Из него видно, что основное количество событий приходится на время меньше 2 мкс, что соответствует времени распада свободного мюона. Тем не менее ввиду относительно долгого вре-

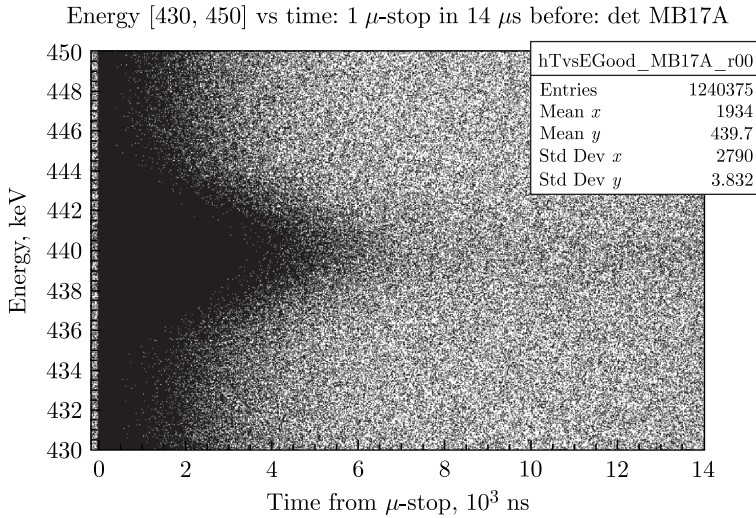


Рис. 2. Временно-энергетический спектр, соответствующий гамма-переходу 440 кэВ

мени сбора заряда на полупроводниковых детекторах прямое определение времени жизни мюона из полученной гистограммы представляется затруднительным.

Метод определения полных скоростей захвата мюона в конкретном изотопе детально описан в [9]. Здесь же вкратце напомним, что нами используется метод отслеживания эволюции гамма-линии, соответствующей переходу между возбужденными уровнями в дочернем ядре. Таким образом, мы избегаем сложностей определения конкретного изотопа, в котором произошел захват отрицательного мюона. А использование изотопически обогащенной мишени позволяет избежать смешивания. Это особенно важно для определения матричных элементов двойного бета-распада, так как в этом случае нас интересует переход между изобарными состояниями, который менее вероятен, чем переход с вылетом одного или двух нейтронов. Таким образом, в ситуации, когда в мишени присутствует смесь изотопов, интересующий нас процесс может быть «за-

Результаты определения времени жизни мюона в ^{24}Mg

Энергия, кэВ	Ядро	τ , нс
656	^{20}F	$947,0 \pm 4,2$
1038	^{23}Na	$955,0 \pm 5,7$
1274	^{22}Ne	$949,0 \pm 4,2$
1554	^{22}Na	$947,0 \pm 6,8$
1950	$^{23}\text{Ne} + ^{24}\text{Na}$	$942,0 \pm 5,3$
2391	^{23}Na	$949,0 \pm 4,2$
2640	^{23}Na	$949,0 \pm 4,3$
3237	^{23}Na	$939,0 \pm 4,7$
4429	^{23}Na	$952,0 \pm 5,8$

мазан» переходами от изотопов с числом нейтронов, на один или два большим. Отметим отличие от стандартного подхода, применявшегося в предыдущих работах, когда проводился анализ распада мюона по времени жизни распадных электронов. В этом случае невозможно провести разделение изотопов, в которых происходит захват.

Для определения времени жизни мюона в ^{24}Mg нами использовались гамма-переходы в изотопах ^{22}Na , ^{23}Na и ^{24}Na , а также ^{20}F , который получается из ^{24}Mg после вылета альфа-частицы. Полученные результаты сведены в таблицу.

Как видно из таблицы, полученные результаты хорошо согласуются между собой в пределах статистических ошибок. Считая каждое измерение независимым, можно получить усредненное значение для времени жизни мюона в ядре ^{24}Mg :

$$\tau_{\text{tot}} = (947,7 \pm 1,5) \text{ нс.}$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для теоретического расчета полной скорости захвата применяется широко известная полуэмпирическая формула Примакова [10]:

$$\lambda_{\text{cap}} = Z_{\text{eff}}^4 X_1 \left\{ 1 - X_2 \left(\frac{A - Z}{2A} \right) \right\},$$

где Z_{eff} — фактор, учитывающий эффект экранирования, который был рассчитан в работе [11], а $X_1 = 170 \text{ с}^{-1}$ и $X_2 = 3,125$ определены в работе [12]. Полная вероятность исчезновения мюона λ_{tot} в единицу времени составляет

$$\lambda_{\text{tot}} = \lambda_{\text{cap}} + H\lambda_{\text{decay}} = \frac{1}{\tau_{\text{tot}}},$$

где λ_{cap} и λ_{decay} — полная скорость захвата и скорость распада свободного мюона соответственно; H — это фактор Хаффа [13], который вводится для расчета изменения фазового пространства связанного состояния мюона, распадающегося с $1s$ -оболочки.

В нашем случае подстановка значений дает следующее время жизни мюона в ядре ^{24}Mg :

$$\tau_{\text{tot}} = 1066,3 \text{ нс,}$$

что существенно больше экспериментально полученного значения.

Из анализа предыдущих измерений можно найти:

$$\tau = (1040 \pm 20) \text{ нс [14],}$$

$$\tau = (1071 \pm 2) \text{ нс [15],}$$

$$\tau = (1021 \pm 25) \text{ нс [16],}$$

$$\tau = (1067,2 \pm 2,0) \text{ нс [12].}$$

При этом необходимо отметить, как уже обсуждалось, что в предыдущем экспериментальном подходе не представлялось возможным разделить составляющие мишени. В данном случае это изотопы ^{25}Mg и ^{26}Mg . Их присутствие в естественной смеси способно приводить к уменьшению значения Z_{eff} . Действительно, если считать, что распределение ядерной материи для протонов и нейтронов равномерно, а захват мюонов происходит с нижней орбиты, эффективный радиус которой лежит уже внутри ядра, то дополнительные нейтроны «выталкивают» протонную плотность на периферию ядра, тем самым снижая эффективный заряд. Но при этом измеренное нами значение оказывается меньше, что может указывать на неравномерную плотность заряда в ядре.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С учетом вышесказанного представляется необходимым проведение дальнейших исследований с ядром ^{24}Mg , в том числе и определение парциальных вероятностей захвата мюонов в дочерних изотопах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Немецкого научно-исследовательского сообщества в рамках научного проекта № 21-52-12040.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Measday D. F.* The Nuclear Physics of Muon Capture // *Phys. Rep.* 2001. V. 354, Iss. 4–5. P. 243–409.
2. *Mukhopadhyay N. C.* Study of Fundamental Interactions with Nuclear Muon Capture // *Phys. Part. Nucl.* 1989. V. 22. P. A2110.
3. *Kortelainen M., Suhonen J.* Nuclear Muon Capture as a Powerful Probe of Double-Beta Decays in Light Nuclei // *J. Phys. G.* 2004. V. 30, No. 12.
4. *Kortelainen M., Suhonen J.* Ordinary Muon Capture as a Probe of Virtual Transitions of $\beta\beta$ Decay // *Eur. Phys. Lett.* V. 58, No. 5. P. 666.
5. *Jokiniemi L., Suhonen J., Ejiri Hiro.* Nuclear Responses for Double-Beta Decay and Muon Capture // *AIP Conf. Proc.* 2019. V. 2165. P. 020013.
6. *Белов В. В., Бруданин В. Б., Гусев К. Н.* Конструкция газовой и твердотельной мишеней измерительной системы мюонного захвата в ^{130}Xe , ^{82}Kr и ^{24}Mg // *Письма в ЭЧАЯ.* 2020. Т. 17, № 6(231). С. 803–814.
7. Maximum Integrated Data Acquisition System. <https://midas.triumf.ca>.
8. *Wauters F., Knecht A.* The MuX Project. arXiv:2108.10765.
9. *Zinatulina D. et al.* Ordinary Muon Capture Studies for the Matrix Elements in $\beta\beta$ Decay // *Phys. Rev. C.* 2019. V. 99. P. 024327.
10. *Primakoff H.* Theory of Muon Capture // *Rev. Mod. Phys.* 1959. V. 31. P. 802.
11. *Ford K. W., Wills J. G.* Calculated Properties of μ -Mesonic Atoms // *Nucl. Phys.* 1962. V. 35. P. 295–302.
12. *Suzuki T., Measday D. F., Roalsvig J. P.* Total Nuclear Capture Rates for Negative Muons // *Phys. Rev. C.* 1987. V. 35. P. 2212–2224.
13. *Huff R. W.* Decay Rate of Bound Muons // *Ann. Phys.* 1961. V. 16. P. 288.
14. *Sens J. C.* // *Phys. Rev.* 1959. V. 113. P. 679.
15. *Lathrop J. L., Lundy R. A., Telegdi V. L., Winston R., Yovanovitch D. D.* // *Phys. Rev. Lett.* 1961. V. 7. P. 107.
16. *Eckhause M., Siegel R. T., Welsh R. E., Filippas T. A.* // *Nucl. Phys.* 1966. V. 81. P. 575.

Получено 25 ноября 2021 г.