

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

ЗИНАТУЛИНА Дания Раушановна

ИССЛЕДОВАНИЕ МЮОННОГО ЗАХВАТА В ЯДРАХ ^{48}Ti , ^{76}Se ,
 ^{82}Kr , ^{106}Cd И ^{150}Sm

Специальность 01.04.16 —
«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Дубна — 2019

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем имени В.П. Джелепова
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, начальник
сектора
Егоров Вячеслав Георгиевич

Официальные оппоненты: **Барабаш Александр Степанович**,
доктор физико-математических наук, начальник
лаборатории, ФГБУ "Институт теоретической и
экспериментальной физики имени А.И. Алиха-
нова" Национального исследовательского центра
"Курчатовский институт"

Чернышёв Борис Андреевич,
кандидат физико-математических наук, доцент
каф. "Физика элементарных частиц", Нацио-
нальный исследовательский ядерный университет
"МИФИ"

Ведущая организация: Научно-исследовательский институт ядерной фи-
зики имени Д.В. Скобельцына Московского Госу-
дарственного Университета имени М.В. Ломоно-
сова

Защита состоится "____" _____ 2019 г. в _____ часов на заседании дис-
сертационного совета Д 720.001.03 на базе Лаборатории ядерных проблем им.
В.П. Джелепова в ОИЯИ по адресу: 141980, Московская область, г. Дубна,
ул. Жолио-Кюри, 6.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ и на сайте
http://wwwinfo.jinr.ru/announce_disser.htm

Автореферат разослан "____" _____ 2019 г..

Ученый секретарь
диссертационного совета
Д 720.001.03

доктор физ.-мат. наук
Карамышева Г.А.

Общая характеристика работы

Актуальность темы Одной из фундаментальных задач современной физики является определение природы нейтрино (майорановская или дираковская) и величины его массы. В настоящий момент наиболее чувствительным к определению природы нейтрино считается процесс безнейтринного двойного бета-распада ($0\nu2\beta$) атомных ядер. Безнейтринная мода двойного бета-распада, в отличие от двухнейтринной моды ($2\nu2\beta$), запрещена Стандартной моделью. Необходимым условием существования $0\nu2\beta$ -распада является, во-первых, тождественность нейтрино и антинейтрино, и, во-вторых, наличие у нейтрино ненулевой массы. Связь между периодом полураспада этого процесса $T_{1/2}^{0\nu}$ и эффективной майорановской массой нейтрино $\langle m_\nu \rangle$ может быть представлена как

$$\frac{1}{T_{1/2}^{0\nu}} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_\nu \rangle^2. \quad (1)$$

Из формулы 1 следует, что скорость $0\nu2\beta$ -распада зависит не только от $\langle m_\nu \rangle$ и фактора фазового объема $G^{0\nu}$, пропорционального энергии распада Q^n , но и от величины ядерного матричного элемента $M^{0\nu}$ (ЯМЭ) [A1]. Если фактор фазового объема считается известным, то расчеты ЯМЭ представляют собой определенные сложности. В наиболее распространенном случае 2β распада в ядре (A, Z) два нейтрона одновременно переходят в два протона, в результате чего образуется ядро $(A, Z + 2)$. Расчеты 2β -распада проводятся через вероятности виртуальных переходов в промежуточное ядро $(A, Z + 1)$ [A2]. Для проверки теоретических подходов необходимы экспериментальные данные, поскольку результаты расчетов, выполненных на основе различных моделей для описания ЯМЭ, имеют большие расхождения. Обычно используют вероятности β -распада и разрешенной моды $2\nu2\beta$ -распада. Однако, с помощью указанных распадов можно проверить только сам процесс, идущий через основное состояние или низколежащие возбужденные состояния промежуточного ядра, тогда как $0\nu2\beta$ -распад может протекать через высоковозбужденные состояния, причем относительный вклад этих состояний может оказаться определяющим.

Экспериментально определить параметры возбужденного состояния промежуточного ядра с высокой энергией и мультипольностью достаточно трудно. Наряду с зарядово-обменными реакциями μ -захват предоставляет такую возможность. Этот процесс протекает при высоком передаваемом моменте ($q \approx 100$ МэВ/с), в результате чего возможно заселение возбужденных состояний промежуточного ядра в широком диапазоне энергий и мультипольностей.

Таким образом, обычный мюонный захват (ОМЗ) является уникальной возможностью исследования волновых функций возбужденных состояний промежуточного ядра, относящегося к $0\nu2\beta$ распаду, как это было показано в рамках некоторых моделей [A2, A3]. Используя экспериментальные данные по μ -захвату для переходов промежуточного ядра, образующегося при $0\nu2\beta$ -распаде, можно сравнить рассчитанные силовые функции μ -захвата с измеренными. Это позволит проследить изменения эффективных значений параметров g_A и g_R , аксиального и псевдоскалярного токов, соответственно. Кроме того,

процесс μ -захвата дает экспериментальную информацию о структуре ядер необходимую при расчетах ЯМЭ 2β -распада.

Поэтому исследование мюонного захвата в таких ядрах, как ^{48}Ti , ^{76}Se , ^{82}Kr и ^{150}Sm является **актуальной задачей**.

В работе выполнены исследования μ -захвата на изотопически обогащенных мишенях ^{48}Ti , ^{76}Se , ^{82}Kr и ^{150}Sm , которые являются дочерними для 2β -распада ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se и ^{150}Nd ядер, и проведены измерения с ^{106}Cd , который является родительским ядром в $(\beta^+\beta^+)/(\beta^+EC)/(ECEC)$ распадах. Параллельно в процессе выполнения экспериментов были измерены спектры мезорентгеновского излучения для различных мишеней с целью расширения табличных данных, необходимых при идентификации энергетических спектров в подобных измерениях и на основе этих данных создан электронный атлас ОИЯИ.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью данной работы является измерение полных скоростей и парциальных вероятностей мюонного захвата, продуктов реакции (μ^- , ν *xn yr*) в ядрах ^{48}Ti , $^{76}\text{Se}/^{nat}\text{Se}$, $^{82}\text{Kr}/^{nat}\text{Kr}$, $^{106}\text{Cd}/^{nat}\text{Cd}$ и ^{150}Sm для расчета ЯМЭ 2β -распада. Для достижения поставленной **цели** были сформулированы следующие задачи:

- Разработка газовой мишени для исследования мюонного захвата;
- Измерение временных и энергетических спектров излучения в процессе остановки мюонов в мишени (твердых и газовых);
- Измерение полных скоростей и парциальных вероятностей μ -захвата в исследуемых ядрах;
- Измерение выходов продуктов реакции (μ^- , ν *xn yr*);
- Измерение мезорентгеновских спектров излучения с различными мишенями.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработана и создана газовая мишень для исследования мюонного захвата. С ее помощью было проведено исследование μ -захвата в газовых мишенях ^{82}Kr и ^{nat}Kr .
2. Получены значения полных скоростей мюонного захвата с обогащенными изотопами – ^{48}Ti , ^{76}Se , ^{106}Cd , ^{82}Kr , ^{150}Sm и с натуральными мишенями ^{nat}Se , ^{nat}Cd и ^{nat}Kr из анализа временных и энергетических спектров, измеренных в μ -захвате.
3. Из анализа данных, полученных в мюонном захвате с обогащенными изотопами – ^{48}Ti , ^{76}Se и ^{106}Cd , необходимыми для расчета ЯМЭ 2β -распада, определены парциальные вероятности μ -захвата на связанные состояния ^{48}Sc , ^{76}As и ^{106}Ag .
4. Определены выходы продуктов реакции (μ^- , ν *xn yr*) в ядрах ^{76}Se и ^{150}Sm .

5. Создан интерактивный атлас спектров мезорентгеновского излучения для 75 элементов.

Научная новизна:

- Получены на порядок более точные значения полных скоростей мюонного захвата для ^{48}Ti , ^{150}Sm и различных изотопов Cd, Se и Kr.
- Впервые измерены парциальные вероятности μ -захвата ядрами ^{48}Ti , ^{76}Se и ^{106}Cd на связанные состояния ^{48}Sc , ^{76}As и ^{106}Ag .
- Впервые определены выходы продуктов реакции (μ^- , ν *и* *и* *и*) в изотопах ^{76}Se и ^{150}Sm .
- Впервые создан атлас мезорентгеновских спектров излучения 75 химических элементов (в атласе приводятся не только *K*-серии мезорентгеновских спектров излучения, но также серии *L*, *M*, *N* и другие).

Практическая значимость Экспериментальные данные по скоростям мюонного захвата необходимы при улучшения теоретических подходов при описании ядерных возбуждений, важных, в частности, при расчетах ЯМЭ 2β -распада.

Спектры мезорентгеновского излучения позволяют уточнить состав вещества, что необходимо при планировании подобных экспериментов. На сегодняшний день не существует полной базы данных об энергиях и интенсивностях мезорентгеновских спектральных линий, тем более с учетом изотопических сдвигов. Электронный каталог, составленные на основе полученных измерений, восполняет этот пробел [A4].

Апробация работы Результаты исследований, положенные в основу диссертации были представлены на семинарах ЛЯП ОИЯИ, учёном совете ОИЯИ, на международных конференциях по расчётам ядерных матричных элементов для двойного бета-распада (MEDEX'2007, MEDEX'2009, MEDEX'2013 и MEDEX'2017, Прага, Чехия), на международных конференциях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (ЯДРО-2007, Воронеж; ЯДРО-2010, Санкт-Петербург; ЯДРО-2018, Воронеж), на научных конференциях молодых ученых и специалистов ОИЯИ (AYSS-2006, AYSS-2008 и AYSS-2018), на Баксанской молодежной школе экспериментальной и теоретической физики (Россия, Кабардино-Балкария, 2006), на международной конференции по исследованию мезорентгеновских лучей и мюонного захвата (MXG'2016, Осака, Япония).

Личный вклад Автор принимал активное участие в измерениях на мезонной фабрике в Институте Пауля Шеррера (PSI, Швейцария). Автору принадлежит определяющая роль в обработке экспериментальной информации: анализе энергетических и временных спектров излучения, прецизионной идентификации энергетических спектров. Автором получены основные результаты, изложенные в диссертации. Автором выполнена основная работа по апробации результатов исследования и подготовке публикаций по

выполненной работе.

Структура и объем работы Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 92 страницы, 38 рисунков и 17 таблиц. Список литературы содержит 78 наименований.

Публикации Основные результаты диссертации изложены в девяти печатных работах [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9], 6 из которых изданы в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК и входят в базу данных Web of Science, Scopus и РИНЦ; 3 – в материалах конференций.

Содержание работы

Во **введении** описывается актуальность данной работы, дается обоснование научной проблемы и методы ее решения. Изложены задачи работы и решения, необходимые для их достижения. Перечисляются положения, выносимые на защиту, а также указывается личный вклад автора.

Первая глава содержит описание особенностей двойного двухнейтринного и безнейтринного бета-распадов, а также статус экспериментов по $0\nu 2\beta$ на сегодняшний день. Раскрывается проблема теоретических расчетов ядерных матричных элементов (ЯМЭ) для 2β -распада, а также их связь с обычным мюонным захватом (ОМЗ). Описываются процессы, связанные с остановкой и захватом мюона в веществе.

Двойной двухнейтринный бета-распад – процесс второго порядка в классической теории; несмотря на то, что он разрешен законами сохранения, этот процесс является одним из самых редких распадов в природе с характерным периодом полураспада $> 10^{20}$ лет. Один из ярких примеров наблюдения $2\nu 2\beta$ – эксперимент NEMO-3 [A5].

Кроме разрешенной $2\nu 2\beta$ моды может существовать экзотическая $0\nu 2\beta$ мода, которая запрещена Стандартной моделью, поскольку нарушает закон сохранения лептонного числа, и явилась бы в случае ее обнаружения свидетельством майорановской природы нейтрино и наличия у него ненулевой массы. Экспериментальным исследованием безнейтринного двойного бета-распада на данный момент занимается более семи коллабораций [A5, A6, A7, A8, A9, A10].

Скорость $0\nu 2\beta$ -распада зависит не только от эффективной майорановской массы нейтрино $\langle m_\nu \rangle$ и фактора фазового объема $G^{0\nu}$, пропорционального энергии распада Q^n (где показатель $n = 5 - 11$ зависит от моды распада и от ядерной модели), но и от величины ядерного матричного элемента $M^{0\nu}$, т.е. интеграла перекрытия волновых функций начального и конечного состояний [A1]. Точное знание ЯМЭ необходимо, во-первых, для правильной интерпретации полученных результатов (в частности, оценки $\langle m_\nu \rangle$) и, во-вторых, для оптимального выбора ядра при планировании эксперимента в связи с большой стоимостью обогащенных изотопов.

В случае $0\nu2\beta$ -распада (EC/EC , β^+/EC) в ядре (A, Z) два нейтрона одновременно переходят в два протона, в результате чего образуется ядро $(A, Z + 2)$ (см. рисунок 1). Напрямую посчитать вероятность 2β -распада на данный момент не представляется возможным. Поэтому расчеты $0\nu2\beta$ -распада проводятся через вероятности виртуальных переходов в промежуточное ядро $(A, Z + 1)$ [A2]. В этом случае ЯМЭ $0\nu2\beta$ -распада рассчитываются в два этапа: через вероятности виртуальных переходов – из материнского ядра в промежуточное – “левое плечо”, и из промежуточного ядра в дочернее для $0\nu2\beta$ -распада ядро – “правое плечо”. Затем производится суммирование по всем возбужденным уровням промежуточного ядра $(A, Z + 1)$. Существует много различных моделей для описания ЯМЭ [A2, A3]. Как показано на рисунке 2 [A11], расчеты по ЯМЭ имеют существенные расхождения. Для уменьшения расхождений между разными теоретическими подходами необходимы экспериментальные данные, позволяющие уточнить параметры модельного Гамильтониана.

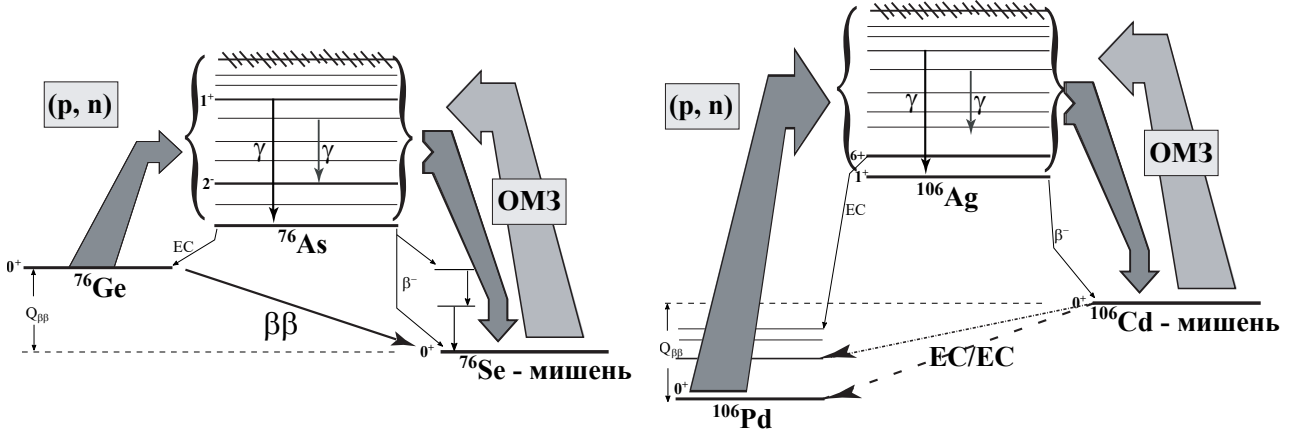


Рис. 1 — (а) – Схема 2β распада ядра ^{76}Ge , через виртуальные переходы возбужденных состояний промежуточного ядра ^{76}As ; (б) – Схема EC/EC захвата в ядре ^{106}Cd , через виртуальные переходы возбужденных состояний промежуточного ядра ^{106}Ag ;

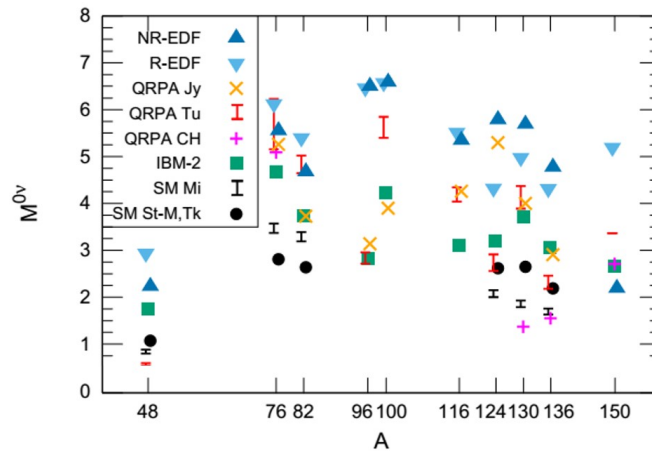


Рис. 2 — Результаты теоретических расчетов по различным моделям.

Экспериментально проверить возбужденные состояния промежуточного ядра с высокой энергией и мультипольностью достаточно трудно. Для исследования заселения

“левого плеча” в распаде ^{76}Ge , например, можно было бы использовать зарядово-обменную (p,n) реакцию $^{76}\text{Ge}(^3\text{He},t)^{76}\text{As}$ [A12], а для заселения “правого плеча” – (n,p) реакцию $^{76}\text{Se}(d,^2\text{He})^{76}\text{As}$ [A13] (см. рисунок 1а). При сравнении этих реакций между собой были выявлены некоторые несоответствия, а также применение теоретических моделей к результатам не привело к их достаточной согласованности между собой.

В этой ситуации μ -захват является альтернативой [A14]. Этот процесс протекает при высоком передаваемом моменте ($q \approx 100$ МэВ/с), как и безнейтринный двойной бета-распад, и может заселять возбужденные состояния промежуточного ядра с широким спектром энергий и мультипольностей в отличие от $2\nu 2\beta$ - и β -распадов, протекающих с низким передаваемым моментом ($q \approx$ несколько МэВ/с).

С этой целью было предложено экспериментально изучить скорости мюонного захвата на различные возбужденные состояния для нахождения их вклада в определение ЯМЭ 2β -распада [A14, A15]. Если взять дочернее для $0\nu 2\beta$ -распада или двойного К-захвата ядра, ^{76}Se и ^{106}Cd соответственно, и поставить их в качестве мишени на пучок отрицательных мюонов, то при захвате мюонов ядрами $^{76}\text{Se}(\mu^-, \nu 0n) ^{76}\text{As}^*$ и $^{106}\text{Cd}(\mu^-, \nu 0n) ^{106}\text{Ag}^*$, будут получаться возбужденные состояния промежуточного ядра (см. рисунок 1). Измерив спектр γ -излучения, полученный в результате девозбуждения заселенных уровней, можно определить силовую функцию μ -захвата и сравнить ее с теоретическими предсказаниями, протестировав таким образом модель.

К сожалению, реакция, которая идет с вылетом нейтрона, на порядок вероятнее, чем без него. Поэтому даже незначительная примесь изотопа $(A+1, Z+1)$ в мишени может сильно исказить полученные результаты. Следовательно, для измерений необходимо использовать изотопически обогащенную мишень.

Мюон является одним из шести известных лептонов. По своим характеристикам он аналогичен электрону, но отличается от него большей массой ($m_\mu = 105.67$ МэВ/ c^2). С временем жизни $\tau_{\text{dec}} = (2197.03 \pm 0.04)$ нс мюон распадается на мюонное нейтрино, электронное антинейтрино и электрон с энергией порядка 50 МэВ:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu . \quad (2)$$

Как и электрон, мюон имеет свою античастицу – μ^+ , живущую такое же время. Попадая в мишень, положительный мюон испытывает торможение в ней до полной остановки, после чего распадается. В отличие от положительного, отрицательный мюон, кроме того, активно взаимодействует с окружающим веществом, образуя так называемые мезоатомы [A16]. Мюон, остановившись возле какого-то из ядер мишени, попадает на ридберговское состояние и практически мгновенно после этого последовательно переходит в $1s$ -состояние, испуская при этом каскад мезорентгеновских фотонов (μX). Поскольку масса мюона в 200 раз больше массы электрона, то радиусы орбит мюона в мезоатоме во столько же раз меньше, чем у электронных орбит, а энергия переходов во столько же раз больше. Все это (образование и термализация мезоатома) происходит за время порядка 10^{-13} с. С

экспериментальной точки зрения в данной работе этот процесс является мгновенным (P – Prompt).

Все мезорентгеновские линии можно сгруппировать в серии: K -серия – это переходы $2p-1s$, $3p-1s$, $4p-1s, \dots, np-1s$; L -серия – переходы $3d-2p$, $4d-2p, \dots, nd-2p$; и т.д. Интенсивность переходов в каждой серии убывает с увеличением n и зависит от химического окружения мезоатома.

С мюоном, находящимся в $1s$ -состоянии, может произойти два альтернативных явления: либо он распадается с временем жизни τ_{dec} , либо он посредством слабого взаимодействия с временем τ_{cap} захватывается ядром [A16] с испусканием мюонного нейтрино, или же мюонного нейтрино вместе с “жестким” фотоном:

$$(A, Z) + \mu^- \rightarrow (A, Z - 1)^* + \nu_\mu \quad (3)$$

и

$$(A, Z) + \mu^- \rightarrow (A, Z - 1)^* + \gamma + \nu_\mu. \quad (4)$$

Процесс радиационного мюонного захвата (4) идет с намного меньшей вероятностью, чем (3). В диссертации будет рассматривается только обычный мюонный захват – ОМЗ (3).

При захвате мюона получают дочерние ядра в возбужденном состоянии, которые разряжаются с испусканием нейтрона, протона, гамма-квантов и т.д. Поскольку и распад, и захват мюона – это два конкурирующих процесса, идущих параллельно, то эти сопровождающие μ -захват излучения экспоненциально спадают со временем с показателем равным τ_{tot} . Такое излучение принято называть задержанным (D – Delayed). Кроме мезорентгеновского и задержанного излучения в экспериментах по μ -захвату наблюдается также фоновое излучение, непосредственно не связанное с моментом прихода мюона, его называют некоррелированным (U – Uncorrelated).

Пользуясь тем, что излучения распределены во времени по-разному, их можно разделить при анализе экспериментальных данных и тем самым выделить наиболее интересующую часть. Все вышеперечисленные излучения несут с собой специфическую информацию, необходимую при анализе данных экспериментов по мюонному захвату.

Во **второй главе** приведено описание экспериментальной установки и методики самих измерений с различными типами мишеней – газовыми и твердыми. Приводятся параметры калибровки, эффективности детекторов и формат получаемых данных. Также в главе описан первичный анализ данных и различные типы событий, регистрируемых в экспериментах по μ -захвату.

Эксперименты по мюонному захвату проводились на пучках $\mu E4$ и $\mu E1$ в Институте Пауля Шеррера (Виллиген, Швейцария). Пучок отрицательных мюонов формировался с помощью набора магнитных элементов, изменяющих фокусировку и энергию пучка (импульс 20–30 МэВ/с, $\Delta p/p$ – 2%), и четырех коллиматоров, задающих геометрию и интенсивность пучка (интенсивность $\approx 10^4 \text{ с}^{-1}$, диаметр 6 см).

Конструкция установки, изображенная на рисунке 3(а), состоит из мюонного счетчика $C0$ на входе в мишень, двух тонких (0.5 мм) пролетных счетчиков $C1$ и $C2$, за которыми следует мишень, окруженная чашеобразным счетчиком $C3$. Корпус мишени, представленный на рисунке 3(б), был разработан специально для измерения газовых мишеней при атмосферном давлении, а также для размещения в нем твердых материалов. В качестве μ -стоп триггера использована мода совпадения счетчиков $C1$ и $C2$ в антисовпадении с $C0$ и $C3$:

$$\mu_{\text{stop}} = \overline{C0} \wedge C1 \wedge C2 \wedge \overline{C3}. \quad (5)$$

Одновременно счетчик $C3$ служил для дискриминации электронов от распада мюонов. Следует также отметить, что сосуд мишени был сконструирован из материалов с низким Z (сцинтиллятор на основе полистерола, толщина стенки сосуда 5 мм), чтобы свести к минимуму поглощение низкоэнергетичных γ -лучей [2, 5].

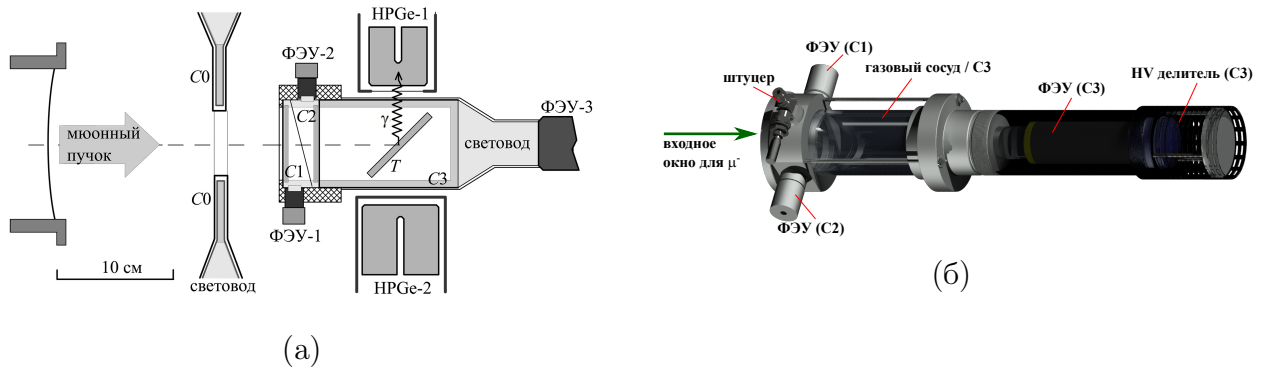
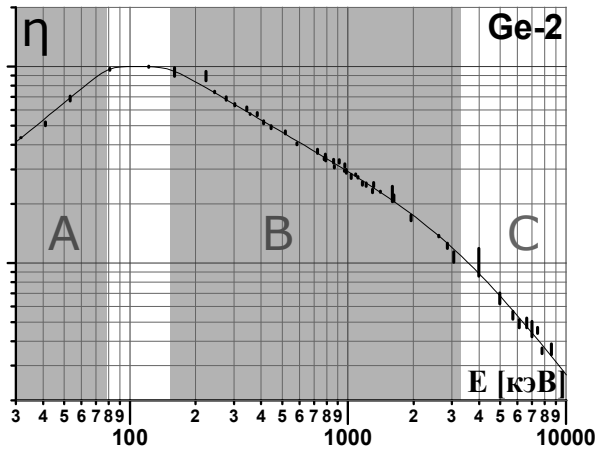


Рис. 3 — (а) – Схема экспериментальной установки; (б) – Конструкция газовой мишени.

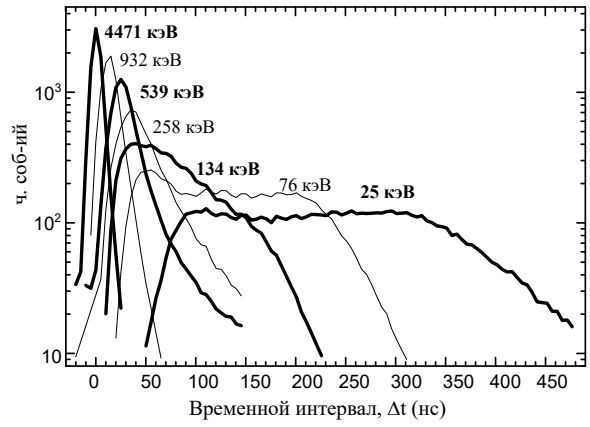
В течение каждого экспериментального сеанса параметры пучка подбирались таким образом, чтобы в мишени останавливалось не менее 95% мюонов. Среднее количество μ_{stop} в веществе мишени составляло от $3 \cdot 10^3$ до $25 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, а суммарное время экспозиции было между 50 и 150 ч в зависимости от мишени и ее изотопического обогащения.

μX -лучи и γ -лучи, сопровождающие захват мюона в мишени, регистрировались четырьмя HPGe детекторами, расположенными вокруг мишени на расстоянии 7 – 10 см. Для детектирования энергий фотонов до 10 МэВ использовалось три HPGe детектора большого объема (один – 100 см^3 и два – 300 см^3). Четвертый планарный детектор (объемом 30 см^3) с бериллиевым окном был предназначен для регистрации фотонов с энергией $< 100 \text{ кэВ}$. Типичная относительная эффективность детектора показана на рисунке 4(а). Погрешность определения эффективности не превышает 5%. Результаты измерения временных характеристик HPGe детекторов большого объема представлены на рисунке 4(б).

Полученная информация от γ -детекторов была разделена на два типа – события коррелированные и некоррелированные по времени с моментом прихода мюона. Если сигнал не был связан с остановкой мюона в мишени в пределах временного интервала W , тогда событие считается некоррелированным (U). Типичный U -спектр (рисунок 5(а))



(а)



(б)

Рис. 4 — (а) — Относительная эффективность (η) детекторной системы; (б) — Временное распределение задержки сбора сигнала Δt между μ -стоп и регистрацией μX -лучей с различными энергиями, измеренными HPGe детекторами.

включает в себя мезорентгеновские линии углерода $\mu X(C)$, γ -линии естественного (^{40}K , U- и Th-цепочки) и техногенного (^{60}Co , ^{137}Cs) фона и γ -линии от (n, γ) -реакций, индуцированных пучком. Данные линии использовались для калибровки детекторов и мониторинга стабильности их параметров, а также при расшифровке спектров. Стоит отметить, что некоторые продукты реакции (μ^- , ν xn yp) нестабильны и распадаются с испусканием γ -лучей, которые наблюдаются в U -спектрах. Интенсивность этих γ -линий в U -спектре позволяет получить выходы соответствующих изотопов и изомеров.

Наиболее информативными являются коррелированные события (P и D), которые происходят в промежутке W сразу после остановки мюона в мишени. Большая часть таких событий обусловлена каскадом μX -лучей. Интенсивность K -серии энергетического P -спектра (см. рисунок 5(б)) отражает количество μ -стопов в данном химическом элементе. Соответственно количество мюонов, рассчитанное по μX , использовано для нормирования любого измерения, связанного с μ -захватом. Другая часть коррелированных событий — задержанные события (D). Они соответствуют ядерному γ -излучению после захвата мюонов в реакциях (μ , ν xn yp). Интенсивность задержанных γ -линий из D -спектров (относительно μX -лучей) позволяет определять полные скорости и парциальные вероятности мюонного захвата на связанные возбужденные состояния дочернего ядра. P - и D - спектры (см. рисунок 5(б)) могут быть частично отделены друг от друга с использованием разных временных сортировок.

Третья глава содержит описание процедуры идентификации и отбора полезных γ -линий, методики получения полных и парциальных скоростей μ -захвата, выходов продуктов реакции (μ^- , ν xn yp).

Первым этапом при идентификации линий (как μX , так и γ) было разделение полученных данных на спектры мезорентгеновского и задержанного излучения (P - и D -спектры, соответственно). Для создания электронного каталога использовались только P -

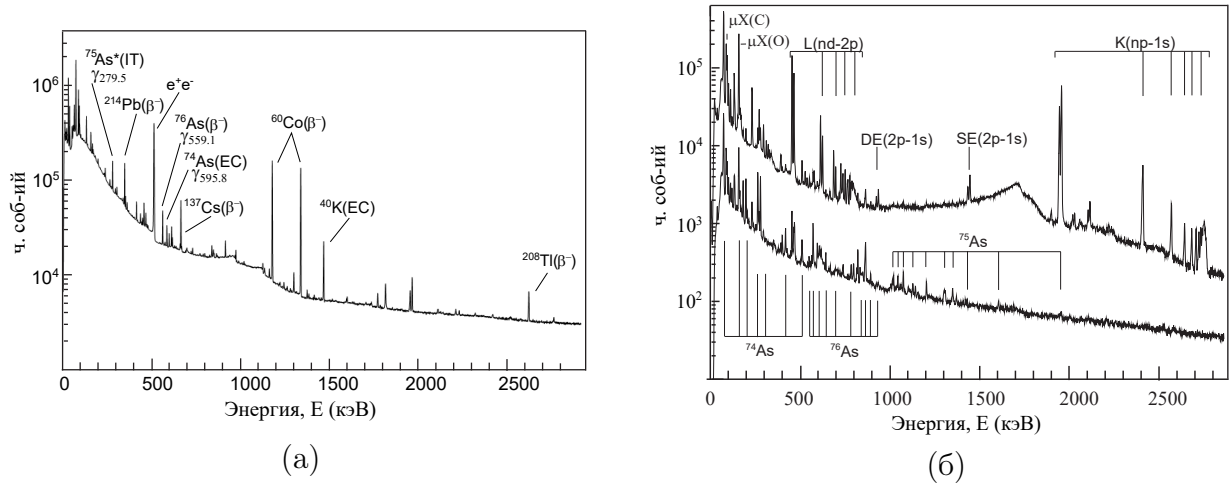


Рис. 5 — U -спектр (а) и коррелированные P - и D -спектры — (б), измеренные с помощью германиевого детектора Ge-2 (150 см³) с мишенью изотопически-обогащенного ^{76}Se .

спектры. В качестве маркеров при идентификации μX -линий использовались известные значения энергий $2p-1s$ переходов, измеренные ранее [A17].

Основными признаками идентификации γ -линий является энергия и интенсивность. При идентификации по энергии проведено сравнение имеющихся в D -спектрах γ -линий с переходами в P - и U -спектрах. Если какая-либо из линий в D с большой интенсивностью присутствовала в P или U , то эта линия исключалась из дальнейшего рассмотрения (при расчете полных скоростей захвата) или же “откладывалась” и рассматривалась позднее (при проведении баланса интенсивностей).

На рисунке 6 схематично показан ядерный захват мюона на примере ^{76}Se и сопровождающие этот захват процессы. Видно, что после захвата мюона дочерним для $0\nu 2\beta$ -распада ядром получившееся в возбужденном состоянии промежуточное (для $0\nu 2\beta$ -распада) ядро девозбуждается не только за счет γ -квантов (связанные состояния ядра), но и испарения нейтрона (наиболее вероятный), протона, двух нейтронов и т.д.

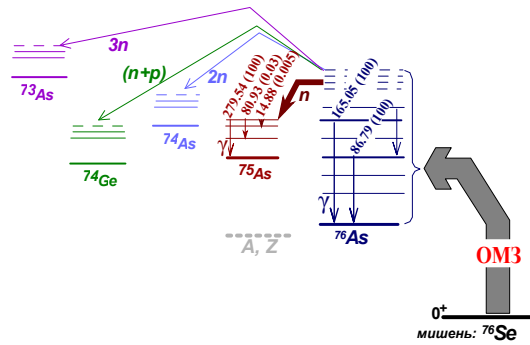


Рис. 6 — Ядерный захват мюона в ^{76}Se .

Таким образом, в получившихся D -спектрах наблюдаются γ -линии от многих изотопов, образовавшихся в результате μ -захвата. С помощью табличных данных [A18] проводилась идентификация отобранных (после сравнения с P - и U -спектрами) γ -линий по относительной и абсолютной интенсивности (см. рисунок 6).

Временная эволюция каждого γ перехода в любом дочернем ядре, сопровождающем мюонный захват в мишени (A, Z), обусловлена временем жизни мюонного атома τ_{tot} .

Полная скорость исчезновения мюона λ_{tot} определяется соотношением:

$$\lambda_{\text{tot}} = 1/\tau_{\text{tot}} = \lambda_{\text{cap}} + H \cdot \lambda_{\text{free}}, \quad (6)$$

где λ_{cap} и λ_{free} – полная скорость захвата и распада свободного мюона ($0.4552 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$), соответственно, H – фактор Хаффа, который вводится для расчета изменения фазового пространства связанного состояния мюона, распадающегося с К-оболочки.

Разработанная процедура определения полных скоростей захвата мюона в исследуемых ядрах была использована впервые. Эта процедура (см. пример на рисунке 7) основана на исследовании временной эволюции интенсивных γ -линий [1] [A19], присущих конкретным изотопам (в отличие от общепринятого метода получения полной скорости мюонного захвата с помощью измерения спектров мишелевских электронов [A17]).

Время $t_{\mu\gamma}$ разделено на количество равных интервалов (каждый равен 10 нс), следующих друг за другом. Фрагменты энергетического спектра, содержащие область интереса, были построены для каждого временного интервала, как это показано на врезке рисунка 7. Самый простой способ анализа этих фрагментов – построение эволюции площади всего фрагмента – кривая (1) (рисунок 7). Однако, в этом случае результаты будут содержать не только саму линию, но и фоновые события. Поскольку фон может происходить от разных процессов, его временное поведение (кривая (2)) может отличаться от экспоненты.

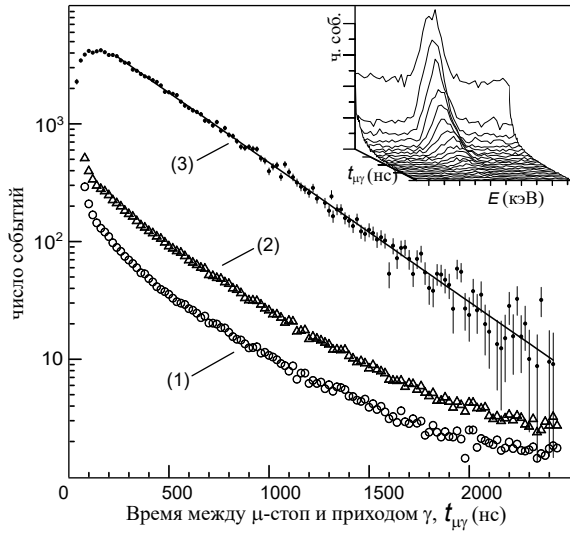


Рис. 7 — Временная эволюция γ -линии 227 кэВ, сопровождающей ОМЗ в ^{48}Ti .

Более точным методом определения параметров экспоненты является фитирование фрагмента гауссианом с пятью параметрами. Значения отфитированных S_i (площадь i -го фрагмента) представлены кривой (3) на рисунке 7.

Скорость исчезновения мюона λ_{tot} включает в себя скорость μ -захвата λ_{cap} , которая в свою очередь состоит из парциальных скоростей μ -захвата на все состояния образовавшихся ядер, включая в себя основное состояние ($j=0$), связанные возбужденные состояния ($j=1, 2, \dots$), а также высоковозбужденные состояния, распадающиеся с эмиссией нуклонов:

$$\lambda_{\text{cap}} = \lambda_{\text{cap}}(0n) + \lambda_{\text{cap}}(1n) + \lambda_{\text{cap}}(2n) + \lambda_{\text{cap}}(1p) + \dots, \quad (7)$$

Для теоретических расчетов ЯМЭ важно иметь экспериментальные данные о парциальных вероятностях P_j или скоростях μ -захвата λ_j на конкретные связанные состояния j . Одной из основных целей работы являлось измерение парциальных вероятностей захвата при заселении связанных состояний дочернего ядра ($A, Z-1$), т.е. в реакции при

захвате мюона без вылета нейтрона или протона. Определение парциальных вероятностей захвата требует детальной оценки баланса интенсивностей γ -переходов между связанными состояниями дочернего ядра [A20].

Выход числа мюонов Y_j , захваченных на конкретное состояние j , от общего количества мюонов, остановившихся в конкретном изотопе, может быть выражен через парциальную скорость μ -захвата как

$$\lambda_j = Y_j \cdot \lambda_{\text{tot}} , \quad (8)$$

и относительную вероятность

$$P_j = \frac{\lambda_j}{\lambda_{\text{cap}}} \cdot 100\% = \frac{Y_j \lambda_{\text{tot}}}{\lambda_{\text{cap}}} \cdot 100\% . \quad (9)$$

Заселение конкретного уровня j с помощью ОМЗ может быть определено как разность между полной интенсивностью разряжающих I_{out}^γ и заселяющих I_{in}^γ его γ -переходов:

$$\text{Excited state, } j \quad \begin{array}{c} \text{feeding:} \downarrow \gamma_1 \downarrow \gamma_2 \downarrow \gamma_3 \quad \sum(I_i^\gamma) = I_{\text{in}}^\gamma \\ \text{de-excitation:} \downarrow \gamma_4 \downarrow \gamma_5 \quad I_{\text{out}}^\gamma = I_{\text{in}}^\gamma + Y_j \end{array} \quad Y_j \quad \text{ОМС} \quad (10)$$

Интенсивность каждой конкретной γ -линии I_i^γ может быть получена из детального анализа D -спектров как:

$$I_i^\gamma = \frac{S_i^\gamma}{\eta_i \varepsilon \sum_n I(K_n)} , \quad (11)$$

где η_i – относительная эффективность детектора, $\varepsilon \sum_n I(K_n)$ – сумма интенсивностей всех мезорентгеновских переходов K -серии в исследуемом изотопе с учетом изотопического обогащения ε , и S_i^γ – площадь γ -пика в спектре. Ошибка определения значений парциальных вероятностей μ -захвата оценивалась как полная систематическая ошибка [A21] косвенных измерений.

Полная скорость μ -захвата $\lambda_{\text{cap}}(xn \text{ } yp)$ (так же как и полная скорость μ -захвата на все связанные состояния $\lambda_{\text{cap}}(0n)$) и вероятность P_{cap} образования продуктов реакции ($\mu^-, \nu \text{ } xn \text{ } yp$) могут быть определены следующим образом:

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{cap}}(xn \text{ } yp) &= Y_{\text{cap}}(xn \text{ } yp) \cdot \lambda_{\text{tot}} , \\ \lambda_{\text{cap}}(0n) &= \sum_{j=0,1,..} \lambda_j = Y_{\text{cap}}(0n) \cdot \lambda_{\text{tot}} , \end{aligned} \quad (12)$$

и

$$P_{\text{cap}} = \frac{\lambda_{\text{cap}}(xn \text{ } yp)}{\lambda_{\text{cap}}} \cdot 100\% = \frac{Y_{\text{cap}}(xn \text{ } yp) \lambda_{\text{tot}}}{\lambda_{\text{cap}}} \cdot 100\% . \quad (13)$$

Интенсивность задержанных γ -линий не дает информации о парциальном заселении основного состояния ядер (λ_0) или изомерных состояний, так как эти состояния могут быть долгоживущими или стабильными, и таким образом не дать вклада в интервал W

при записи коррелированных событий. Тем не менее, если основное состояние дочернего ядра нестабильно (распадается по каналам $-\beta^-/\beta^+/\text{EC}$), то γ излучение с интенсивностью $I^\gamma(U)$, сопровождающее распад этих состояний, может быть исследовано с помощью U -спектров. Это позволяет оценить активность дочерних ядер и извлечь их общий выход $Y_{\text{cap}}(xn \text{ } yp)$:

$$Y_{\text{cap}}(xn \text{ } yp) = \frac{I^\gamma(U)}{BR(U)} \cdot CF, \quad (14)$$

где $BR(U)$ – соотношение вероятностей переходов некоррелированных γ -лучей [A18]. Коррекционный параметр CF зависит от соотношения между временем экспозиции t_{exp} и временем жизни основного состояния $\tau_{\text{g.s.}}$. Этот фактор учитывает время наработки и распада исследуемого долгоживущего состояния.

В четвертой главе дается описание измерений с обогащенными изотопами и природными смесями – ^{48}Ti , ^{76}Se и ^{nat}Se , ^{106}Cd и ^{nat}Cd , ^{82}Kr и ^{nat}Kr , ^{150}Sm , и приводятся полученные результаты измерений. Обсуждается соответствие полученных результатов с формулой Примакова и теоретическими предсказаниями ЯМЭ для $0\nu 2\beta$ -распада.

Измерения с ^{48}Ti : 1,5 г оксида титана $^{48}\text{TiO}_2$ были размещены внутри счетчика СЗ (см. рисунок 3(а)). Изотопический состав титановой мишени: ^{46}Ti – 0.8%, ^{47}Ti – 1.2%, ^{48}Ti – 95.8%, ^{49}Ti – 1.4%, ^{50}Ti – 0.8%. Общее время экспозиции ~ 73 ч, среднее число μ -стопов в мишени $12.8 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. В P -спектрах были исследованы μX -лучи и γ -линии после μ -захвата в D -спектрах. Извлечение значений τ основывалось на наиболее интенсивных задержанных γ -линиях. Результаты фитирования показаны на рисунке 8(а).

Полученные значения времени жизни и полной скорости мюонного захвата представлены в сводной таблице 1, вероятности парциального захвата в реакции $^{48}\text{Ti}(\mu^-, \nu)^{48}\text{Sc}^*$ приведены в таблице 2.

Измерения с ^{76}Se и ^{nat}Se : мишени для этих измерений были сделаны из порошка металлического селена. Изотопический состав обогащенной мишени: ^{74}Se – 0.07%, ^{76}Se – 92.4%, ^{77}Se – 1.17%, ^{78}Se – 2.28%, ^{80}Se – 3.44%, ^{82}Se – 0.64%. Количество остановок мюонов с обогащенным и природным селеном составляло $\sim 1.7 \cdot 10^4$ и $2.5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, соответственно; а время экспозиции 154 и 43 ч.

Измеренные полные скорости захвата в различных изотопах селена показаны на рисунке 8(б). На рисунке кривые разделены на две части: γ -линии, соответствующие мюонному захвату в изотопически-обогащенной мишени ^{76}Se , и γ -линии, измеренные с натуральным селеном ^{nat}Se . Наблюдается экспоненциальное поведение первой части с параметром τ . γ -линии, соответствующие другим изотопам, имеют различный угол наклона экспоненты. Полученные времена жизни мюона и полные скорости мюонного захвата λ_{cap} в различных изотопах селена представлены в сводной таблице 1 по всем исследуемым изотопам. Парциальные вероятности мюонного захвата в $^{76}\text{Se}(\mu^-, \nu 0n)^{76}\text{As}$ реакции представлены в таблице 2. Также, в результате исследования U -спектров, измеренных с мишенью ^{76}Se , были получены выходы изотопов в реакции $(\mu^-, \nu xn \text{ } yp)$.

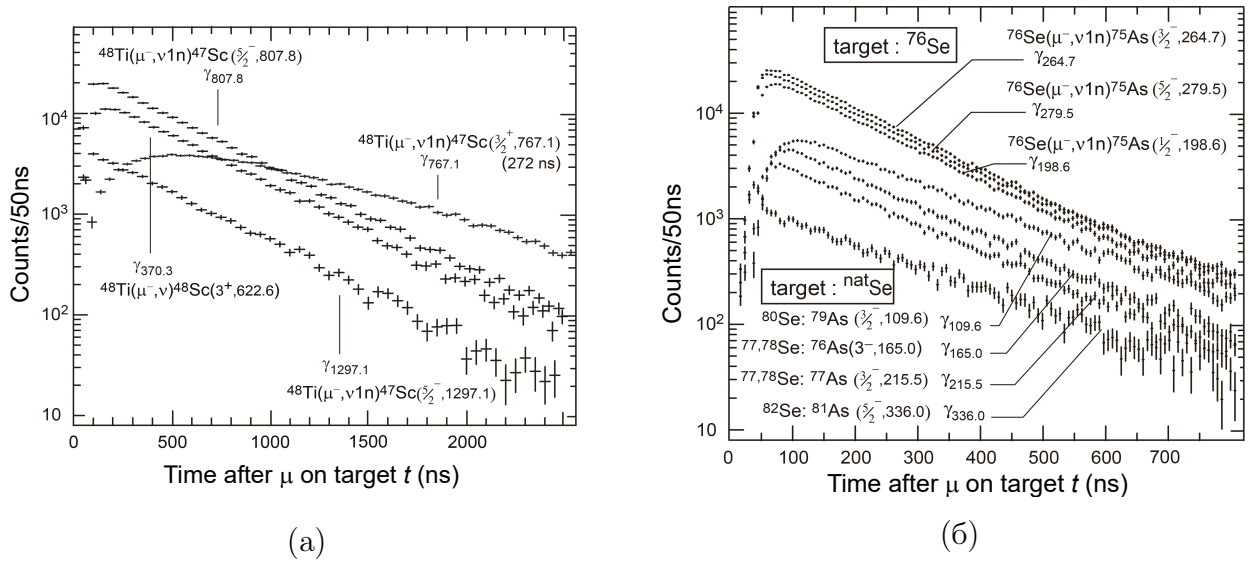


Рис. 8 — Эволюция интенсивности γ -линий со временем после остановки мюона в мишенях: ^{48}Ti — рисунок (а); ^{76}Se и ^{nat}Se — рисунок (б).

Для исследования ^{nat}Kr и обогащенного ^{82}Kr была использована мишень при атмосферном давлении специально разработанной конструкции (см. рисунок 3(б)).

Изотопный состав обогащенной мишени: ^{78}Kr — 0.01%, ^{80}Kr — 0.05%, ^{82}Kr — 99.8%, ^{83}Kr — 0.05%, ^{84}Kr — 0.01%, ^{86}Kr — 0.01%. Общее время экспозиции с измерением ^{82}Kr и ^{nat}Kr составило 122 и 41 ч, а количество μ остановок $\sim 1.5 \cdot 10^4$ и $5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, соответственно. Результаты полных скоростей захвата представлены в таблице 1.

Измерения полных и парциальных скоростей захвата с мишенями ^{106}Cd и ^{nat}Cd , а также ^{150}Sm были проведены по тому же принципу, что и с выше описанными мишенями. Семь изотопов (изомеров) в процессе μ -захвата в ^{150}Sm идентифицированы в U -спектрах, получены выходы продуктов реакции μ -захвата. Результаты измерений представлены в таблицах 1 и 2.

За период с 1992 по 2006 гг. нашей группой были измерены спектры мезорентгеновского излучения более 75 химических элементов на мюонных пучках μE1 и μE4 в институте Пауля Шеррера в Швейцарии (PSI, Виллиген). Полученные результаты были обработаны и собраны в виде электронного атласа, который размещен на сайте ОИЯИ — [A4], и постоянно пополняется. Последние измерения спектров мезорентгеновского излучения проводились на мюонном пучке в Исследовательском Центре Ядерных Проблем (RCNP, Осака, Япония, 2018 г.). Основной задачей автора являлась обработка мезорентгеновских спектров излучения всех измеренных элементов, а именно: детальная идентификация γ -линий элементов, графическая визуализация спектров и сведение этих спектров в каталог.

Интерактивный каталог (главная страница которого представлена на рисунке 9(а)) содержит спектры мюонных переходов $np-1s$ для всех измеряемых элементов. Для многих элементов также представлены L -, M -серии, и более (N , O и т. д.). Каж-

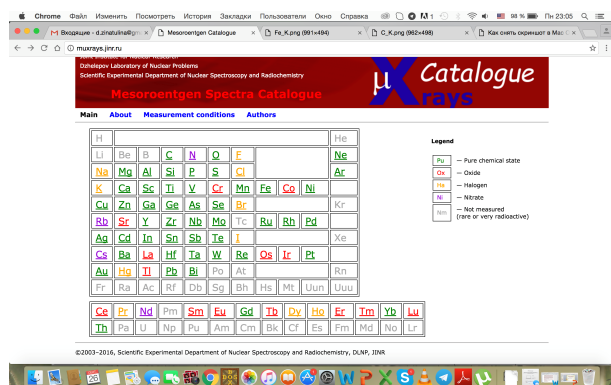
Таблица 1 — Время жизни мюона τ и полные скорости захвата мюона λ_{cap} в различных изотопах.

мишень	дочка	E_i^γ [кэВ]	τ [нс]	$\langle \lambda_{\text{cap}} \rangle$ [10^6c^{-1}]	мишень	дочка	E_i^γ [кэВ]	τ [нс]	$\langle \lambda_{\text{cap}} \rangle$ [10^6c^{-1}]
^{48}Ti	^{48}Sc	370.3	363.8(26)		$^{\text{nat}}\text{Se}$ (^{77}Se) (^{78}Se) (^{80}Se) (^{82}Se)	^{76}As ^{77}As ^{79}As ^{81}As	164.7 215.5 109.7 336.0	163.5(20) 165.9(19) 185.5(27) 208.2(68)	5.68(7) 5.59(7) 4.96(7) 4.37(14)
	^{47}Sc	807.8	359.7(28)						
	$^{47*}\text{Sc}$	1297.1	358.0(40)						
		767.1	358(10)[+272]						
			$\langle \rangle = 361.1(24)$						
^{76}Se	^{75}As	198.6	148.4(7)		$^{\text{nat}}\text{Cd}$ ($^{110,111}\text{Cd}$) ($^{111,112}\text{Cd}$) ($^{111,112}\text{Cd}$)	^{109}Ag ^{110}Ag ^{111}Ag	311.4 483.7 376.7 391.3	92.2(26) 95.0(70) 99.4(24) 99.5(22)	10.43(31) 10.11(75)
		264.7	148.4(5)						
		279.5	148.6(5)						
			$\langle \rangle = 148.48(10)$						
	(*)				(*)			$\langle \rangle = 99.45(5)$	9.600(5)
^{106}Cd	^{105}Ag	346.8	73.2(5)		$^{113,114}\text{Cd}$	^{113}Ag	270.8 366.8	102.2(16) 101.9(19)	9.380(14)
		433.2	72.4(8)						
			$\langle \rangle = 72.97(36)$						
			$\langle \rangle = 72.97(36)$						
	(*)				(*)			$\langle \rangle = 102.07(15)$	8.86(15)
^{82}Kr	^{82}Br ^{81}Br	244.8	142.9(6)		^{116}Cd	^{115}Ag	255.5	107.7(18)	8.86(15)
		276.0	142.6(3)						
			$\langle \rangle = 142.68(37)$						
			$\langle \rangle = 142.68(37)$						
	(*)				(*)				
^{150}Sm	^{149}Pm ^{148}Pm	114.0	82.1(6)		$^{\text{nat}}\text{Kr}$ ^{84}Kr ^{86}Kr	^{84}Br ^{85}Br	408.2 345.2	160.1(27) 173.5(26)	5.81(10) 5.33(8)
		188.4	82.3(10)						
		219.8	83.1(21)						
		233.0	81.7(21)						
			$\langle \rangle = 82.3(5)$						

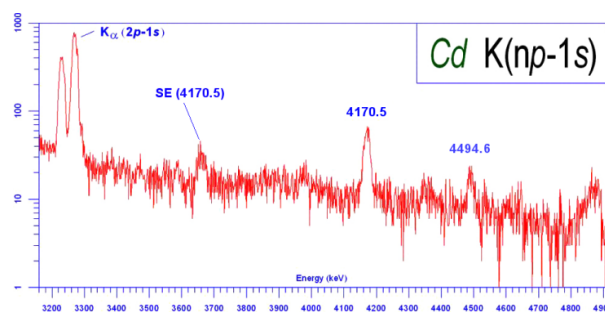
дая из линий серии представляет собой сложный мультиплет (из-за тонкого, сверхтонкого взаимодействий и изотопических сдвигов). Если на главной странице каталога выбрать конкретный элемент, можно увидеть полный μX -спектр этого элемента с представленными на нем различными сериями мезорентгеновских переходов. На рисунке 9(б) показан спектр K -серии Cd (каждую последующую серию – L -, M - и др. можно также просмотреть, выбрав их в полном спектре на веб-странице [A4]).

Таблица 2 — Парциальные вероятности мюонного захвата на возбужденные состояния ^{48}Sc , ^{76}As и ^{106}Ag .

мишень	дочка	E_j [кэВ]	J^π	P_j^μ [%]	E_j [кэВ]	J^π	P_j^μ [%]	E_j [кэВ]	J^π	P_j^μ [%]
^{48}Ti	^{48}Sc	0	6^+	g.s.	2275.5	2^+	0.71(42)	2980.8	1^+	0.53(29)
		1142.6	2^+	1.185(677)	2517.3	1^+	0.52(23)	3026.2	(2,3)	1.175(717)
		1401.6	2^-	1.136(707)	2640.1	$1,2^-$	1.064(628)	3056.5	1^+	0.45(24)
		1891.1	3^-	0.11(6)	2670.3	$1^-, 2^-$	0.19(6)	3149.9	1^+	0.14(8)
		2190.5	$3^+, 1^+$	0.55(32)	2729.0	$(4^+, 5^+)$	0.19(8)	$\Sigma = 8.40(157)$		
^{76}Se	^{76}As	0.0	2^-	g.s.	499.6	$[1^+, 2^-]$	0.99(36)	802.4	$(1^-, 2^-, 3^+)$	0.17(10)
		120.3	1^+	0.32(12)	505.2	$(2,3)^+$	0.25(6)	863.3	1^+	0.27(20)
		122.2	$(1)^-$	0.21(11)	517.6	$(1,2^+)$	0.24(11)	893.2	$(1^-, 2^-, 3^+)$	0.23(10)
		165.0	$(3)^-$	0.54(31)	544.0	$(2,3)^-$	0.39(24)	924.7	$(\leq 3)^-$	0.24(10)
		203.5	$(0,1)^+$	0.08(4)	610.0	$(1,2,3^-)$	0.68(20)	939.7	$(1,2,3)$	0.33(25)
		280.3	$(1,2)^+$	0.11(5)	640.1	$(1^-, 2^-)$	0.18(9)	958.4	≤ 3	0.13(8)
		292.6	$(2,3,4)^-$	0.05(1)	669.1	$(1^+, 2^+)$	0.64(20)	985.5	$(1,2,3)^+$	0.21(12)
		328.5	$(3,4)^-$	0.09(4)	681.1	$(1-4)$	0.33(10)	1026.2	$[1^+, 3^+]$	0.96(24)
		352.4	$(3)^-$	0.05(2)	734.4	$(\leq 4)^-$	0.08(4)	1034.2	$(1,2,3)^+$	0.13(8)
		401.8	$(1,2)^+$	0.41(26)	751.8	$(0^-, 1,2)$	0.37(19)	1064.5	1^+	0.23(15)
		436.8	$(1,2,3)^-$	0.28(13)	756.6	$(0^+, 3^+)$	0.26(10)			
		447.2	$(1,2)^+$	0.46(23)	774.4	$[1^+, 3^+]$	0.23(11)			
		471.0	$(2)^-$	0.05(4)	793.6	$(1,2,3)^+$	0.20(15)	$\Sigma = 11.99(105)$		
^{106}Cd	^{106}Ag	0	1^+	g.s.	542.6	$(6)^+$	0.39(26)	861.6	$(3^-, 4, 5^-)$	0.31(13)
		89.7	6^+	isom.state	565.1	$(2,3)^-$	1.07(66)	917.4	$1^-, 2^-, 3^-$	0.30(17)
		110.7	$(2)^+$	0.67(47)	596.0	$1^-, 2^-, 3^-$	0.60(49)	936.5	$(0^-, 1^-)$	0.23(13)
		205.9	$(3)^+$	0.37(34)	597.3	$1^-, 2^-, 3^-$	0.72(52)	1003.4	$(0^-, 1^-)$	0.34(20)
		234.6	$(1^+, 2^+, 3^+)$	0.64(41)	602.8	$(2^-, 3^-)$	0.60(32)	1063.2	$(4^+, 5^+)$	0.26(11)
		277.0	$1^-, 2^-$	1.43(115)	661.3	1^-	0.61(33)	1133.9	(4^+)	0.08(6)
		364.4	$(2,3)^-$	0.51(41)	698.2	$1^-, 2^-, 3^-$	0.36(23)	1145.1	$(2^-, 3^-, 4^-)$	0.18(12)
		389.1	3^+	0.66(50)	730.4	(2^+)	0.34(13)	1303.3	$(5^-, 6^-, 7^-)$	0.26(15)
		416.6	(1^-)	0.92(51)	741.6	$(3^+, 4^+)$	0.43(22)	1329.5	$(3^-, 4^-)$	0.37(20)
		425.0	$(2,3)^-$	0.57(37)	765.2	6^-	0.23(19)			
		449.1	$(4)^+$	0.22(10)	769.7	$1^-, 2^-, 3^-$	0.30(17)	$\Sigma(\text{to } 1^+ \text{ g.s.})=12.36(201)$		
		468.8		0.06(4)	812.0	(3^-)	0.21(18)	$\Sigma(\text{to } 1^+ \text{ and } 6^+)=14.26(220)$		



(а)



(б)

Рис. 9 — (а) – Периодическая таблица с главной страницы созданного каталога (muxrays.jinr.ru); (б) – K -серия Cd в масштабе.

В **заключении** приведены основные результаты работы:

1. Разработана и создана мишень, позволяющая исследовать μ -захват на мишенях малой массы, в том числе газов при атмосферном давлении, а также измерять γ -спектры в низкоэнергетичной области (вплоть до 14 кэВ). С ее помощью на пучке низкоэнергетичных отрицательных мюонов на мезонной фабрике PSI (Швейцария) было проведено исследование μ -захвата в мишенях ^{82}Kr и ^{nat}Kr .
2. Проанализированы временные и энергетические спектры, измеренные в μ -захвате с ^{48}Ti , ^{76}Se и ^{nat}Se , ^{106}Cd и ^{nat}Cd , ^{82}Kr и ^{nat}Kr , ^{150}Sm мишенями. На основании этого получены значения полных скоростей мюонного захвата в ^{48}Ti , ^{76}Se и ^{nat}Se , ^{106}Cd и ^{nat}Cd , ^{82}Kr и ^{nat}Kr , ^{150}Sm . При этом полные скорости мюонного захвата в мишенях ^{48}Ti , ^{76}Se , ^{106}Cd , ^{150}Sm , ^{82}Kr и ^{nat}Kr были измерены впервые, а у ^{nat}Se и ^{nat}Cd точность улучшена в 10 – 20 раз. Полученные времена жизни мюона и скорости μ -захвата согласуются с формулой Примакова.
3. Впервые получены значения парциальных вероятностей мюонного захвата на связанные состояния ^{48}Sc , ^{76}As и ^{106}Ag . Полученные результаты в настоящее время используются для вычисления ЯМЭ $0\nu 2\beta$ -распада в ^{48}Ca , ^{76}Ge и ^{106}Cd . Анализ данных по ^{82}Kr продолжается.
4. Впервые определены выходы продуктов реакции (μ^-, ν xn yp) с мишенями ^{76}Se и ^{150}Sm .
5. Впервые, на основе измеренных мезорентгеновских спектров излучения, создан интерактивный атлас для 75 элементов. Каталог размещен на сайте ОИЯИ [A4] и находится в открытом доступе.

Публикации автора по теме диссертации

1. Egorov V. G., Brudanin V. B., Gromov K. Y. et al. $\mu\text{CR}42\beta$: Muon capture rates for double-beta decay // Czechoslovak Journal of Physics. 2006. Vol. 56, no. 5. P. 453.
2. Zinatulina D., Gromov K., Brudanin V. et al. Muon capture in Ti, Se, Kr, Cd and Sm // AIP Conf. Proc. 2007. Vol. 942. P. 91.
3. Zinatulina D. R., Gromov K. Y., Brudanin V. B. et al. Muon capture rates in Se and Cd isotopes // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2008. Vol. 72, no. 6. P. 737.
4. Zinatulina D. R., Briançon C., Brudanin V. B. et al. Negative-muon capture in ^{150}Sm // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2010. Vol. 74, no. 6. P. 825.
5. Zinatulina D., Brudanin V., Briançon C. et al. OMC studies for the matrix elements in $\beta\beta$ decay // AIP Conf. Proc. 2013. Vol. 1572. P. 122.
6. Zinatulina D., Brudanin V., Egorov V. et al. Ordinary muon capture (OMC) studies by means of γ -spectroscopy // AIP Conf. Proc. 2017. Vol. 1894, no. 1. P. 020028.
7. Zinatulina D., Briançon C., Brudanin V. et al. Electronic catalogue of muonic X-rays // EPJ Web Conf. 2018. Vol. 177. P. 03006.
8. Zinatulina D., Brudanin V., Egorov V. et al. Ordinary muon capture studies for the matrix elements in $\beta\beta$ decay // Phys. Rev. C. 2019. Vol. 99. P. 024327.
9. Зинатулина Д.Р. Электронный каталог мезорентгеновских спектров излучения // Ядерная Физика. 2019. Vol. 82, no. 3. P. 228.

Цитированная литература

- A1. Hans Volker Klapdor-Kleingrothaus A. S. Non-accelerator particle physics, Ed. by I. of Physics Pub. 1 edition. Bristol and Philadelphia, 1995. Vol. 1.
- A2. Suhonen J., Civitarese O. Weak-interaction and nuclear-structure aspects of nuclear double beta decay // Physics Reports. 1998. Vol. 300, no. 3. P. 123 – 214.
- A3. Raduta A. A., Haug O., Simkovic F., Faessler A. New results for two neutrino double beta decay with large particle-particle two-body proton neutron interaction // J. Phys. 2001. Vol. G27. P. 2429–2454.
- A4. Briançon C., Brudanin V., Egorov V. et al. Mesoroentgen Spectra Catalogue. <http://muxrays.jinr.ru>. 2016.
- A5. Arnold R., Augier C., Baker J. et al. Measurement of double beta decay of ^{100}Mo to excited states in the NEMO 3 experiment // Nuclear Physics A. 2007. Vol. 781, no. 1. P. 209 – 226.

- A6. Agostini M., Bakalyarov A. M., Balata M. et al. Improved Limit on Neutrinoless Double- β Decay of ^{76}Ge from GERDA Phase II // Phys. Rev. Lett. 2018. — Mar. Vol. 120. P. 132503.
- A7. Aalseth C. E., Abgrall N., Aguayo E. et al. Search for Neutrinoless Double- β Decay in ^{76}Ge with the Majorana Demonstrator // Phys. Rev. Lett. 2018. — Mar. Vol. 120. P. 132502.
- A8. Alduino C., Alessandria F., Alfonso K. et al. First Results from CUORE: A Search for Lepton Number Violation via $0\nu\beta\beta$ Decay of ^{130}Te // Phys. Rev. Lett. 2018. — Mar. Vol. 120. P. 132501.
- A9. Albert J. B., Anton G., Badhrees I. et al. Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the Upgraded EXO-200 Detector // Phys. Rev. Lett. 2018. — Feb. Vol. 120. P. 072701.
- A10. Rukhadze N., Brudanin V. B., Egorov V. G. et al. Search for double beta decay of ^{106}Cd in the TGV-2 experiment // Journal of Physics: Conference Series. 2016. — may. Vol. 718. P. 062049.
- A11. Engel J., Menéndez J. Status and future of nuclear matrix elements for neutrinoless double-beta decay: a review. // Rep. Prog. Phys. 2017. Vol. 80. P. 046301.
- A12. Thies J. H., Frekers D., Adachi T. et al. The $(^3\text{He}, t)$ reaction on ^{76}Ge , and the double- β -decay matrix element // Phys. Rev. C. 2012. — Jul. Vol. 86. P. 014304.
- A13. Grewe E.-W., Bäumer C., Dohmann H. et al. The $(d, ^2\text{He})$ reaction on ^{76}Se and the double- β -decay matrix elements for $A = 76$ // Phys. Rev. C. 2008. — Oct. Vol. 78. P. 044301.
- A14. Kortelainen M., Suhonen J. Ordinary muon capture as a probe of virtual transitions of $\beta\beta$ decay // Europhys. Lett. 2002. Vol. 58, no. 5. P. 666.
- A15. Briancon C., Brudanin V., Deutsch J. et al. PSI experiment R-02-02. 2002.
- A16. Балашов, В.В. Коренман, Г.Я. и Эрамжян, Р.А.. Поглощение мезонов атомными ядрами. 1 изд. Атомиздат: Москва, 1978. Т. 1.
- A17. Measday D. F. The nuclear physics of muon capture // Physics Reports. 2001. Vol. 354. P. 243 – 409.
- A18. National Nuclear Data Center and Brookhaven National Laboratory. <http://www.nndc.bnl.gov>. 2007.
- A19. Fynbo H. O. U., Egorov V., Brudanin V. et al. The muon capture rate of ^{48}Ca // Nucl. Phys. 2003. Vol. A724. P. 493–501.
- A20. Gorringer T. P., Armstrong D. S., Arole S. et al. Measurement of partial muon capture rates in $1s - 0d$ shell nuclei // Phys. Rev. C. 1999. — Oct. Vol. 60. P. 055501.
- A21. Leo W. R. Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach; 2nd ed. Berlin: Springer, 1994.