

На правах рукописи

Елисеев Сергей Александрович

**Высокопрецизионные измерения масс нуклидов
ловушками Пеннинга для широкого спектра задач
фундаментальной физики**

Специальность

01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат

11 МАЙ 2016

диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург
2016



Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении
«Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова»
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», г. Гатчина.

Научный консультант: Повников Юрий Николаевич, доктор физико-математических наук, профессор, ФГБУ «Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова» НИЦ «Курчатовский институт», г. Гатчина.

Официальные оппоненты: Аруев Николай Николаевич, доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией масс-спектрометрии физико-технического института им. А. Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург;

Карпешин Фёдор Фёдорович, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Всероссийского научно-исследовательского института метрологии им. Д. И. Менделеева, г. Санкт-Петербург;

Чечев Валерий Павлович, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник АО «Радиевый институт им. В. Г. Хлопина», г. Санкт-Петербург.

Ведущее учреждение: Лаборатория ядерных реакций им. Г. Н. Флёрва Объединённого института ядерных исследований, г. Дубна.

Защита состоится 28 июня 2016 г. в 11 часов на заседании диссертационного совета Д 212.232.16 по защите докторских и кандидатских диссертаций при Санкт-Петербургском государственном университете по адресу: 199004, Россия, Санкт-Петербург, Средний проспект В. О., д. 41/43, Институт наук о Земле, ауд. 304.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке им. М. Горького СПбГУ.

Автореферат разослан « ____ » _____ 2016 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета Д 212.232.16
кандидат физико-математических наук,
доцент



Власников А. К.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Данная работа посвящена разработке высокопрецизионных методов измерения масс нуклидов ловушками Пеннинга для задач фундаментальной физики и использованию этих методов для измерения масс большого числа как короткоживущих, так и долгоживущих нуклидов для широкого спектра физических задач.

Одной из ключевых характеристик нуклида является его масса. Прецизионное измерение этой величины позволяет с достаточно высокой точностью определить полную энергию связи нуклида, которая является интегральной характеристикой всех атомных и ядерных сил, действующих в нуклиде, и, следовательно, ключом к решению многих задач фундаментальной физики: физики ядра [1, 2], астрофизики [3–6], нейтринной физики [7], метрологии [8] и физики фундаментальных взаимодействий и симметрий [9, 10].

Относительная точность, с которой необходимо знать массу определённого нуклида, зависит от конкретной физической задачи. Например, для определения в ядре протонных и нейтронных замкнутых оболочек достаточно знать массу нуклида с относительной точностью порядка 10^{-6} , а для исследования феномена деформации ядер и поиска так называемых гало-ядер – массу исследуемых нуклидов с точностью как минимум 10^{-7} . Аналогичная точность требуется для корректного описания образования тяжёлых элементов в астрофизических процессах быстрых захватов нейтронов (r -процесс) и протонов (rp -процесс). Для проверки теории слабого взаимодействия, в частности гипотезы сохранения векторного тока (CVC) и унитарности СКМ-матрицы, необходимо знать отношение масс материнских и дочерних нуклидов сверхразрешённых β -переходов с точностью порядка 10^{-8} . Во всех вышеперечисленных задачах исследуются короткоживущие нуклиды с периодами полураспада, обычно не превышающими нескольких секунд. Для определения типа нейтринно требуется знание отношения масс фактически стабильных материнских и дочерних нуклидов двойных ЕС-переходов с точностью порядка 10^{-9} . Наивысшая точность, превышающая 10^{-11} , требуется при измерении отношения масс таких пар нуклидов, как ${}^3\text{He}/{}^3\text{H}$, ${}^{187}\text{Re}/{}^{187}\text{Os}$ и ${}^{163}\text{Ho}/{}^{163}\text{Dy}$, для возможности определения массы нейтринно на уровне порядка нескольких сотен мэВ/ c^2 .

В настоящее время наиболее продвинутой методикой измерения масс нуклидов является высокопрецизионная масс-спектрометрия на базе ловушек Пеннинга, получившая бурное развитие в последние два десятилетия. Масс-спектрометры на основе этого метода не имеют себе равных в разрешающей способности и точности определения масс, и поэтому они стали «рабочими лошадками» в экспериментах по измерению масс нуклидов для фундаментальной физики. Ловушка Пеннинга представляет собой суперпозицию сильного постоянного однородного магнитного и постоянного квадрупольного электростатического полей. Данная конфигурация полей

позволяет удерживать заряженные частицы в малом объёме довольно продолжительное время. Масса m заряженной частицы с зарядом q определяется посредством измерения циклотронной частоты ν_c вращения данной частицы в магнитном поле B :

$$\nu_c = \frac{1}{2\pi} \frac{q}{m} B. \quad (1)$$

Один из таких масс-спектрометров, SHIPTRAP, запущенный с ведущим участием автора диссертации в Центре по изучению тяжелых ионов им. Гельмгольца (GSI) в Дармштадте (Германия), был использован для проведения первого в мире прямого измерения масс некоторых изотопов трансурановых элементов nobelia и лоуренсия и выполнения программы по поиску резонансного усиления безнейтринного ядерного двойного электронного захвата. Также автором были проведены измерения масс с относительной точностью порядка $2 \cdot 10^{-10}$ ряда нуклидов для проверки квантовой электродинамики в сильных электромагнитных полях и для целей нейтринной физики. Для этого автором диссертации была предложена и внедрена принципиально новая методика, получившая название Phase-Imaging Ion-Cyclotron-Resonance (PI-ICR) Technique [11]. Стоит подчеркнуть, что благодаря новой методике впервые в мире было измерено с относительной точностью $2 \cdot 10^{-10}$ отношение свободных циклотронных частот *однозарядных* ионов серии тяжёлых нуклидов.

Под руководством автора диссертации в Институте ядерной физики Общества Макса Планка (МФИ) в Гейдельберге, Германия [12, 13] создан и введён в эксплуатацию масс-спектрометр PENTATRAP, на котором в ближайшем будущем впервые станет возможным определение масс широкого спектра долгоживущих нуклидов с относительной точностью, значительно превышающей 10^{-11} . Такие точности определения масс необходимы, например, для определения масс (анти)нейтринно на уровне нескольких сотен мэВ/с² из анализа процессов β -распада ^{187}Re и электронного захвата в ^{163}Ho .

Цель и задачи диссертационной работы

1. Создание элементов установки SHIPTRAP для проведения онлайн-экспериментов по измерению масс короткоживущих протоноизбыточных нуклидов, полученных в ядерных реакциях слияния-испарения.
2. Подготовка и проведение онлайн-измерений масс сверхтяжёлых короткоживущих нуклидов $^{252-255}\text{No}$ и $^{255, 256}\text{Lr}$ – первых прямых измерений масс трансурановых нуклидов.
3. Подготовка и проведение серии офлайн-измерений разницы масс большого количества пар стабильных нуклидов в рамках программы по поиску резонансного усиления безнейтринного ядерного двойного электронного захвата.
4. Предложение, разработка и внедрение фазового метода определения свободной циклотронной частоты иона и проведение с помощью данной

методики измерений отношения масс долгоживущих пар нуклидов $^{48}\text{Ca}/^{12}\text{C}_4$, $^{132}\text{Xe}/^{131}\text{Xe}$, $^{163}\text{Ho}/^{163}\text{Dy}$ и $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ с относительной точностью, близкой к 10^{-10} .

5. Создание установки PENTATRAP для прямого измерения масс долгоживущих нуклидов с ультрапрецизионной относительной точностью, превышающей 10^{-11} .

Научная новизна и практическая ценность работы

В работах, являвшихся основой данной диссертации, получены следующие новые научные результаты.

1. Впервые в мире были проведены прямые высокопрецизионные измерения масс трансурановых нуклидов с помощью ловушки Пеннинга. Измерены массы сверхтяжёлых нуклидов нобелия и лоуренсия, имеющих наименьшие сечения образования, когда-либо исследованные с помощью ловушек Пеннинга. Практическая ценность данных измерений заключается в демонстрации возможности проведения подобного рода прямых высокопрецизионных измерений масс трансурановых нуклидов с сечениями образования, не превышающими нескольких десятков нбарн. По результатам данных экспериментов было сделано заключение о возможности проведения на установке SHIPTRAP прямых измерений нуклидов с протонными числами, достигающими $Z = 110$. Построен участок ландшафта масс сверхтяжёлых элементов.

2. В экспериментах по определению типа нейтрино упор всегда делался на исследование безнейтринного двойного β -распада. Альтернативный и по некоторым параметрам более удобный для исследования процесс безнейтринного двойного захвата электронов ядром ($0\nu 2\text{EC}$) не привлекал к себе должного внимания из-за его очень малой вероятности. Тем не менее в некоторых случаях вероятность процесса, зависящая от разности масс материнского и дочернего нуклидов, может быть значительно большей в результате его резонансного усиления. Автором диссертации была предложена и реализована комплексная программа по поиску нуклидов, в которых возможно резонансное усиление процесса безнейтринного двойного электронного захвата. Эта программа заключается в прямом прецизионном измерении разности масс материнского и дочернего нуклидов большого числа $0\nu 2\text{EC}$ -переходов. Практическая ценность данных кропотливых измерений сводится к нахождению двух резонансно усиленных случаев. Для одного из них, а именно для $0\nu 2\text{EC}$ в ^{156}Dy , была открыта возможность существования феномена мультирезонансного усиления.

3. Автором был предложен, разработан и внедрён на установке SHIPTRAP совершенно новый метод определения масс нуклидов (метод PI-ICR). Практическая ценность данной методики заключается в том, что она позволяет определять с относительной точностью (лучше чем 10^{-7}) массы короткоживущих нуклидов с периодами полураспада всего несколько миллисекунд, что на данный момент невозможно достичь ни с одной из существующих методик. Измеренные с помощью метода PI-ICR отношения масс долгоживущих пар нуклидов

$^{48}\text{Ca}/^{12}\text{C}_4$, $^{163}\text{Ho}/^{163}\text{Dy}$ и $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ с относительной точностью, близкой к 10^{-10} , важны для развития экспериментов по определению массы нейтрино, а также для теста квантовой электродинамики в сильных электромагнитных полях. Метод PI-ICR начал активно внедряться в различных лабораториях: TRIGATRAP в Майнце (Германия) и JYFLTRAP в Ювяскюля (Финляндия).

4. Созданная под руководством автора данной работы установка PENTATRAP является единственным масс-спектрометром, который в ближайшем будущем позволит проводить измерения масс долгоживущих нуклидов с относительной точностью, значительно превышающей 10^{-11} . Это позволит, например, определить Q -значение электронного захвата в ^{163}Ho с точностью как минимум 1 эВ.

Апробация работы

Результаты диссертационной работы докладывались автором на следующих конференциях и семинарах:

- 1) международной научной конференции TCP-2006 (Ванкувер, Канада, 2006),
- 2) международной научной конференции EMIS-2007 (Довиль, Франция, 2007),
- 3) симпозиуме на тему «Физика массивных нейтрино» (Милос, Греция, 2008),
- 4) семинаре, посвящённом измерениям масс трансурановых нуклидов на установке SHIPTRAP (Гейдельберг, Германия, 2009),
- 5) международной научной конференции DPG-2009 (Гамбург, Германия, 2009),
- 6) международной научной конференции Heraeus Seminar – 2009 (Бад-Хоннеф, Германия, 2009),
- 7) международном научном симпозиуме SFB-2009 (Гейдельберг, Германия, 2009),
- 8) семинаре, посвящённом высокопрецизионной масс-спектрометрии на базе ловушек Пеннинга (Гейдельберг, Германия, 2010),
- 9) международной научной конференции TCP-2010 (Саариселкэ, Финляндия, 2010),
- 10) семинаре в ПИЯФ НИЦ КИ на тему «Проект PENTATRAP» (Гатчина, Россия, 2010),
- 11) рабочем совещании в научном центре GSI на тему «Безнейтринный двойной электронный захват» (Дармштадт, Германия, 2011),
- 12) семинаре, посвящённом использованию ловушек Пеннинга в нейтринной физике (Гейдельберг, Германия, 2011),
- 13) международной научной конференции DPG-2011 (Дрезден, Германия, 2011),
- 14) семинаре, посвящённом безнейтринному двойному электронному захвату (Гейдельберг, Германия, 2011),

- 15) международной научной конференции ARIS-2011 (Лёвен, Бельгия, 2011),
- 16) международной научной конференции MEDEX-2011 (Прага, Чехия, 2011),
- 17) международной научной конференции EXON-2012 (Владивосток, Россия, 2012),
- 18) международной научной конференции DPG-2013 (Ганновер, Германия, 2013),
- 19) международной научной конференции LASER-2013 (Познань, Польша, 2013),
- 20) международной научной конференции INPC-2013 (Флоренция, Италия, 2013),
- 21) международной научной конференции EMMI Physics Days – 2013 (Дармштадт, Германия, 2013),
- 22) семинаре в отделении атомной физики научного центра GSI (Дармштадт, Германия, 2013),
- 23) семинаре в ПИЯФ НИЦ КИ на тему «Ловушки Пеннинга для фундаментальной физики» (Гатчина, Россия, 2014),
- 24) международной научной конференции DPG-2014 (Берлин, Германия, 2014),
- 25) ежегодной конференции в научном центре GSI на тему «Методика PI-ICR» (Дармштадт, Германия, 2014),
- 26) международной научной конференции Heraeus Seminar – 2014 (Бад-Хоннеф, Германия, 2014),
- 27) международной научной конференции ECT-2014 (Тренто, Италия, 2014),
- 28) международной научной конференции ECTI-2014 (Майнц, Германия, 2014),
- 29) международном научном симпозиуме по изучению ядерной структуры нуклидов (Стамбул, Турция, 2014),
- 30) международной научной конференции TCP-2014 (Такамацу, Япония, 2014),
- 31) семинаре в Майнцском университете им. Иоганна Гутенберга (JGU) на тему «Методика PI-ICR» (Майнц, Германия, 2014),
- 32) международной научной конференции DPG-2015 (Гейдельберг, Германия, 2015),
- 33) международной научной конференции «Свойства ядер и ядерные возбуждения» (Хиршегг, Австрия, 2015),
- 34) международной научной конференции EURORIB-2015 (Хоенрода, Германия, 2015).

Публикации

По теме диссертации опубликовано 29 работ в ведущих рецензируемых научных журналах.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Серия онлайн-экспериментов на установке SHIPTRAP по измерению масс сверхтяжёлых короткоживущих нуклидов $^{252-255}\text{No}$ и $^{255, 256}\text{Lr}$.

2. Реализация предложенной автором программы поиска резонансного усиления безнейтринного ядерного двойного электронного захвата посредством офлайн-измерений атомных масс материнских и дочерних нуклидов всех представляющих интерес $0\nu 2\text{EC}$ -переходов.

3. Предложение, разработка и внедрение на установке SHIPTRAP нового метода PI-ICR по определению массы нуклидов и проведение с помощью этого метода измерений отношения масс долгоживущих пар нуклидов $^{48}\text{Ca}/^{12}\text{C}_4$, $^{132}\text{Xe}/^{131}\text{Xe}$, $^{163}\text{Ho}/^{163}\text{Dy}$ и $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ с относительной точностью, близкой к 10^{-10} .

4. Разработка методики и создание установки PENTATRAP – тандема из пяти ионных ловушек – для измерения масс долгоживущих нуклидов с относительной точностью, превышающей 10^{-11} .

Личный вклад автора

Содержание диссертации и выносимые на защиту результаты отражают личный вклад автора в опубликованные работы.

Измерения масс изотопов нобелия и лоуренсия были проведены международной группой при непосредственном активном участии автора диссертации. Комплексная программа поиска резонансного усиления безнейтринного ядерного двойного электронного захвата была предложена и реализована автором диссертации. Также автор предложил и внедрил на установке SHIPTRAP новый метод высокоточного измерения масс нуклидов PI-ICR и внёс решающий вклад в измерения с помощью этой методики отношения масс долгоживущих пар нуклидов $^{48}\text{Ca}/^{12}\text{C}_4$, $^{132}\text{Xe}/^{131}\text{Xe}$, $^{163}\text{Ho}/^{163}\text{Dy}$ и $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ с относительной точностью, близкой к 10^{-10} .

Автор является непосредственным руководителем проекта PENTATRAP, созданного с участием российских учёных в МПК в Германии.

Структура и объём диссертации

Диссертация объёмом 243 страницы состоит из введения, 7 глав, заключения и списка литературы, включает 83 рисунка, 20 таблиц. Список литературы состоит из 219 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении приводится краткая история масс-спектрометрии нуклидов и даётся обзор современных высокопрецизионных масс-спектрометров на основе ловушек Пеннинга.

Первая глава посвящена описанию основополагающих принципов высокопрецизионной масс-спектрометрии на базе ловушек Пеннинга. Приводится краткое изложение теории идеальной и реальной ловушек Пеннинга, описываются основные методы, применяемые для изменения параметров движения ионов в ловушке, а также даётся краткое описание методов определения массы нуклидов с помощью ловушки Пеннинга.

Во второй главе рассматривается установка SHIPTRAP, расположенная в GSI (Германия) [14]. Она представляет собой высокопрецизионный масс-спектрометр на базе ловушек Пеннинга, предназначенный для измерений короткоживущих нуклидов, образованных в реакциях слияния-испарения. Блок-схема установки приведена на рис. 1.

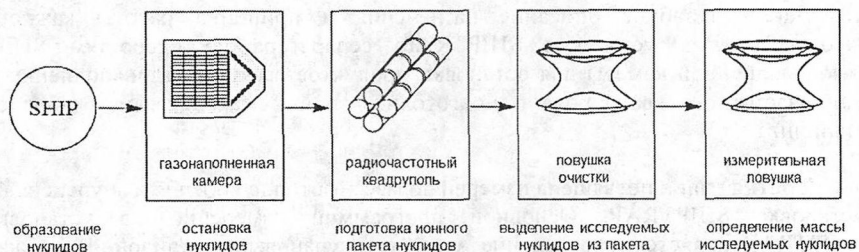


Рис. 1. Функциональные компоненты установки SHIPTRAP. Продукты реакции из сепаратора по скоростям SHIP останавливаются в газонаполненной камере. В газонаполненном рч-квадруполье происходит трансформация непрерывного пучка низкоэнергетических ионов в последовательность ионных пакетов. После выделения в ловушке очистки из ионного пакета исследуемых нуклидов происходит определение их массы в измерительной ловушке

Процесс измерения короткоживущих нуклидов на установке SHIPTRAP разбит на несколько стадий. Сначала нуклиды, образованные в реакции слияния-испарения, отделяются с помощью сепаратора по скоростям SHIP от интенсивного первичного пучка. Далее высокоэнергетические продукты реакции поступают в газонаполненную камеру для их остановки. Из газонаполненной камеры продукты реакции в виде непрерывного пучка низкоэнергетических однозарядных или двухзарядных ионов поступают в газонаполненный радиочастотный квадруполь (рч-квадруполь) для трансформации непрерывного

пучка ионов в последовательность коротких ионных пакетов, которые затем периодически доставляются в ловушку очистки. Эта ловушка Пеннинга выполняет двойную роль. Во-первых, в ней происходит удаление из ионного пакета всех тех нуклидов, которые не представляют интерес, но наличие которых может привести к ухудшению точности определения массы исследуемых нуклидов. Во-вторых, нуклиды, оставшиеся после такой процедуры «очистки», фокусируются на ось ловушки с последующей их транспортировкой в измерительную ловушку для определения массы.

На данной установке были проведены измерения масс протонизбыточных нуклидов для исследования астрофизического процесса быстрого протонного захвата [15, 16], а также проведены измерения в области нуклидов средних масс, расположенных вдоль линии протонной устойчивости [17]. Основной же экспериментальной программой для установки SHIPTRAP является измерение масс трансурановых нуклидов, включая сверхтяжёлые. В рамках данной программы были проведены измерения масс изотопов nobelia и лоуренсия [18, 19]. На установке SHIPTRAP также были успешно реализованы три программы измерений масс долгоживущих и стабильных нуклидов в рамках поиска резонансно-усиленных $0\nu 2EC$ -переходов [20] для определения массы нейтрино [21, 22] и проверки квантовой электродинамики в сильных электромагнитных полях [23].

Дано подробное описание назначения и принципа работы каждого ключевого узла установки SHIPTRAP: сепаратора по скоростям SHIP, газонаполненной камеры для остановки продуктов реакции, газонаполненного радиочастотного квадрупольного и подготовительной и измерительной ловушек Пеннинга.

Третья глава посвящена измерению масс изотопов nobelia и лоуренсия на установке SHIPTRAP. Основной программой измерений на установке SHIPTRAP является определение масс трансурановых нуклидов. В рамках данной программы были проведены измерения масс короткоживущих изотопов nobelia $^{252-255}\text{No}$ и лоуренсия $^{255, 256}\text{Lr}$ [24, 18, 19]. Данные измерения являются первыми в мире прямыми измерениями масс трансурановых нуклидов. Более того, данные изотопы nobelia и лоуренсия являются нуклидами с наименьшими сечениями образования, когда-либо исследованными с помощью ловушек Пеннинга. Выбор этих нуклидов для первых экспериментов с трансурановыми нуклидами на SHIPTRAP основывался на том, что они образуются с относительно большими сечениями благодаря слиянию дважды магических ионов ^{48}Ca с магическими изотопами свинца и висмута с известными оптимальными параметрами реакций образования данных нуклидов.

В разделе 3.1 описываются различные механизмы образования трансурановых нуклидов. Нуклиды с протонным числом $92 < Z \leq 100$ образуются в результате взрывов ядерных боезарядов, а также на реакторах в реакциях чередующихся захватов нейтронов и β^- -распадов. Данный механизм производства трансурановых нуклидов обрывается на нуклиде ^{258}Fm , который

вместо β^- -распада испытывает спонтанное деление с периодом полураспада 0,3 мс. Для образования нуклидов с протонными числами, превышающими значение $Z = 100$, используется реакция слияния-испарения. Характерной чертой данной реакции являются очень малые сечения образования в ней трансурановых нуклидов. Например, на сепараторе SHIP выходы элемента с зарядовым числом $Z = 112$ не превышают одного атома в неделю [25]. Более того, сечения образования трансурановых и особенно сверхтяжёлых нуклидов [26] сильно зависят от выбора конкретной реакции и энергии налетающего пучка.

В эксперименте, описываемом в диссертационной работе, изотопы nobelia $^{252-255}\text{No}$ были получены на сепараторе SHIP в реакциях ^{48}Ca на трёх стабильных изотопах свинца $^{206-208}\text{Pb}$. Для получения изотопов лоуренсия $^{255, 256}\text{Lr}$ в качестве мишени использовался единственный стабильный изотоп висмута ^{209}Bi . Оптимальные реакции и их параметры для образования данных нуклидов были экспериментально определены в [27, 28]. Наибольшим сечением как в случае образования изотопов nobelia, так и в случае образования изотопов лоуренсия обладает канал распада компаунд-ядра с испусканием двух нейтронов. Изотоп nobelia ^{254}No образуется с наибольшим сечением, равным 1 800 нбарн. Изотоп лоуренсия ^{256}Lr является нуклидом с минимальным сечением образования (60 нбарн), чья масса была измерена автором диссертации с помощью ловушек Пеннинга. Характерной чертой данных нуклидов, способствующей точному измерению их масс, являются достаточно долгие времена их жизни (как минимум несколько секунд).

В разделе 3.2 описывается процедура измерения масс изотопов nobelia и лоуренсия на установке SHIPTRAP и приводятся результаты этих измерений. После образования на сепараторе SHIP изотопы nobelia и лоуренсия останавливались и термоллизировались в газонаполненной камере в гелии, находящемся под давлением 50 мбар. Далее они извлекались из газонаполненной камеры и транспортировались в ловушки Пеннинга в виде двухзарядных ионов. В качестве реперного нуклида использовались однозарядные ионы стабильного изотопа ^{133}Cs [29].

Определение массы каждого изотопа nobelia и лоуренсия потребовало как минимум нескольких часов измерения их свободных циклотронных частот с помощью методики ToF-ICR, в которой применялась одноимпульсная схема конверсии магнетронного движения в циклотронное. Пример времяпролётных резонансов ^{254}No и ^{256}Lr ионов приводится на рис. 2. Далее определялись отношения свободных циклотронных частот r реперных ионов $^{133}\text{Cs}^+$ и ионов соответствующего нуклида. На основе данных отношений определялись массы исследуемых нуклидов.

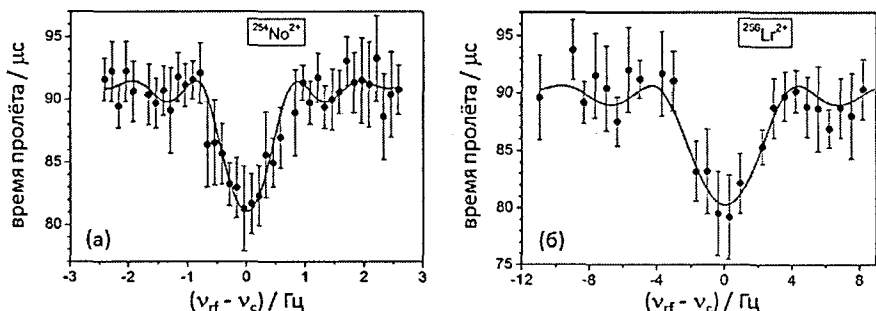


Рис. 2. Времяпролётные резонансы $^{254}\text{No}^{2+}$ -ионов с самым большим сечением образования (а) и $^{256}\text{Lr}^{2+}$ -ионов с самым маленьким сечением образования из изучаемых нуклидов (б). Времяпролётные резонансы $^{254}\text{No}^{2+}$ - и $^{256}\text{Lr}^{2+}$ -ионов были набраны в течение одного часа и 93 часов и содержат 95 и 56 ионов соответственно. Линии являются теоретическими кривыми, вписанными в экспериментальные точки

В таблице 1 приводятся вычисленные на основе отношения частот τ атомные массы исследуемых нуклидов и их избытки масс ME_{exp} . Также приведены ранее известные табличные избытки масс ME_{AME} [30] и их сравнение с ME_{exp} .

Таблица 1

Атомные массы исследуемых нуклидов и их избытки масс ME_{exp} , вычисленные на основе измеренных отношений частот τ

Нуклид	Атомная масса, а. е. м.	ME_{exp} , кэВ	ME_{AME} , кэВ	$ME_{exp} - ME_{AME}$, кэВ
^{252}No	252,088960(15)	82 866(14)	82 881(13)	-15(19)
^{253}No	253,090560(14)	84 356(13)	84 470#(100#)	-114(101)
^{254}No	254,090963(11)	84 731(10)	84 724(18)	7(20)
^{255}No	255,093193(15)	86 809(14)	86 854(10)	-45(17)
^{255}Lr	255,096565(13)	89 950(12)	90 060#(210#)	-110(210)
^{256}Lr	256,098505(74)	91 757(69)	91 870#(220#)	-113(231)

* Также приведены ранее известные табличные избытки масс ME_{AME} [30] и их сравнение с ME_{exp} . Знак # означает, что табличные избытки масс ME_{AME} изотопов ^{253}No , ^{255}Lr и ^{256}Lr являются не экспериментальными значениями, а предсказаниями, основанными на анализе экспериментальных значений ближайших масс.

В разделе 3.3 приводится обсуждение полученных результатов. Исследованные изотопы нобелия и лоуренсия являются звеньями α -цепочек, т. е., с одной стороны, они являются продуктами α -распада более тяжёлых нуклидов, а с другой стороны, сами распадаются посредством α -излучения в более лёгкие нуклиды. В основании каждой цепочки, включающей несколько

нуклидов, располагается нуклид, который не является α -излучателем. Прямое измерение масс изотопов нобелия $^{252-255}\text{No}$ и лоуренсия $^{255, 256}\text{Lr}$, совместно со спектроскопическими данными по α -распадам, позволили определить массы 12 более тяжёлых нуклидов в пяти α -цепочках вплоть до изотопов ^{110}Ds .

Четвертая глава посвящена обзору результатов поиска резонансно-усиленных $0\nu 2\text{EC}$ -переходов с помощью прямых измерений атомных масс материнских и дочерних нуклидов. Эта программа была выполнена на установке SHIPTRAP в её варианте «вне пучка» под руководством автора диссертации.

В разделе 4.1 даётся краткое изложение теории двойного электронного захвата.

В разделе 4.2 приводится сравнение безнейтринного двойного электронного захвата с безнейтринным двойным β -распадом и их преимущества и недостатки для экспериментов по поиску безнейтринного β -процесса.

В разделе 4.3 приводится описание эксперимента, проведённого автором диссертации на установке SHIPTRAP по поиску резонансно-усиленных $0\nu 2\text{EC}$ -переходов, а также обсуждаются полученные результаты.

Для поиска резонансно-усиленных $0\nu 2\text{EC}$ -переходов установка SHIPTRAP использовалась в офлайн-режиме. Все нуклиды, чьи отношения масс были измерены в рамках программы по поиску резонансно усиленных $0\nu 2\text{EC}$ -переходов, являются стабильными. Для получения однозарядных ионов было использовано два источника: ионный источник на основе электронного удара и ионный источник на основе процесса лазерной обдирки (laser ablation) [33]. Q -значения исследованных $0\nu 2\text{EC}$ -переходов определялись с помощью методики ToF-ICR с точностью порядка 100 эВ.

Из всех исследованных $0\nu 2\text{EC}$ -переходов на данный момент только безнейтринные двойные электронные захваты в ^{152}Gd и в ^{156}Dy являются резонансно-усиленными.

$0\nu 2\text{EC}$ -переход ^{152}Gd является переходом $0^+ \rightarrow 0^+$ на основное ядерное состояние. Фактор вырождения этого перехода равен примерно 1 кЭВ, и таким образом, этот переход только *частично* резонансно усилен. Его ожидаемый минимальный период полураспада, равный 10^{26} лет, к сожалению, почти на один порядок величины длиннее, чем экспериментально измеренный нижний предел на эту величину для безнейтринного β -распада ^{76}Ge . Следует также упомянуть, что содержание данного изотопа гадолиния в природной смеси составляет всего $\sim 0,2\%$. Таким образом, ни один из исследованных $0\nu 2\text{EC}$ -переходов на ядерное основное состояние вряд ли составит достойную альтернативу, например, безнейтринному β -распаду ^{76}Ge в поиске безнейтринных β -процессов.

Наиболее многообещающим для поиска безнейтринных β -процессов является двойной электронный захват в ^{156}Dy , схема распада которого показана на рис. 3.

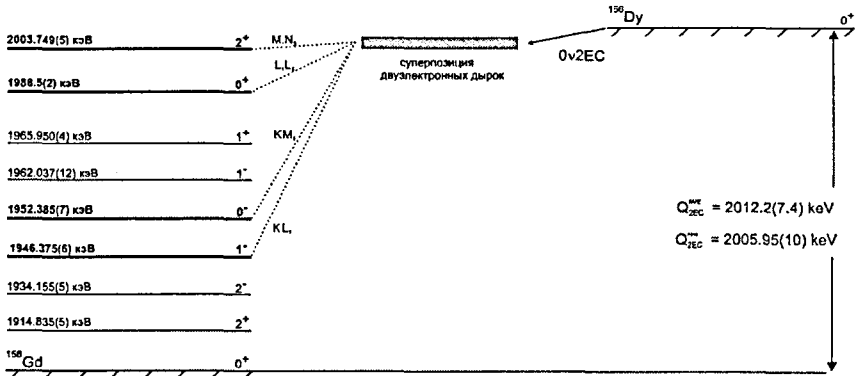


Рис. 3. Схема безнейтринного двойного электронного захвата в ^{156}Dy . Показаны только ядерные состояния в ^{156}Gd со спинами $I_f \leq 2$ [34]. Резонансно-усиленные $0\nu 2\text{EC}$ -переходы выделены жирной линией

В данном нуклиде резонансно-усиленный безнейтринный двойной электронный захват может идти на четыре ядерных возбужденных состояния. $0\nu 2\text{EC}$ -переход на уровень с энергией 2003,749(5) кэВ с фактором вырождения, равным 40(100) эВ, является *полностью* резонансно-усиленным. К сожалению, данный $0\nu 2\text{EC}$ -переход идет с изменением спина на две единицы и захватом M - и N -электронов, поэтому его ожидаемый период полураспада существенно превышает 10^{30} лет. $0\nu 2\text{EC}$ -переход на уровень с энергией 1946,375(6) кэВ и спином 1^- также маловероятен из-за его малого ядерного матричного элемента. Таким образом, практический интерес представляют оставшиеся два перехода на уровни с энергией/спином 1988,5(2) кэВ/ 0^+ и 1952,385(7) кэВ/ 0^- соответственно. Для данных двух переходов были рассчитаны минимальный и максимальный периоды полураспада, нормированные на эффективную майорановскую нейтринную массу, равную 1 эВ (табл. 2). Так как данные переходы идут без изменения значения спина, то они могут обладать достаточно большими ядерными матричными элементами. При расчете периодов полураспада этих переходов для их ядерных матричных элементов было взято значение 2,5, что примерно соответствует ядерным матричным элементам на ядерное состояние со спином 0^+ . Данное значение нужно рассматривать всего лишь как фактор нормировки, т. к. в реальности ядерные матричные элементы таких переходов могут быть значительно меньше. Их точный расчет на данный момент не представляется возможным.

**Оценённые минимальные и максимальные периоды полураспада
двух резонансно-усиленных $0\nu 2EC$ -переходов в ^{156}Du**

E_{γ} , кэВ	Минимальный период полураспада, год	Максимальный период полураспада, год
1988,5(2)	$3 \cdot 10^{24}$	$3 \cdot 10^{29}$
1952,385(7)	$3 \cdot 10^{28}$	$8 \cdot 10^{28}$

Для $0\nu 2EC$ -перехода на уровень с энергией 1988,5(2) кэВ и спином 0^+ не исключается *полное* резонансное усиление в пределах двух экспериментальных ошибок. Если такой сценарий реализуется, то его период полураспада может быть порядка 10^{24} лет, что ненамного превышает ожидаемые периоды полураспада безнейтринных двойных β -распадов. К сожалению, период полураспада этого $0\nu 2EC$ -перехода на данный момент можно определить только с большой неточностью из-за недостаточно точного знания энергии ядерного возбуждённого уровня, заселяемого в этом переходе, и невозможности надёжной оценки его ядерного матричного элемента.

Оценки периодов полураспада, приведённые в табл. 2, сделаны исходя из предположения, что безнейтринный двойной электронный захват вызывается массовым механизмом, т. е. протекает в присутствии левовинтовых лёгких активных нейтрино. Расчёт полной вероятности процесса должен учитывать все возможные механизмы, его вызывающие [35]. Например, безнейтринный двойной электронный захват может протекать в присутствии правовинтовых нейтрино с амплитудой, не зависящей от нейтринной массы, или может быть вызван обменом тяжёлых частиц. Также вероятное существование лёгких стерильных нейтрино может увеличить эффективную майорановскую нейтринную массу, а значит, и уменьшить ожидаемый период полураспада. Не исключается, что различные механизмы безнейтринного двойного электронного захвата могут действовать когерентно и приводить к интерференционным эффектам, способным существенно увеличить вероятность безнейтринного двойного электронного захвата.

Таким образом, из всех рассмотренных $0\nu 2EC$ -переходов только безнейтринный двойной электронный захват в ^{156}Du может считаться представляющим практический интерес для поиска безнейтринных двойных β -процессов. Реализуемость эксперимента с этим нуклидом по поиску безнейтринных двойных β -процессов в большой степени зависит от неизвестного пока ядерного матричного элемента и недостаточно точного знания энергии заселяемого ядерного состояния. При условии полного резонансного усиления и значения матричного элемента, превышающего 2, практическая реализуемость эксперимента с данным нуклидом по поиску безнейтринных двойных β -процессов становится вполне возможной.

В пятой главе излагаются основные принципы фазового метода определения свободной циклотронной частоты ν_c иона в ловушке Пеннинга (метод PI-ICR). Этот метод был предложен, разработан и введён в эксплуатацию автором данной диссертации. Детальное описание метода опубликовано автором в [11].

Метод PI-ICR базируется на определении свободной циклотронной частоты ν_c путём измерения полных фаз магнетронного и циклотронного движений (двух радиальных собственных движений иона в ловушке), накопленных за определённое время свободного движения иона в ловушке Пеннинга. Измерение фаз происходит посредством проецирования положения иона в ловушке на позиционно-чувствительный детектор, расположенный на её оси в области слабого магнитного поля (рис. 4).

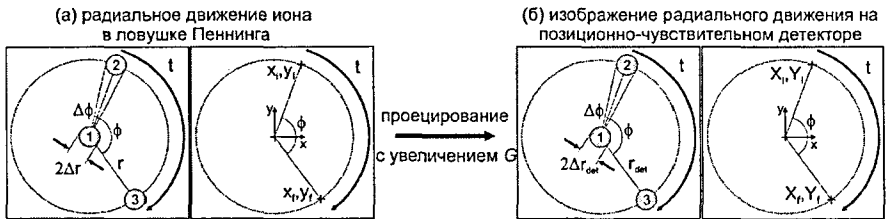


Рис. 4. Принцип измерения частоты магнетронного или циклотронного движения иона в ловушке Пеннинга с помощью методики PI-ICR. Магнетронное или циклотронное движение иона в поперечной среде к полю в ловушке (а) проецируется на позиционно-чувствительный детектор (б) с определённым увеличением G .

Схема измерения частоты магнетронного или циклотронного движения выглядит следующим образом. Сперва ион захватывается в центре ловушки (положение 1 на рис. 4а). Далее, прилагая дипольное рч-поле с определённой начальной фазой на частоте магнетронного или циклотронного движения (в зависимости от того, частоту какого движения необходимо измерить), можно увеличить радиус данного движения иона до определённого значения r (положение 2 на рис. 4а). После этого, если иону позволить свободно двигаться в ловушке в течение определённого времени t , радиальное движение иона накопит полную фазу $\phi + 2\pi n = 2\pi \nu t$ (положение 3 на рис. 4а). ϕ является углом между положениями 2 и 3, отсчитываемым относительно центра ловушки, n представляет собой количество полных оборотов радиального движения за время t . Положения 1, 2 и 3 названы соответственно центром, начальной и конечной фазами магнетронного или циклотронного движения. Частота определяется как

$$\nu = \frac{\phi + 2\pi n}{2\pi t} \quad (2)$$

Для определения частоты ν положение центра, начальная и конечная фазы проецируются на позиционно-чувствительный детектор в виде микроканальных пластин, расположенный на оси симметрии ловушки в области слабого магнитного поля. При этом проецирование происходит с определённым коэффициентом увеличения G с сохранением (в идеальном случае) угла ϕ между начальной и конечной фазами.

Свободная циклотронная частота ν_c определяется как сумма магнетронной частоты ν_- и циклотронной частоты ν_+ . На практике в данной методике представляют интерес две схемы определения свободной циклотронной частоты: схема 1 подразумевает независимое измерение частот ν_- и ν_+ , тогда как схема 2 предназначена для непосредственного измерения свободной циклотронной частоты ν_c . Основной является схема 2. Схема 1 даёт определённые преимущества при измерении очень близких нуклидных масс (массовых дублетов), когда нет необходимости в прецизионном измерении магнетронной частоты ν_- .

В разделах 5.1 и 5.2 приводится описание основных принципов метода PI-ICR на примере использования для определения циклотронной частоты иона схемы 1 и схемы 2 соответственно. Приводятся выражения для разрешающей способности и точности метода, и даётся сравнение этого метода с времяпролётной методикой ToF-ICR – на сегодняшний день основного метода, используемого для определения масс короткоживущих нуклидов. Показано, что новый метод, по сравнению с ToF-ICR, при прочих равных условиях в 25 раз быстрее, обладает примерно в 40 раз более высокой разрешающей способностью и как минимум в 5 раз более чувствителен.

Раздел 5.3 посвящён детальному исследованию эффектов, присущих PI-ICR-методике, которые могут приводить к ошибке определения радиальных частот и которые определяют максимально достижимую точность определения радиальных частот, а также предельную разрешающую способность PI-ICR-методики на конкретной установке.

В разделе 5.4 приводится описание экспериментальной апробации новой методики PI-ICR на установке SHIPTRAP путём определения отношения R свободной циклотронной частоты однозарядных ионов ^{131}Xe к свободной циклотронной частоте однозарядных ионов ^{132}Xe . Данные изотопы были выбраны для тестирования методики PI-ICR по следующим причинам. Во-первых, ксенон является газом, т. е. можно получить стабильный пучок однозарядных ионов ксенона с помощью достаточно простого ионного источника на основе электронного удара. Во-вторых, выбранные изотопы ксенона стабильны. В-третьих, ксенон достаточно тяжёлый газ, что важно, т. к. методику PI-ICR планируется применять для определения масс средних и сверхтяжёлых нуклидов. В-четвёртых, разница масс данных изотопов была недавно определена с очень большой точностью, порядка 10 эВ, на высокопрецизионной криогенной установке FSU-TRAP на основе ловушки Пеннинга [36, 37]. Данное измерение явилось репером для апробации методики PI-ICR. Тестирование методики PI-ICR проходило в два этапа. На первом этапе

в течение 10 часов проводилось измерение отношения R с помощью традиционной методики ToF-ICR. В течение следующих десяти часов то же отношение R измерялось с помощью методики PI-ICR. Далее проводилось сравнение между собой точностей определения отношения R , полученных с помощью этих двух методик, а также сравнения экспериментальных данных с теоретическим предсказанием. На втором этапе отношение R измерялось с помощью методики PI-ICR в течение 12 дней. Полученное отношение R пересчитывалось в разницу атомных масс изотопов ^{132}Xe и ^{131}Xe , которая, в свою очередь, сравнивалась с результатом, достигнутым на установке FSU-TRAP. Целью второго этапа являлось определение максимально достижимой точности и аккуратности измерения разности масс данных изотопов ксенона с помощью методики PI-ICR.

На рисунке 5 приведены отношения R , измеренные с помощью методики ToF-ICR и методики PI-ICR. Для измерения отношения R с помощью методики ToF-ICR требуется примерно в два раза больше времени, чем с помощью методики PI-ICR. Поэтому примерно за 10 часов с помощью методики ToF-ICR было проведено 22 измерения отношения R , а с помощью методики PI-ICR за это же время отношение R было измерено 40 раз. Точность определения отношения R с помощью методики PI-ICR превосходит точность определения отношения R с помощью методики ToF-ICR примерно в 4,5 раза, что хорошо согласуется с теоретическими расчётами.

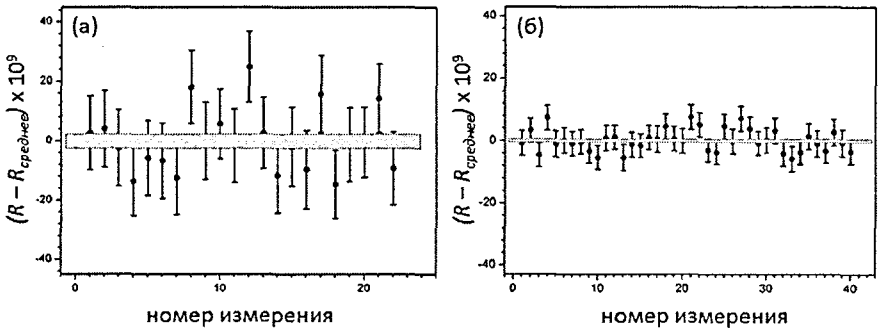


Рис. 5. Отношения R свободной циклотронной частоты однозарядных ионов ^{131}Xe к свободной циклотронной частоте однозарядных ионов ^{132}Xe , измеренных за одно и то же время с помощью методики ToF-ICR (а) и методики PI-ICR (б)

На рисунке 6 приведено сравнение разницы атомных масс $\Delta M_{\text{SHIPTRAP}}$ изотопов ^{132}Xe и ^{131}Xe , полученной с помощью методики PI-ICR на установке SHIPTRAP, с разницей атомных масс ΔM_{FSU} изотопов ^{132}Xe и ^{131}Xe , полученной на установке FSU-TRAP. $\Delta M_{\text{SHIPTRAP}}$ было определено с точностью порядка 32 эВ. Разница между значениями, полученными на установке SHIPTRAP и установке FSU-TRAP, составляет (8 ± 35) эВ. Таким образом, с помощью методики PI-ICR на установке SHIPTRAP можно проводить заслуживающие

доверия измерения масс тяжёлых нуклидов с точностью порядка нескольких десятков эВ. Стоит подчеркнуть, что благодаря новой методике PI-ICR впервые было измерено с относительной точностью $2 \cdot 10^{-10}$ отношение свободных циклотронных частот однозарядных ионов двух тяжёлых нуклидов.

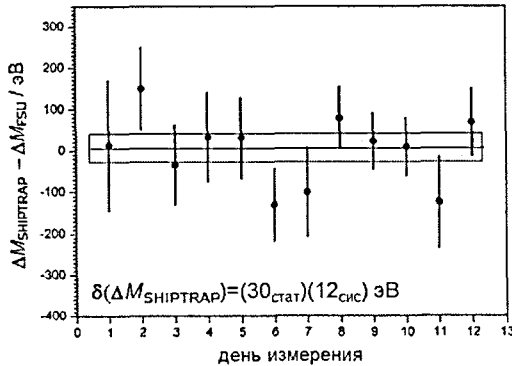


Рис. 6. Сравнение разницы атомных масс $\Delta M_{SHIPTRAP}$ изотопов ^{132}Xe и ^{131}Xe , полученной с помощью методики PI-ICR на установке SHIPTRAP, с разницей атомных масс ΔM_{FSU} изотопов ^{132}Xe и ^{131}Xe , полученной на установке FSU-TRAP [36, 37]

Разработанный метод может найти широкое применение на ионных ловушках Пеннинга, функционирующих в мире на различных пучках частиц.

Шестая глава посвящена успешному применению метода PI-ICR для измерения атомной массы ^{48}Ca , а также для определения Q -значений β^- -распада ^{187}Re и электронного захвата в ^{163}Ho . Точное знание массы ^{48}Ca было необходимо для проверки квантовой электродинамики в сильных электромагнитных полях посредством измерения гиромагнитных отношений атомных электронов в ионах $^{40}\text{Ca}^{17+}$ и $^{48}\text{Ca}^{17+}$. Q -значения β^- -распада ^{187}Re и электронного захвата в ^{163}Ho представляют интерес для экспериментов по определению массы нейтрино.

В разделе 6.1 даётся краткий обзор измерения гиромагнитного отношения свободного и связанного электронов для проверки квантовой электродинамики. Квантовая электродинамика (КЭД) является фундаментальной квантовой теорией поля, описывающей взаимодействие фермионов с электромагнитными полями посредством обмена фотонами. На данный момент благодаря её высокой предсказательной способности КЭД рассматривается как наиболее успешная теория в рамках Стандартной модели элементарных частиц и фундаментальных взаимодействий. В рамках проверки КЭД особый интерес представляет измерение гиромагнитного отношения электрона в очень сильных электрических полях. Естественным источником таких полей являются ядра нуклидов. Измерениями гиромагнитного отношения связанного электрона в различных нуклидах занимается группа в JGU в Германии [38]. В данном

эксперименте производится измерение ларморовской частоты ν_L^e прецессии спина связанного электрона в сильном однородном магнитном поле (3,7 Тл). Величина магнитного поля определяется посредством измерения свободной циклотронной частоты иона ν_{ion} с массой m_e и зарядом q , в котором находится связанный электрон. Гиромагнитное отношение связанного электрона выражается через ν_L^e и ν_{ion} следующим образом:

$$g = 2 \frac{\nu_L^e}{\nu_{ion}} \cdot \frac{q}{e} \cdot \frac{m_e}{m_{ion}} = \frac{\Gamma}{m_{ion}}. \quad (3)$$

Таким образом, для того чтобы определить гиромагнитное отношение с большой точностью, также необходимо знать точную массу исследуемого нуклида. Недавно группа из JGU определила разницу гиромагнитных отношений электронов Δg в литийподобных ионах $^{40}\text{Ca}^{17+}$ и $^{48}\text{Ca}^{17+}$:

$$\Delta g = \frac{\Gamma(^{40}\text{Ca}^{17+})}{m(^{40}\text{Ca}^{17+})} - \frac{\Gamma(^{48}\text{Ca}^{17+})}{m(^{48}\text{Ca}^{17+})}. \quad (4)$$

Атомные массы ^{40}Ca и ^{48}Ca были известны к началу нашего измерения с относительной точностью $5 \cdot 10^{-10}$ и $2 \cdot 10^{-9}$ соответственно [29]. Вкладом автора диссертации в данный эксперимент является определение атомной массы ^{48}Ca с точностью, сравнимой с точностью, с которой известна атомная масса ^{40}Ca .

Раздел 6.2 посвящён проблеме определения массы нейтрино из анализа процессов β^- -распада ^{187}Re и электронного захвата в ^{163}Ho .

β^- -распад ^{187}Re представляет собой уникальный запрещённый β -переход с очень большим временем жизни порядка $4,3 \cdot 10^{10}$ лет. В данных процессах ядро ^{187}Re испускает электрон и антинейтрино. Так как этот процесс является трёхчастичным, то энергетический спектр испущенного электрона является непрерывным (рис. 7).

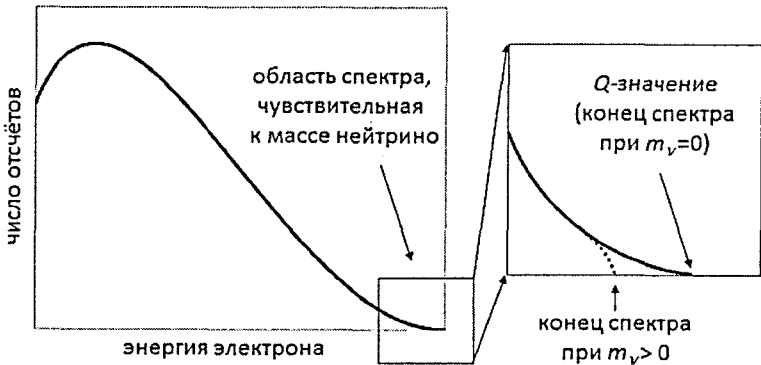


Рис. 7. Форма энергетического спектра электрона, испущенного в процессе β^- -распада ^{187}Re . Масса нейтрино влияет на форму конечной, высокоэнергетической, части спектра

Масса нейтрино определяется из анализа формы непрерывного спектра энергии испущенного электрона. Наиболее чувствительной к массе нейтрино частью спектра является высокоэнергетическая область на конце спектра. Если бы нейтрино были безмассовыми частицами, то спектр заканчивался бы в точке, соответствующей Q -значению β^- -распада. В реальности конец спектра отстоит от данной точки на значение нейтринной массы. Определение массы нейтрино происходит из анализа формы спектра. При этом необходимо знать Q -значение процесса с абсолютной точностью, как минимум сравнимой с желаемой точностью определения массы нейтрино.

Альтернативой β^- -распаду ^{187}Re при определении массы нейтрино является процесс захвата ядром одного из атомных электронов с испусканием нейтрино (ЕС-переход) в ^{163}Ho . Анализу подвергается спектр полной энергии разрядки возбуждённой атомной оболочки дочернего нуклида ^{163}Dy . Данный спектр имеет вид набора дискретных пиков, соответствующих захвату электронов с разных атомных уровней (рис. 8).



Рис. 8. Спектр полной энергии разрядки возбуждённой атомной оболочки дочернего нуклида электронного захвата. Пики соответствуют захвату электронов с различных атомных уровней. Ширина пиков определяется временем жизни возбуждённой атомной оболочки дочернего нуклида

Форма линий описывается формулой Брайта – Вигнера. Их ширина определяется временем жизни возбуждённой атомной оболочки дочернего нуклида. Как и в случае с β^- -распадом, масса нейтрино определяется из анализа формы спектра, при этом Q -значение процесса необходимо знать с абсолютной точностью, сравнимой с желаемой точностью определения массы нейтрино.

Высокопрецизионные измерения Q -значений β^- -распада ^{187}Re и электронного захвата в ^{163}Ho являются делом будущего. Тем не менее уже сейчас в процессе подготовки экспериментов по определению массы нейтрино необходимо знать Q -значения β^- -распада ^{187}Re и электронного захвата в ^{163}Ho с точностью порядка нескольких десятков эВ. Во-первых, статистическая точность определения массы нейтрино, достижимая в данных экспериментах при

заданных экспериментальных параметрах, и, следовательно, требуемый масштаб эксперимента предопределяется Q -значением исследуемых процессов. Во-вторых, возможное значительное отличие Q -значений, определённых из анализа β^- -распада ^{187}Re и электронного захвата в ^{163}Ho методами микрокалориметрии от Q -значений этих процессов, измеренных с помощью масс-спектрометрии, может сигнализировать о наличии потенциальных источников систематических ошибок, присущих методике криогенной микрокалориметрии. Q -значения β^- -распада ^{187}Re и электронного захвата в ^{163}Ho были уже определены с достаточно хорошей точностью в нескольких экспериментах с помощью различных методик (рис. 9 и 10). К сожалению, ни одна из этих методик не является прямой, т. е. измеряющей непосредственно разницу масс материнских и дочерних нуклидов. Так, Q -значение β^- -распада ^{187}Re определялось двумя методами: с помощью газовых пропорциональных счётчиков [39–41] и посредством криогенной микрокалориметрии [42–45]. Как видно из рис. 9, существует довольно сильное разногласие между Q -значениями β^- -распада ^{187}Re , полученными с помощью этих различных методик. Таким образом, возникает необходимость в прямом определении Q -значения с помощью ловушек Пеннинга с точностью, равной как минимум нескольким десяткам эВ. Если окажется, что данное Q -значение сильно отличается от Q -значений, полученных с помощью криогенных микрокалориметров, то это будет указывать на недостаточно адекватное модельное описание микрокалориметрического спектра β^- -распада ^{187}Re , что может привести к существенным систематическим ошибкам в точном определении массы антинейтринно посредством криогенной микрокалориметрии.

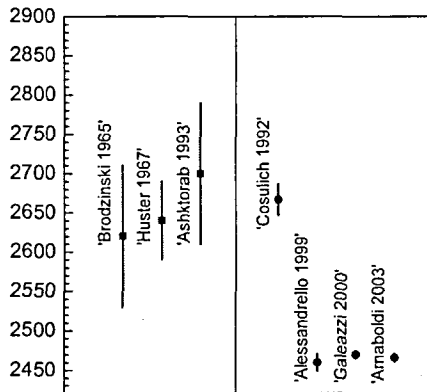


Рис. 9. Q -значения β^- -распада ^{187}Re , полученные в [39–45]: квадратиками и кружками обозначены Q -значения, полученные с помощью газовых пропорциональных счётчиков и криогенных микрокалориметров

Аналогичная ситуация сложилась и с Q -значением электронного захвата в ^{163}Ho (рис. 10а). Для определения данного Q -значения было использовано семь различных непрямых методик. Рекомендованное Q -значение, равное 2,555(16) кэВ [29], базируется на значениях, полученных с помощью газовых пропорциональных счётчиков [46, 47] методом сравнения вероятностей захвата электронов с различных атомных оболочек и из анализа процесса «связанного» β -распада на накопительном кольце в GSI [48]. Более поздние Q -значения, полученные с помощью криогенной микрокалориметрии, находятся в существенном разногласии с рекомендованным значением. В отличие от экспериментов с ^{187}Re , статистическая чувствительность экспериментов с ^{163}Ho к массе нейтрино существенно зависит от Q -значения. На рис. 10б в качестве примера приводится статистическая чувствительность эксперимента ЕСНО для различного числа зарегистрированных событий электронного захвата в ^{163}Ho [49]. Для заданной статистической чувствительности эксперимента изменение Q -значения от 2,4 до 2,8 кэВ приводит к четырёхкратному увеличению размера эксперимента. С этой точки зрения наиболее выгодным является Q -значение, находящееся в области рекомендованного значения. Но это означает, что микрокалориметрия определяет Q -значение с большой систематической ошибкой, что в свою очередь скажется на точности определения массы нейтрино.

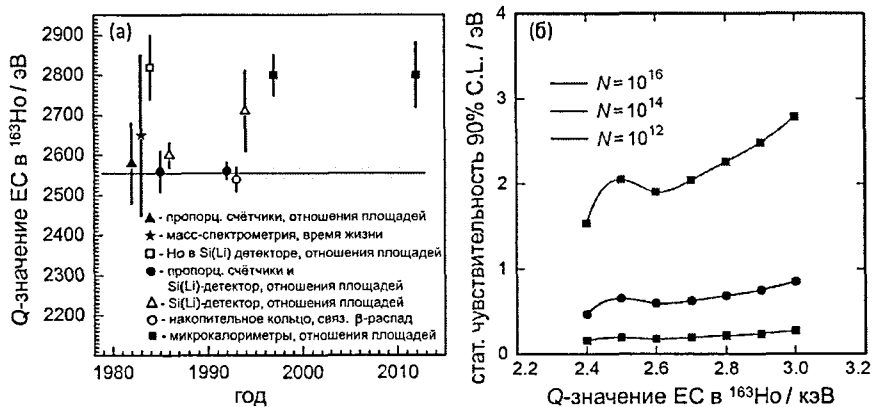


Рис. 10. Q -значения электронного захвата в ^{163}Ho , полученные в нескольких экспериментах из анализа процесса электронного захвата [46–48, 50–57]: разные символы соответствуют различным экспериментальным методам анализа процесса электронного захвата, линия и полоса обозначают рекомендованное Q -значение и точность его определения согласно [29] (а); статистическая чувствительность эксперимента ЕСНО к массе нейтрино в зависимости от Q -значения электронного захвата в ^{163}Ho для различного числа N зарегистрированных событий электронного захвата [49] (б)

Если же истинное Q -значение согласуется с микрокалориметрическим Q -значением, то это будет означать, что микрокалориметрический спектр достаточно корректно описывает все физические процессы, протекающие в процессе электронного захвата в ^{163}Ho . Таким образом, так же как и в случае с Q -значением β^- -распада ^{187}Re , необходимо определение Q -значения электронного захвата в ^{163}Ho с помощью ловушек Пеннинга с точностью, равной как минимум нескольким десяткам эВ, которая позволит снять разногласия, достигающие несколько сотен эВ, согласно рис. 10а.

В разделе 6.3 приводится подробный анализ данных по определению атомной массы ^{48}Ca и Q -значений β^- -распада ^{187}Re и электронного захвата в ^{163}Ho с помощью методики PI-ICR и проводится обсуждение полученных результатов.

Значения отношения измеренных свободных циклотронных частот для пар нуклидов $^{48}\text{Ca}/\text{C}_4$, $^{163}\text{Ho}/^{163}\text{Dy}$ и $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$, а также их статистические и систематические ошибки приведены в табл. 3.

Таблица 3

Значения отношения измеренных свободных циклотронных частот для пар нуклидов $^{48}\text{Ca}/\text{C}_4$, $^{163}\text{Ho}/^{163}\text{Dy}$ и $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ и их статистические и систематические ошибки

$^{48}\text{Ca} / \text{C}_4$	$^{163}\text{Ho} / ^{163}\text{Dy}$	$^{187}\text{Re} / ^{187}\text{Os}$
$1,00099010175(35)_{\text{стат}}(17)_{\text{сис}}$	$1,00000001867(20)_{\text{стат}}(10)_{\text{сис}}$	$1,00000001431(17)_{\text{стат}}(9)_{\text{сис}}$

Измерение отношения свободных циклотронных частот однозарядных ионов ^{48}Ca и C_4 с относительной точностью, равной $3,9 \cdot 10^{-10}$, позволило определить массу литийподобных ионов $^{48}\text{Ca}^{17+}$ с относительной точностью $4 \cdot 10^{-10}$ [23]:

$$m(^{48}\text{Ca}^{17+}) = 47,943204044(19) \text{ а. е. м.} \quad (5)$$

Масса литийподобных ионов другого изотопа кальция $^{40}\text{Ca}^{17+}$ была определена из табличного значения атомной массы ^{40}Ca [29] с относительной точностью $6 \cdot 10^{-10}$:

$$m(^{40}\text{Ca}^{17+}) = 39,953272233(22) \text{ а. е. м.} \quad (6)$$

Коэффициенты $\Gamma_{(48\text{Ca}^{17+})}$ и $\Gamma_{(40\text{Ca}^{17+})}$ [выражение (3)], экспериментально определенные группой из JGU, позволили определить гиромагнитные отношения $g_{\text{эксп}}(^{48}\text{Ca}^{17+})$ и $g_{\text{эксп}}(^{40}\text{Ca}^{17+})$ с относительной точностью $4,1 \cdot 10^{-10}$ и $5,6 \cdot 10^{-10}$ соответственно [23]:

$$g_{\text{эксп}}(^{48}\text{Ca}^{17+}) = 1,99920202885(82), \quad (7)$$

$$g_{\text{эксп}}(^{40}\text{Ca}^{17+}) = 1,99920204055(111). \quad (8)$$

Таким образом, измеренная разность гиромагнитных отношений электронов $\Delta g_{\text{эксп}}$ в литийподобных ионах $^{40}\text{Ca}^{17+}$ и $^{48}\text{Ca}^{17+}$ равна

$$\Delta g_{\text{эксп}} = 11,70(140) \cdot 10^{-9}. \quad (9)$$

Полученное в работе [23] теоретическое значение $\Delta g_{\text{теор}}$ равно

$$\Delta g_{\text{теор}} = 10,305(27) \cdot 10^{-9}. \quad (10)$$

Хорошее согласие $\Delta g_{\text{эксп}}$ и $\Delta g_{\text{теор}}$ подтверждает на уровне $1,4 \cdot 10^{-9}$ правильность нашего понимания взаимодействия связанного электрона с сильным электромагнитным полем, создаваемым ядром с зарядовым числом 20.

На основе измеренных отношений свободных циклотронных частот для пар нуклидов $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ и $^{163}\text{Ho}/^{163}\text{Dy}$ были определены Q -значения β^- -распада ^{187}Re и электронного захвата в ^{163}Ho (рис. 11). Данные Q -значения находятся в хорошем согласии с Q -значениями, полученными с помощью криогенной микрокалориметрии – методики, на которой базируются все современные эксперименты по определению массы нейтрино из анализа β^- -распада ^{187}Re и электронного захвата в ^{163}Ho . Данное согласие позволяет сделать вывод, что на уровне достигнутой точности теоретическое описание спектров β^- -распада ^{187}Re и электронного захвата в ^{163}Ho является корректным.

Как уже было отмечено, статистическая чувствительность экспериментов с ^{163}Ho к массе нейтрино существенно зависит от Q -значения. Достигнута точность в определении Q -значения электронного захвата в ^{163}Ho позволила уменьшить неопределённость в масштабе, например, эксперимента ЕСНО с нескольких сот процентов до приемлемых пары десятков процентов (рис. 12).

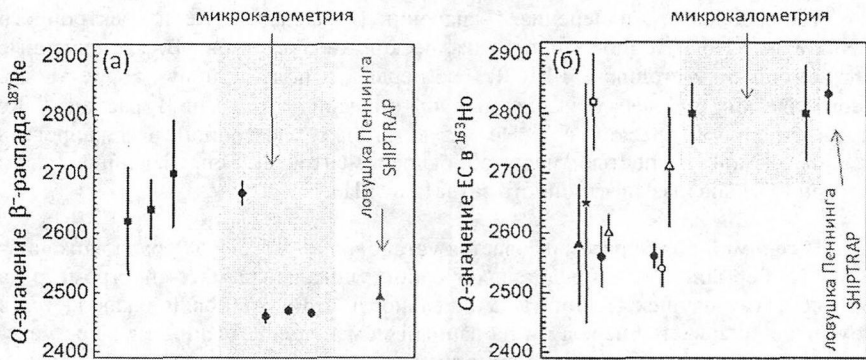


Рис. 11. Q -значения β^- -распада ^{187}Re (а) и электронного захвата в ^{163}Ho (б), полученные из анализа различных процессов и с помощью ловушки Пеннинга SHIPTRAP. Значения, полученные с помощью ловушки Пеннинга, согласуются со значениями, полученными с помощью криогенной микрокалориметрии

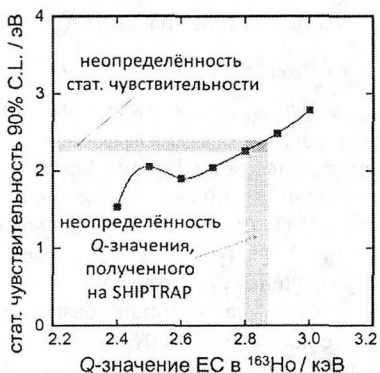


Рис. 12. Статистическая чувствительность эксперимента ЕСНО к массе нейтрино в зависимости от Q -значения электронного захвата в ^{163}Ho для числа $N=10^{12}$ зарегистрированных событий электронного захвата. Достигнутая точность порядка нескольких десятков эВ (вертикальная полоса) в определении Q -значения электронного захвата в ^{163}Ho трансформируется в неопределённость порядка нескольких десятков процентов для статистической чувствительности эксперимента ЕСНО к массе нейтрино (горизонтальная полоса)

Таким образом, измерения Q -значений β^- -распада ^{187}Re и электронного захвата в ^{163}Ho с точностью порядка нескольких десятков эВ, выполненные с помощью методики PI-ICR, во-первых, подтвердили корректность теоретических моделей, применяемых для описания процессов β^- -распада ^{187}Re и электронного захвата в ^{163}Ho и, во-вторых, позволили зафиксировать с приемлемой точностью масштаб экспериментов по определению массы нейтрино из анализа электронного захвата в ^{163}Ho .

В **седьмой главе** рассматривается установка PENTATRAP, расположенная в МРК, Германия. Она представляет собой уникальный масс-спектрометр на основе пяти ловушек Пеннинга. Уникальность этой установки заключается в том, что она является первым и на данный момент единственным в мире масс-спектрометром, который позволит определять отношения масс стабильных и долгоживущих нуклидов с относительной неопределённостью меньше чем 10^{-11} .

В **разделе 7.1** приводится обзор установки PENTATRAP (рис. 13).

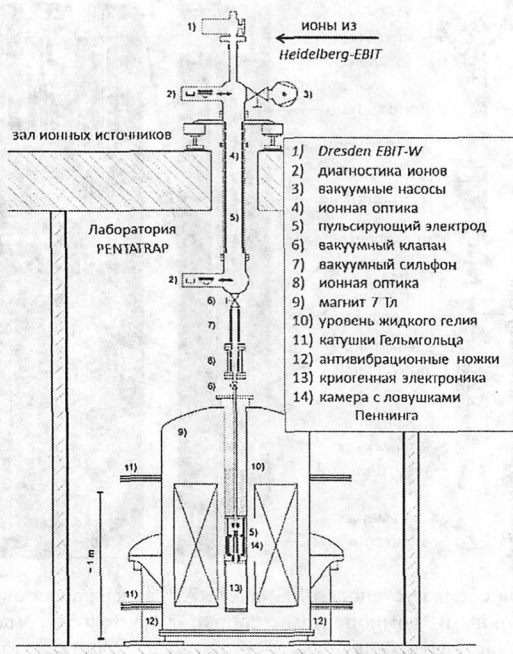


Рис. 13. Схема установки PENTATRAP. Эксперимент располагается на двух уровнях. На верхнем уровне расположены источники высокозарядных ионов Dresden EBIT-W и Heidelberg-EBIT. Масс-спектрометр находится на нижнем уровне в лаборатории PENTATRAP. Ионнооптический тракт, соединяющий ионные источники с масс-спектрометром, представляет собой набор электростатических одиночных линз, пульсирующих электродов и узла диагностики ионов

В разделе 7.2 обосновывается необходимость использования и описывается методика создания высокозарядных ионов с помощью двух ионных источников: Dresden EBIT-W и Heidelberg-EBIT.

В разделе 7.3 описывается система транспортировки высокозарядных ионов от ионных источников до масс-спектрометра.

В разделе 7.4 приводится подробное описание сверхпроводящего магнита масс-спектрометра.

В разделах 7.5 и 7.6 описывается дизайн и практическая реализация криогенной сборки – той части установки PENTATRAP, которая содержит пять ловушек Пеннинга и которая располагается в центральном туннеле магнита и, следовательно, охлаждена до температуры жидкого гелия (рис. 14).

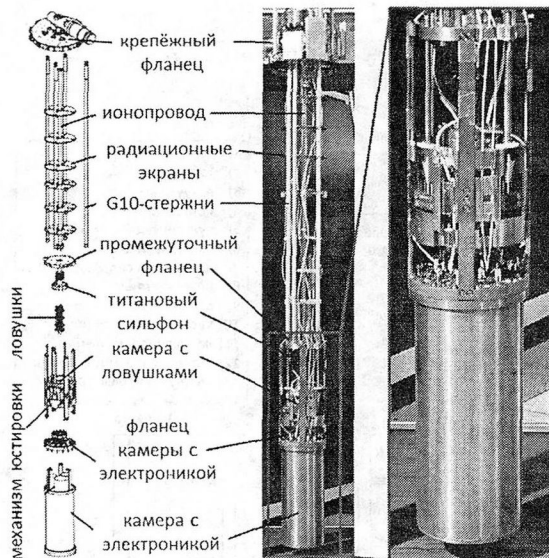


Рис. 14. Криогенная сборка установки PENTATRAP, содержащая около 1 200 отдельных деталей. Основными компонентами сборки являются две медные вакуумные камеры, содержащие пять ловушек Пеннинга и криогенную измерительную электронику. Криоионопровод соединяет камеры с ионооптическим трактом, ведущим к ионным источникам. Вся сборка крепится (висит) на крепежном фланце. Механизм юстировки позволяет изменять положение камеры с ловушками относительно оси симметрии магнитного поля. Радиационные экраны защищают холодную область от теплового излучения, испускаемого тёплым крепежным фланцем

В разделах 7.7–7.9 излагаются методики измерения ловушечных частот, планируемых для использования на установке PENTATRAP, а также приводится схема измерительной системы установки PENTATRAP.

В разделе 7.10 приводится описание ультрастабильного источника электрического потенциала для ловушек Пеннинга установки PENTATRAP, созданного при участии автора диссертации совместно с электронной лабораторией МРК и Федеральным физико-техническим институтом (PTB) в Брауншвейге. Источник имеет название StaReP (Stable Reference for Penning Trap Experiments).

В разделе 7.11 приводится описание запуска установки PENTATRAP. Под запуском понимается тестирование полного цикла работы установки от создания высокозарядных ионов до захвата данных ионов центральной ловушкой, их удержания в течение как минимум нескольких десятков минут и измерения их аксиальной частоты. Более того, важно показать возможность захвата ловушкой только единичных ионов определённого нуклида с заданным отношением массы

к заряду. Данные шаги были успешно выполнены, и можно констатировать успешный запуск установки PENTATRAP.

Таким образом, под руководством и при непосредственном участии автора диссертации в МРК была создана уникальная установка PENTATRAP на основе ловушек Пеннинга для измерения отношения масс высокозарядных нуклидов в широком диапазоне массовых значений с проектной относительной точностью 10^{-11} . Установка успешно запущена. В процессе запуска было отработано создание высокозарядных ионов стабильных нуклидов в широком диапазоне масс, их транспортировка по ионопроводу к масс-спектрометру и захват центральной ловушкой. Экспериментально продемонстрирована на примере ионов Ar^{8+} возможность захвата ловушкой одного единственного иона и измерения частоты его аксиального движения.

Следующей задачей является отработка процесса охлаждения всех трёх ловушечных движений с последующей гармонизацией потенциала ловушки. Это позволит провести измерение частот всех трёх ловушечных движений и, следовательно, свободной циклотронной частоты иона. Завершающим шагом является оптимизация захвата ионов несколькими ловушками с последующим измерением их ловушечных частот.

В заключении кратко суммируются основные результаты выполненной работы.

1. Созданы элементы установки SHIPTRAP для проведения онлайн-экспериментов по измерению масс трансурановых нуклидов, полученных в ядерных реакциях слияния-испарения.

На этой установке впервые в мире проведены прямые высокопрецизионные измерения масс трансурановых нуклидов с помощью ловушки Пеннинга. Измерены массы сверхтяжёлых нуклидов nobелия и лоуренсия, имеющих наименьшие сечения образования, когда-либо исследованные с помощью ловушек Пеннинга. Практическая ценность данных измерений заключается в демонстрации возможности проведения подобного рода прямых высокопрецизионных измерений масс трансурановых нуклидов с сечениями образования, не превышающими нескольких десятков нбарн. По результатам данных экспериментов было сделано заключение о возможности проведения на установке SHIPTRAP прямых измерений нуклидов с протонными числами, достигающими $Z = 110$. Построен участок ландшафта масс сверхтяжёлых элементов.

2. Впервые была реализована комплексная программа по поиску резонансно-усиленного процесса безнейтринного двойного электронного захвата посредством прямого прецизионного измерения разности масс материнского и дочернего нуклидов большого числа $0\nu 2\text{EC}$ -переходов. Практическая ценность данных измерений заключается в нахождении двух резонансно-усиленных $0\nu 2\text{EC}$ -переходов. Для одного из них, а именно для $0\nu 2\text{EC}$ в ^{156}Dy , была открыта возможность существования феномена мультирезонансного усиления. В данном нуклиде резонансно-усиленный безнейтринный

двойной электронный захват может идти на четыре ядерных возбуждённых состояния.

3. Предложена, разработана и внедрена на установке SHIPTRAP совершенно новая методика определения масс нуклидов, получившая в научной англоязычной литературе наименование Phase-Imaging Ion-Cyclotron-Resonance Technique или сокращённо PI-ICR. Практическая ценность данной методики заключается в том, что она позволяет определять с точностью порядка 10^{-7} массы короткоживущих нуклидов с периодами полураспада всего несколько миллисекунд, что на данный момент невозможно достичь ни с одной другой существующей методикой. Измеренные с помощью данной методики отношения масс долгоживущих пар нуклидов $^{48}\text{Ca}/^{12}\text{C}_4$, $^{163}\text{Ho}/^{163}\text{Dy}$ и $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ с относительной точностью, близкой к 10^{-10} , важны для развития экспериментов по определению массы нейтрино, а также для теста КЭД в сильных электромагнитных полях.

4. Созданная установка PENTATRAP является единственным масс-спектрометром, который в ближайшем будущем позволит проводить измерения масс долгоживущих нуклидов с относительной точностью, значительно превышающей 10^{-11} . Это позволит, например, определить Q -значение электронного захвата в ^{163}Ho с точностью как минимум 1 эВ.

Список работ, опубликованных по теме диссертации

- [1] **S. Eliseev**, K. Blaum, M. Block et al., «Direct measurement of the mass difference of ^{163}Ho and ^{163}Dy solves Q -value puzzle for the neutrino mass determination», *Phys. Rev. Lett.*, p. 062501, 115, 2015.
- [2] F. Schneider, T. Beyer, ..., **S. Eliseev** et al., «Preparatory studies for a high-precision Penning-trap measurement of the ^{163}Ho electron capture Q -value», *Eur. Phys. J. A*, p. 89, 51, 2015.
- [3] F. Köhler, K. Blaum, ..., **S. Eliseev** et al., «Beyond the Furry picture of bound-state quantum electrodynamics with highly charged ions», *Nature Commun.*, p. 10246, 7, 2016.
- [4] L. Gastaldo, K. Blaum, ..., **S. Eliseev** et al., «The electron capture ^{163}Ho experiment ECHO», *J. Low Temp. Phys.*, p. 876, 176, 2014.
- [5] D. Nesterenko, **S. Eliseev**, K. Blaum et al., «Direct determination of the atomic mass difference of ^{187}Re and ^{187}Os for neutrino physics and cosmochronology», *Phys. Rev. C*, p. 042501, 90, 2014.
- [6] **S. Eliseev**, K. Blaum, M. Block et al., «A phase-imaging technique for cyclotron-frequency measurements», *Appl. Phys. B*, p. 107, 114, 2014.
- [7] E.M. Ramirez, D. Ackermann, ..., **S. Eliseev** et al., «Recent developments for high-precision mass measurements of the heaviest elements at SHIPTRAP», *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, p. 501, 317, 2013.
- [8] **S. Eliseev**, Yu.N. Novikov, K. Blaum, «Penning-trap mass spectrometry and neutrino physics», *Annalen der Physik*, p. 707, 525, 2013.
- [9] **S. Eliseev**, T. Eronen, Yu.N. Novikov, «Penning-trap mass spectrometry for neutrino physics», *Int. J. Mass Spectrom.*, p. 102, 349–350, 2013.
- [10] **S. Eliseev**, K. Blaum, M. Block et al., «Phase-imaging ion-cyclotron-resonance measurements for short-lived nuclides», *Phys. Rev. Lett.*, p. 082501, 110, 2013.
- [11] **S.A. Eliseev**, Yu.N. Novikov, K. Blaum, «Search for resonant enhancement of neutrinoless double-electron capture by high-precision Penning-trap mass spectrometry», *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, p. 124003, 39, 2012.
- [12] K. Blaum, **S. Eliseev**, T. Eronen et al., «Precision mass measurements for nuclear astro- and neutrino physics», *J. Phys.: Conf. Ser.*, p. 012013, 381, 2012.
- [13] D.A. Nesterenko, K. Blaum, ..., **S. Eliseev** et al., «Double- β transformations in isobaric triplets with mass numbers $A = 124, 130, \text{ and } 136$ », *Phys. Rev. C*, p. 044313, 86, 2012.
- [14] C. Smorra, T.R. Rodriguez, ..., **S. Eliseev** et al., « Q -value and half-life of double-electron capture in ^{184}Os », *Phys. Rev. C*, p. 044604, 86, 2012.
- [15] E.M. Ramirez, D. Ackermann, ..., **S. Eliseev** et al., «Direct mapping of nuclear shell effects in the heaviest elements», *Science*, p. 1207, 337, 2012.
- [16] Dong-Liang Fang, K. Blaum, **S. Eliseev** et al., «Evaluation of the resonance enhancement effect in neutrinoless double-electron capture in ^{152}Gd , ^{164}Er , and ^{180}W atoms», *Phys. Rev. C*, p. 035503 1–5, 85, 2012.

- [17] C. Smorra, T. Beyer, ..., **S. Eliseev** et al., «Direct mass measurements of cadmium and palladium isotopes and their double-beta transition Q -values», *Phys. Rev. C*, p. 027601 1–4, 85, 2012.
- [18] C. Droese, K. Blaum, ..., **S. Eliseev** et al., «Probing the nuclide ^{180}W for neutrinoless double-electron capture exploration», *Nucl. Phys. A*, pp. 1–7, 875, 2012.
- [19] J. Repp, Ch. Böhm, ..., **S. Eliseev** et al., «PENTATRAP: a novel cryogenic multi-Penning trap experiment for high-precision mass measurements on highly charged ions», *Appl. Phys. B*, p. 983, 107, 2012.
- [20] C. Roux, Ch. Böhm, ..., **S. Eliseev** et al., «The trap design of PENTATRAP», *Appl. Phys. B*, p. 997, 107, 2012.
- [21] **S. Eliseev**, M. Goncharov, K. Blaum et al., «Multiple-resonance phenomenon in neutrinoless double-electron capture», *Phys. Rev. C*, pp. 012501(R) 1–4, 84, 2011.
- [22] **S. Eliseev**, C. Roux, K. Blaum et al., «Octupolar excitation of ion motion in Penning trap mass spectrometry for Q -value measurement of double-electron capture in ^{164}Er », *Phys. Rev. Lett.*, p. 152501 1–5, 107, 2011.
- [23] M. Goncharov, K. Blaum, ..., **S. Eliseev** et al., «Probing the nuclides ^{102}Pd , ^{106}Cd and ^{144}Sm for resonant neutrinoless double-electron capture», *Phys. Rev. C*, p. 035503 1–3, 85, 2011.
- [24] **S. Eliseev**, C. Roux, K. Blaum et al., «Resonant enhancement of neutrinoless double-electron capture in ^{152}Gd », *Phys. Rev. Lett.*, p. 052504 1–4, 106, 2011.
- [25] **S. Eliseev**, D. Nesterenko, K. Blaum et al., « Q -values for neutrinoless double-electron capture in ^{96}Ru , ^{162}Er , and ^{168}Yb », *Phys. Rev. C*, p. 038501 1–3, 83, 2011.
- [26] M. Dworschak, M. Block, ..., **S. Eliseev** et al., «Penning trap mass measurements on nobelium isotopes», *Phys. Rev. C*, p. 064312 1–9, 81, 2010.
- [27] M. Block, D. Ackermann, ..., **S. Eliseev** et al., «Penning trap mass measurements of trans-fermium elements with SHIPTRAP», *Hyperfine Interact.*, pp. 225–231, 196, 2010.
- [28] M. Block, D. Ackermann, ..., **S. Eliseev** et al., «Direct mass measurements above uranium bridge the gap to the island of stability», *Nature*, pp. 785–788, 463, 2010.
- [29] M. Block, D. Ackermann, ..., **S. Eliseev** et al., «Towards direct mass measurements of nobelium at SHIPTRAP», *Eur. Phys. J. A*, pp. 39–45, 45, 2007.

Список литературы

- [1] R. Cakirli, R. Casten, «Nuclear binding and nuclear structure», *Int. J. Mass Spectrom.*, pp. 187–191, 349–350, 2013.
- [2] H. Simon, «Masses of unbound nuclear systems», *Int. J. Mass Spectrom.*, pp. 172–180, 349–350, 2013.
- [3] H. Schatz, «Nuclear masses in astrophysics», *Int. J. Mass Spectrom.*, pp. 181–186, 349–350, 2013.

- [4] S. Kreim, M. Hempel, D. Lunney et al., «Nuclear masses and neutron stars», *Int. J. Mass Spectrom.*, pp. 63–68, 349–350, 2013.
- [5] J. Clark, G. Savard, «Precision masses for studies of the astrophysical r process», *Int. J. Mass Spectrom.*, pp. 81–86, 349–350, 2013.
- [6] J.M. Pearson, S. Goriely, N. Chamel, «Microscopic mass models for astrophysics», *Int. J. Mass Spectrom.*, pp. 57–62, 349–350, 2013.
- [7] S. Eliseev, T. Eronen, Yu.N. Novikov, «Penning-trap mass spectrometry for neutrino physics», *Int. J. Mass Spectrom.*, pp. 102–106, 349–350, 2013.
- [8] P. Becker, D. Schiel, «The Avogadro constant and a new definition of the kilogram», *Int. J. Mass Spectrom.*, pp. 219–226, 349–350, 2013.
- [9] G.E. Myers, «The most precise atomic mass measurements in Penning traps», *Int. J. Mass Spectrom.*, pp. 107–122, 349–350, 2013.
- [10] T. Eronen, A. Jokinen, «High-precision atomic mass measurements for a CKM unitarity test», *Int. J. Mass Spectrom.*, pp. 69–73, 349–350, 2013.
- [11] S. Eliseev, K. Blaum, M. Block et al., «A phase-imaging technique for cyclotron-frequency measurements», *Appl. Phys. B*, pp. 107–128, 114, 2014.
- [12] J. Repp, C. Böhm, J.R. Crespo Lopez-Urrutia et al., «PENTATRAP: a novel cryogenic multi-Penning-trap experiment for high-precision mass measurements on highly charged ions», *Appl. Phys. B*, pp. 983–996, 107, 2012.
- [13] C. Roux, C. Böhm, A. Dörr et al., «The trap design of PENTATRAP», *Appl. Phys. B*, pp. 997–1005, 107, 2012.
- [14] M. Block, D. Ackermann, K. Blaum et al., «Towards direct mass measurements of nobelium at SHIPTRAP», *Eur. Phys. J. B*, pp. 39–45, 45, 2007.
- [15] C. Weber, V.-V. Elomaa, R. Ferrer et al., «Mass measurements in the vicinity of the rp -process and the vp -process paths with the Penning trap facilities JYFLTRAP and SHIPTRAP», *Phys. Rev. C*, p. 054310, 78, 2008.
- [16] E. Haettner, D. Ackermann, G. Audi et al., «Mass measurements of very neutron-deficient Mo and Tc isotopes and their impact on rp -process nucleosynthesis», *Phys. Rev. Lett.*, p. 122501, 106, 2011.
- [17] C. Rauth, D. Ackermann, K. Blaum et al., «First Penning trap mass measurements beyond the proton drip line», *Phys. Rev. Lett.*, p. 012501, 100, 2008.
- [18] M. Block, D. Ackermann, K. Blaum et al., «Direct mass measurements above uranium bridge the gap to the island of stability», *Nature*, pp. 785–788, 463, 2010.
- [19] E. Minaya Ramirez, D. Ackermann, K. Blaum et al., «Direct mapping of nuclear shell effects in the heaviest elements», *Science*, pp. 1207–1210, 337, 2012.
- [20] S.A. Eliseev, Yu.N. Novikov, K. Blaum, «Search or resonant enhancement of neutrinoless double-electron capture by high-precision Penning-trap mass spectrometry», *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, p. 124003, 39, 2012.
- [21] D.A. Nesterenko, S. Eliseev, K. Blaum et al., «Direct determination of the atomic mass difference of ^{187}Re and ^{187}Os for neutrino physics and cosmochronology», *Phys. Rev. C*, p. 042501(R), 90, 2014.

- [22] S. Eliseev, K. Blaum, M. Block et al., «Direct measurement of the mass difference of ^{163}Ho and ^{163}Dy solves the Q -value puzzle for the neutrino mass determination», *Phys. Rev. Lett.*, p. 062501, 115, 2015.
- [23] F. Köhler et al., «Isotope dependence of the Zeeman effect in lithium-like calcium», *Nature Commun.*, p. 10246, 7, 2016.
- [24] M. Dworschak, M. Block, D. Ackermann et al., «Penning trap mass measurements on nobelium isotopes», *Phys. Rev. C*, p. 064312, 81, 2010.
- [25] S. Hofmann, G. Münzenberg, «The discovery of the heaviest elements», *Rev. Mod. Phys.*, p. 733, 72, 2000.
- [26] Y. Oganessian, «Heaviest nuclei from ^{48}Ca -induced reactions», *J. Phys. G*, p. 34, R165, 2007.
- [27] H.W. Gäggeler, D.T. Jost, A. Türler et al., «Cold fusion reactions with ^{48}Ca », *Nucl. Phys. A*, pp. 561–570, 502, 1989.
- [28] A.V. Belozеров, M.L. Chelnokov, V.I. Chepigin et al., «Spontaneous-fission decay properties and production cross-sections for the neutron-deficient nobelium isotopes formed in the $^{44}, ^{48}\text{Ca} + ^{204}, ^{206}, ^{208}\text{Pb}$ reactions», *Eur. Phys. J. A*, pp. 447–456, 16, 2003.
- [29] G. Audi, F.G. Kondev, M. Wang et al., «The NUBASE2012 evaluation of nuclear properties», *Chinese Phys. C*, pp. 1157–1286, 36, 2012.
- [30] G. Audi, A.H. Wapstra, C. Thibault, «The AME2003 atomic mass evaluation. (II). Tables, graphs and references», *Nucl. Phys. A*, pp. 337–676, 729, 2003.
- [31] K. Blaum, «High-accuracy mass spectrometry with stored ions», *Phys. Rep.*, pp. 1–78, 425, 2006.
- [32] K. Blaum, Yu.N. Novikov, G. Werth, «Penning traps as a versatile tool for precise experiments in fundamental physics», *Contemp. Phys.*, pp. 149–175, 51, 2010.
- [33] A. Chaudhuri, M. Block, S. Eliseev et al., «Carbon-cluster mass calibration at SHIPTRAP», *Eur. Phys. J. D*, pp. 47–53, 45, 2007.
- [34] «Center for Nuclear Studies, Department of Physics, The George Washington University. Data Analysis Center», <http://www.nndc.bnl.gov>. [Дата обращения: January 2015].
- [35] J.D. Vergados, «Transition operators entering neutrinoless double electron capture to excited nuclear states», *Phys. Rev. C*, p. 044328, 84, 2011.
- [36] M. Redshaw, B.J. Mount, E.G. Myers, «Improved atomic masses of $^{84}, ^{86}\text{Kr}$ and $^{129}, ^{132}\text{Xe}$ », *Phys. Rev. A*, p. 012506, 79, 2009.
- [37] M. Höcker, R. Rana, E.G. Myers, «Atomic masses of $^{82}, ^{83}\text{Kr}$ and $^{131}, ^{134}\text{Xe}$ », *Phys. Rev. A*, p. 052502, 88, 2013.
- [38] <http://www.mpi-hd.mpg.de/blaum/gfactor/silicon/index.en.html>. [Дата обращения: 9 апреля 2015].
- [39] R. Brodzinski, D. Conway, «Decay of Rhenium-187», *Phys. Rev. B*, p. 1368, 138, 1965.
- [40] E. Huster, H. Verbeek, «Das beta-spektrum des natürlichen Rhenium-187», *Zeitschrift für Physik*, pp. 435–442, 203, 1967.

- [41] K. Ashktorab, J.W. Jänecke, F.D. Becchetti, «Beta decay of ^{187}Re and cosmochronology», *Phys. Rev. C*, p. 2954, 47, 1993.
- [42] E. Cosulich, G. Gallinaro, F. Gatti et al., «Detection of ^{187}Re beta decay with a cryogenic microcalorimeter. Preliminary results», *Phys. Lett. B*, pp. 143–147, 295, 1992.
- [43] A. Alessandrello, J.W. Beeman, C. Brofferio et al., «Bolometric measurements of beta decay spectra of ^{187}Re with crystals of silver perrhenate», *Phys. Lett. B*, pp. 253–260, 457, 1999.
- [44] M. Galeazzi, F. Fontanelli, F. Gatti et al., «End-point energy and half-life of the ^{187}Re beta-decay», *Phys. Rev. C*, p. 014302, 63, 2000.
- [45] C. Arnaboldi, C. Brofferio, O. Cremonesi et al., «Bolometric bounds on the antineutrino mass», *Phys. Rev. Lett.*, p. 161802, 91, 2003.
- [46] F. Hartmann, R. Naumann, «Observation of N and M orbital-electron capture in the decay of ^{163}Ho », *Phys. Rev. C*, p. 1594(R), 31, 1985.
- [47] F. Hartmann, R. Naumann, «High temperature gas proportional detector techniques and application to the neutrino mass limit using ^{163}Ho », *Nucl. Instr. Meth. A*, pp. 237–260, 313, 1992.
- [48] F. Bosch, M. Jung, *GSI Annual Rep.*, 65, 1993.
- [49] L. Gastaldo, K. Blaum, A. Dörr et al., «The electron capture ^{163}Ho Experiment ECHO», *J. Low Temp. Phys.*, pp. 876–884, 176, 2014.
- [50] P.T. Springer, C.L. Bennett, P.A. Baisden, «Measurement of the neutrino mass using the inner bremsstrahlung emitted in the electron-capture decay of ^{163}Ho », *Phys. Rev. A*, p. 679, 35, 1987.
- [51] J.U. Andersen, G.J. Beyer, G. Charpak et al., «A limit on the mass of the electron neutrino: the case of ^{163}Ho », *Phys. Lett. B*, p. 72, 113, 1982.
- [52] P.A. Baisden, D.H. Sisson, S. Niemeyer et al., «Measurement of the half-life of ^{163}Ho », *Phys. Rev. C*, p. 337, 28, 1983.
- [53] E. Laegsgaard et al. // In proceedings of the seventh international conference on atomic masses and fundamental constants (AMCO-7), edited by O. Klepper, p. 652, 1984.
- [54] S. Yasumi, M. Ando, H. Maezawa et al., «The mass of the electron neutrino using electron capture in ^{163}Ho », *Phys. Lett. B*, pp. 169–172, 181, 1986.
- [55] S. Yasumi, H. Maezawa, K. Shima et al., «The mass of the electron neutrino from electron capture in ^{163}Ho », *Phys. Lett. B*, pp. 229–233, 334, 1994.
- [56] F. Gatti, P. Meunier, C. Salvo et al., «Calorimetric measurement of the ^{163}Ho spectrum by means of a cryogenic detector», *Phys. Lett. B*, pp. 415–419, 398, 1997.
- [57] P.C.-O. Ranitzsch, J.-P. Porst, S. Kempf et al., «Development of metallic magnetic calorimeters for high precision measurements of calorimetric ^{187}Re and ^{163}Ho spectra», *J. Low Temp. Phys.*, pp. 1004–1014, 167, 2012.

Отпечатано в типографии ФГБУ «ПИАФ» НИЦ «Курчатовский институт»

188300, Гатчина Ленинградской обл., Орлова роща
Зак. 110, тир. 100, уч.-изд. л. 2; 23.03.2016 г.