

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-498

P15-96-498

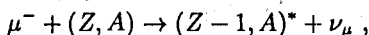
Т.Н.Мамедов, В.Г.Гребинник, К.И.Грицай, А.В.Демьянов,
В.Н.Дугинов, В.А.Жуков, И.А.Кривошеев,
В.Г.Ольшевский, В.Ю.Помякушин, А.Н.Пономарев,
А.В.Стойков, И.Л.Чаплыгин

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ
ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ
В КРИПТОНЕ И КСЕНОНЕ

1996

Проблеме ядерного захвата отрицательных мюонов посвящено множество теоретических и экспериментальных работ (см. например [1-6]).

Захват отрицательных мюонов ядром (Z, A) , где Z и A - заряд и массовое число ядра, обусловлен слабым взаимодействием и описывается реакцией



при этом дочернее ядро может образоваться в различных возбужденных состояниях.

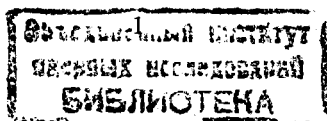
Важной характеристикой ядерного захвата отрицательных мюонов является его скорость. К настоящему времени численные расчеты скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в рамках различных моделей ядра выполнены для ограниченного числа элементов, в основном легких и средних (см. например [1-4]). В ряде случаев было получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Наряду с микроскопическими расчетами, имеется общая полужемпирическая формула Голарда-Примакова [5] для скорости захвата отрицательного мюона ядром с произвольными Z и A .

К настоящему времени скорость ядерного захвата отрицательных мюонов определена для большинства элементов (рис. 1); точность измерений для средних и тяжелых элементов составляет 1-2%. Сравнение имеющихся экспериментальных данных для 58 элементов [6] с формулой Голарда-Примакова показывает, что среднее отклонение результатов расчета от экспериментальных данных составляет 5-6%. Для отдельных ядер отклонение достигает 15%. Кроме того, наблюдается систематическое превышение скорости захвата отрицательных мюонов для ядер с нечетным Z над ее значениями для соседних ядер с четным Z .

Как было отмечено в работе [6], до сих пор отсутствуют экспериментальные данные по скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в криптоне и ксеноне. Эти элементы представляют особый интерес, поскольку они находятся вблизи экстремумов теоретической кривой (рис. 1). Кроме того, криптон и ксенон имеют 6 и 9 стабильных изотопов соответственно, что дает возможность исследовать изотопическую зависимость скорости ядерного захвата отрицательных мюонов.

Из теоретических расчетов следует, что скорость ядерного захвата отрицательных мюонов для изотопов данного элемента должна уменьшаться с увеличением массового числа. Надежные данные для проверки этого предсказания теории имеются лишь для некоторых элементов ($^{40,44}\text{Ca}$, $^{50,52,53,54}\text{Cr}$, $^{58,60,62}\text{Ni}$). Из ожидаемой по формуле Голарда-Примакова зависимости скорости захвата мюона от массового числа ядра следует, что отличие времени жизни мюона для разных изотопов достигает 1,7 раза в случае Kr и 2 раз в случае Xe. Кроме того, можно ожидать особенности в величине скорости захвата для изотопов с ненулевым спином ядра (^{83}Kr , ^{129}Xe , ^{131}Xe).

В настоящее время в ОИЯИ завершена подготовка аппаратуры для проведения эксперимента по измерению скорости захвата отрицательных мюонов ядрами изотопов криптона и ксенона путем регистрации временного распределения высокоэнергетичных электронов от распада $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$. Поскольку мюон из $1s$ -состояния либо распадается, либо захватывается ядром, измеренное в экспери-



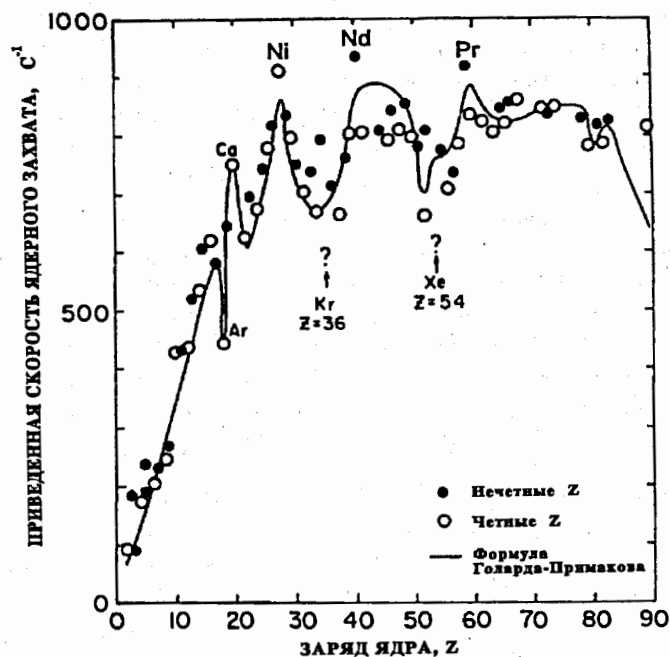


Рис. 1. Зависимость приведенной скорости ядерного захвата отрицательного мюона $\Lambda_c Z / Z_{\text{эф}}^4$ от заряда ядра Z [6]

менте время жизни мюона τ_μ определяется суммой скоростей этих двух процессов: $\tau_\mu^{-1} = \Lambda_d + \Lambda_c$, где Λ_d – скорость распада связанного мюона, Λ_c – скорость его захвата ядром. Скорость распада свободного мюона известна с высокой точностью. Распад связанного мюона несколько подавлен; фактор подавления теоретически рассчитан и составляет (в $1s$ -состоянии) 0,95 для криптона и 0,91 для ксенона [7].

Предполагаемая точность измерения времени жизни мюона составит около 1,5 нс, что соответствует современному уровню точности подобных измерений.

Особенностью описываемой экспериментальной установки является использование криогенной мишени с конденсированным газом, что позволяет проведение эксперимента на пучках мюонов со значительным разбросом пробегов. Для таких пучков проведение измерений в газе практически невозможно, так как доля мюонов, останавливающихся в исследуемом веществе, при разумных размерах мишенного контейнера, не превышает нескольких процентов от общего потока мюонов, падающих на мишень. При этом существенное количество мюонов останавливается в материале контейнера и счетчиках, что значительно увеличивает фон.

Плотности твердых ксенона и криптона (3,4 и 2,2 г/см³ соответственно) достаточно высоки для эффективного использования пучка мюонов при размере мишенной камеры вдоль оси пучка 1 см. При атмосферном давлении температуры плавления/кипения равны 161,3/165,2 К для ксенона и 115,8/119,9 К для криптона,

что позволяет использовать в качестве хладагента жидкий азот.

За основу низкотемпературной части установки был взят криостат для исследования вещества с помощью положительных мюонов [8], который был модернизирован с целью уменьшения фона. Материалы для конструкции криостата выбирались таким образом, чтобы время жизни отрицательного мюона в $1s$ -состоянии атомов, составляющих эти материалы, существенно отличалось от предполагаемого времени жизни в криптоне и ксеноне. Это дает возможность выделить вклад в экспериментальный спектр от мюонов, остановившихся в этих материалах. При этом доля фоновых событий существенно уменьшается за счет использования тонких майларовых окон с толщиной по пучку не более 0,06 г/см².

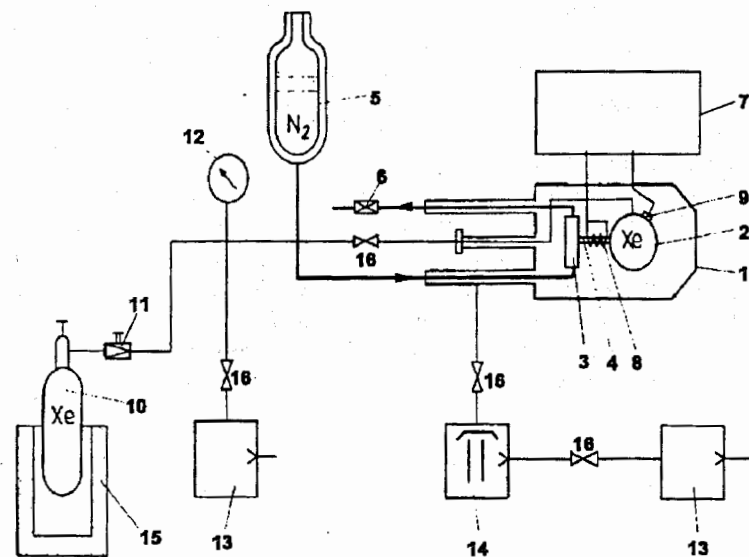


Рис. 2. Схема криостата и системы газообеспечения. Цифрами обозначены: 1 – вакуумный кожух; 2 – мишенная камера; 3 – теплообменник; 4 – хладапровод; 5 – сосуд Дьюара с жидким азотом; 6 – игольчатый вентиль; 7 – блок контроля и управления температурой; 8 – нагреватель; 9 – датчик температуры; 10 – баллон с исследуемым газом; 11 – редуктор; 12 – мановакуумметр; 13 – форвакуумные насосы; 14 – диффузионный насос; 15 – пенопластовая емкость; 16 – вентили.

На рис. 2 приведена схема криостата и системы газообеспечения. Криостат состоит из вакуумного кожуха 1 и мишенной камеры 2, соединенной с теплообменником 3 посредством хладапровода 4. Поток жидкого азота из дьюара 5, проходящий через теплообменник, регулируется игольчатым вентиляем 6. Температура мишенной камеры регулируется автоматическим блоком контроля и управления 7; текущее значение температуры измеряется датчиками 9 и, в зависимости от их по-

казаний, изменяется тепловая мощность, выделяемая на нагревательном элементе 8.

Исследуемый газ из баллона 10 подается в мишенную камеру через редуктор 11. Давление газа в мишенной камере контролируется мановакуумметром 12. Форвакуумные насосы 13 и диффузионный насос 14 обеспечивают откачку всех трубопроводов и мишенной камеры перед заполнением и ожижением исследуемого газа. Сбор газа осуществляется охлаждением баллона 10 жидким азотом, заливаемым в пенопластовую емкость 15. Испытания показали, что мишенная камера может быть охлаждена до 95 К. Время заполнения мишенной камеры (объем 12,6 см³) жидким ксеноном составило 1,5 часа.

Мишенная камера представляет собой цилиндр, изготовленный из дюралюминия с толщиной обечайки 2 мм. С торцов цилиндр закрыт майларом толщиной 100 мкм. Майларовые окна изготавливались в специальной пресс-форме, приклеивались к контейнеру эпоксидной смолой и фиксировались при помощи двух дюралюминиевых колец, с высотой и толщиной обечайки по 2 мм. Камера имеет высоту (размер вдоль направления пучка) 10 мм и диаметр 40 мм. Диаметр входного и выходного окон вакуумного кожуха – 80 и 120 мм соответственно. Окна вакуумного кожуха закрыты майларом толщиной 150 мкм.

Установка была опробована на пучке поляризованных отрицательных мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ. В качестве мишени была использована естественная смесь изотопов ксенона. Пучок мюонов имел импульс 125 МэВ/с, разброс пробегов составлял ~ 6 г/см², количество остановок мюонов 700/с. Напряженность магнитного поля в месте расположения мишени составляла не более 0,5 Э. Количество конденсированного ксенона было определено по изменению давления газа в баллоне и составило около 42,8 грамм.

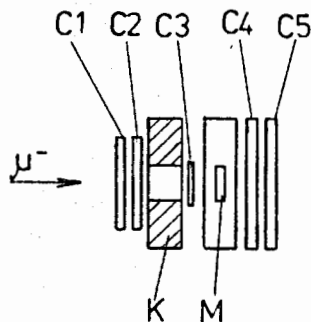


Рис. 3. Схема эксперимента. М – мишень; К – коллиматор; C1, C2, C3, C4, C5 – сцинтилляционные счетчики

Схема эксперимента показана на рис. 3. Счетчики 1, 2, 3, 4, 5 изготовлены из пластиковых сцинтилляторов с размерами (в мм) 100 × 100 × 10, 100 × 100 × 10, 80 × 80 × 1, 140 × 140 × 10 и 140 × 140 × 10 соответственно. Совпадение сигналов со счетчиков 1, 2, 3 при отсутствии сигнала со счетчика 4 определяло момент остановки мюона в мишени. Момент распада мюона определялся регистрацией

электрона счетчиками 4 и 5 при отсутствии сигнала со счетчиков 1 и 2. Время ожидания появления электрона распада после остановки мюона составляло 10 мкс. Это время определялось из условия, чтобы возможная долгоживущая компонента от остановки мюонов в углероде (майларовые окна и сцинтилляционный счетчик 3) могла быть выделена с необходимой точностью. Для устранения искажения спектра отбрасывались те события, когда в течение 10 мкс после остановки мюона регистрировался второй мюон или второй электрон (условие “1μ – 1e”). Латунный коллиматор толщиной 30 мм (вдоль пучка) и диаметром отверстия 30 мм ограничивал сечение пучка, падающего на мишень, и тем самым уменьшал количество мюонов, останавливающихся вне мишени. Остальная часть аппаратуры для отбора событий, накопления данных и контроля параметров установки аналогична используемой нами в μSR экспериментах [9].

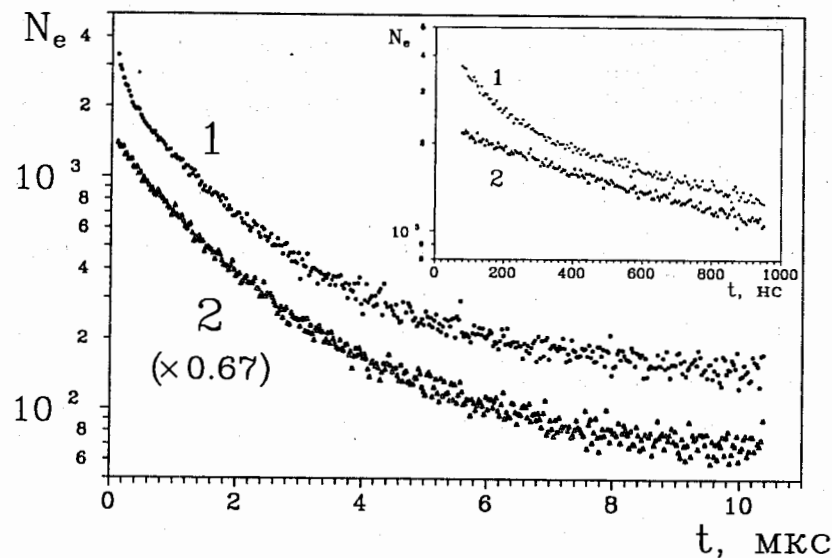


Рис. 4. Спектр временного распределения электронов $\mu^- \rightarrow e^-$ распада. 1 – мишенная камера заполнена конденсированным ксеноном, 2 – мишенная камера не заполнена (данные умножены на 0,67). На вставке начальный участок спектра изображен более подробно

На рис. 4 представлен спектр временного распределения электронов распада. 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 ксенону, алюминию и углероду соответственно, B – постоянный фон.

Обработка данных проводилась методом наименьших квадратов. Значение времени жизни мюона в алюминии и углероде при конечной обработке фиксировались согласно данным [6]: $\tau_{Al} = 864,0 \pm 2.0$ нс, $\tau_C = 2026,3 \pm 1,5$ нс.

Полученное в результате обработки значение времени жизни мюона в 1s-состоянии в ксеноне (естественная смесь изотопов) составило 95 ± 7 нс, что соответствует скорости ядерного захвата $\Lambda_c = (10,1 \pm 0,7) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Полученное значение времени жизни находится в пределах значений, даваемых формулой Голарда-Примакова для крайних стабильных изотопов ксенона, и близко к усредненному по естественной смеси изотопов значению. Данное согласие, однако, может рассматриваться только как качественное. Физически значимые результаты можно будет извлечь только из сравнения экспериментальных данных по конкретным изотомам с результатами микроскопических расчетов.

Авторы выражают благодарность В.Г.Зинову и В.В.Фильченкову за полезное обсуждение и Г.Д.Соболевой за подготовку рукописи к публикации.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] В.В.Балашов, Г.Я.Коренман, Р.А.Эрамлян, "Поглощение мезонов атомными ядрами", Атомиздат, М., 1978
- [2] N.C.Mukhopadhyay, Physics Reports, 30C, 1, 1-144 (1977)
- [3] Г.Г.Бунатян, Ядерная физика, 3, 833 (1966)
- [4] M.G.Urin, O.N.Vyazankin, Nucl. Physics A537, 534 (1992)
- [5] B.Goulard, H.Primakoff, Phys. Rev. C10, 2034 (1974)
- [6] T.Suzuki, D.F.Measday, J.P.Roalsvig, Phys. Rev. C35, 2212 (1987)
- [7] R.W.Huff, Ann.Phys. 16, 288 (1961)
- [8] В.Г.Гребинник и др., ПТЭ 5, 51 (1984)
- [9] V.A.Zhukov, V.N.Duginov, T.N.Mamedov, V.G.Olshevsky, A.N.Ponomarev, Proceedings of the III Int. Symp. on Muon and Pion Interaction with Matter, Dubna, 242 (1995).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 декабря 1996 года.