

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
ИМ. Б.П. КОНСТАНТИНОВА

УДК 539.143

На правах рукописи

Селиверстов Максим Дмитриевич

**Исследование нейтроно-дефицитных изотопов иттербия  
методом резонансной фотоионизационной спектроскопии  
в лазерном ионном источнике**

01.04.16- физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

Диссертации на соискание учёной степени кандидата  
физико-математических наук

Гатчина  
2001

Работа выполнена в Отделении физики высоких энергий Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова Российской академии наук.

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник А.Е. Барзах,

кандидат физико-математических наук, старший  
научный сотрудник В.Н. Пантелеев.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор Ю.П. Гангский,

доктор физико-математических наук, старший  
научный сотрудник И.Н. Изосимов.

Ведущая организация:

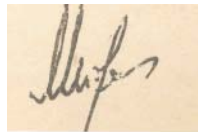
Научно-исследовательский институт физики Санкт-Петербургского  
государственного университета.

Защита состоится « 20 » декабря \_\_\_\_\_ 2001 г. в 11 часов  
на заседании

диссертационного совета Д-002.115.01 в Петербургском институте  
ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН по адресу: 188300, г. Гатчина  
Ленинградской обл., Орлова Роща, ПИЯФ РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Петербургского  
института ядерной физики им. Б.П. Константинова.

Автореферат разослан « 9 » ноября \_\_\_\_\_ 2001 г.



Учёный секретарь  
диссертационного совета

И.А. Митропольский

## Общая характеристика работы

### Актуальность

Одним из самых эффективных экспериментальных методов исследований основных состояний ядер, удалённых от полосы стабильности, является оптическая лазерная спектроскопия. Благодаря своей высокой чувствительности эта методика может применяться для исследования радиоактивных ядер, обладающих малым временем жизни и получаемых в очень малых количествах. Оптическая лазерная спектроскопия позволяет определять такие ядерные характеристики, как изотопические изменения средних квадратов зарядовых радиусов (СКЗР) и ядерные электромагнитные моменты. Лазерно-спектроскопические исследования привели к обнаружению ряда интересных эффектов и постановке ряда проблем, требующих дальнейшего изучения. Например, в области редкоземельных элементов при  $N = 88 - 90$  у стабильных изотопов (Eu, Sm, Gd) наблюдался скачок в зависимости средних квадратов зарядовых радиусов от числа нейтронов. Для радиоактивных изотопов бария, эрбия, тулия и иттербия, удалённых от полосы стабильности, в отличие от всех исследованных ранее изотопических цепочек наблюдался плавный ход изотопической зависимости средних квадратов зарядовых радиусов, что свидетельствует о плавном изменении деформации соответствующих ядер, в отличие от скачкообразного для изотопов Eu, Sm, Gd. Характер перехода от деформированных к сферическим ядрам оказался скоррелирован с близостью заряда ядра  $Z$ , соответствующей изотопической цепочки к магическому числу  $Z = 64$ : для ядер с  $Z$ , близким к  $Z = 64$  ( ${}_{63}\text{Eu}$ ,  ${}_{62}\text{Sm}$ ,  ${}_{64}\text{Gd}$ ,  ${}_{65}\text{Tb}$ ,  ${}_{67}\text{Ho}$ ), этот переход имеет скачкообразный характер, для ядер с  $Z$ , достаточно удалённым от магического ( ${}_{56}\text{Ba}$ ,  ${}_{68}\text{Er}$ ,  ${}_{70}\text{Yb}$ ), переход происходит относительно плавно [1].

Влияние магических чисел (как протонных, так и нейтронных) на ход зависимости СКЗР от  $N$  вообще представляет собой интересную и далеко не до конца исследованную проблему. В частности, весьма актуально дальнейшее исследование оболочечного эффекта в зарядовых радиусах, заключающегося в резком изменении скорости роста СКЗР при переходе числа нейтронов через магическое число и, в частности, вопроса сохранения этого эффекта по мере удаления магического ядра от полосы стабильности.

Особенно важны систематические исследования изотопических и изобарических изменений зарядовых радиусов для длинных изотопических

цепочек как можно большего числа элементов. Такие исследования могут помочь глубже изучить свойства ядерных взаимодействий, поскольку теоретические описания изотопических и изобарических зависимостей зарядовых радиусов сильно зависят от выбора эффективных сил в рамках традиционно используемых теоретических моделей.

Особый интерес представляет исследование тех ядер, у которых имеет место отклонение в поведении зарядовых радиусов от общей систематики. Такое отклонение было обнаружено у очень удаленных от полосы стабильности изотопов иттербия ( $Z = 70$ ) в окрестности  $N=82$  [2]. Здесь имеет место скачок зарядового радиуса при переходе от изотопа  $^{152}\text{Yb}$  к изотопу  $^{154}\text{Yb}$ .

**Целью диссертационной работы** являлось исследование изотопической цепочки иттербия с  $N = 82 - 86$  для более детального изучения обнаруженного эффекта аномально высокой скорости изменения СКЗР изотопов иттербия в этой области и поиска его возможного объяснения.

**Научная новизна работы** заключается в следующем:

1. Разработана методика оценки основных характеристик лазерного ионного источника, основанная на применении метода Монте-Карло.
2. Метод резонансной фотоионизационной спектроскопии в лазерном ионном источнике впервые применён для систематических исследований длинных изотопических цепочек (включая ранее не исследованные с помощью других методик изотопы).
1. Впервые измерены изотопические сдвиги и константы сверхтонкого расщепления для изотопа  $^{153}\text{Yb}$ , а также изотопический сдвиг для изотопа  $^{155}\text{Yb}$ .
2. Впервые определены изотопические изменения среднеквадратичных зарядовых радиусов  $\delta\langle r^2 \rangle$  для изотопов  $^{153,155}\text{Yb}$ , а также впервые определены ядерные электромагнитные моменты  $\mu$  и  $Q_s$  для изотопа  $^{155}\text{Yb}$ .

**Научная и практическая ценность:**

1. Разработанная методика оценки основных характеристик лазерного ионного источника (ЛИИ) может быть использована как для оптимизации параметров создаваемого лазерного ионного источника, так и для оценки его характеристик во время проведения эксперимента.

2. Продемонстрирована высокая чувствительность метода резонансной фотоионизационной спектроскопии в лазерном ионном источнике и показано, что данный метод может применяться для систематических исследований длинных изотопических цепочек.
3. Измерение ИС и СТС с помощью метода резонансной фотоионизационной спектроскопии в лазерном ионном источнике позволило получить ценную информацию о ядерных характеристиках ( $\delta\langle r^2 \rangle$ ,  $\mu$ ,  $Q_s$ ) удалённых от полосы стабильности изотопов  $^{153}\text{Yb}$  и  $^{155}\text{Yb}$ .
4. На основе полученных данных сделан вывод об отсутствии статической квадрупольной деформации ядер  $^{153}\text{Yb}$  и  $^{155}\text{Yb}$ .
5. На основе полученных в диссертационной работе и литературных данных сделан вывод о наличии инверсного четно-нечётного эффекта в зависимости СКЗР от числа нейтронов в области  $^{153}\text{Yb}$ .

**На защиту** выносятся следующие положения:

1. Методика оценки основных характеристик ЛИИ (эффективность, селективность, временная структура ионного тока и др.), основанная на применении метода Монте-Карло.
2. Экспериментальное исследование ЛИИ («off-line» и «on-line») измерение его основных характеристик и сравнение их с расчётом.
3. Измерение изотопических сдвигов и констант сверхтонкого расщепления изотопов  $^{153,155}\text{Yb}$ , определение изменения средних квадратов зарядового радиуса  $\delta\langle r^2 \rangle$ , а также электромагнитных моментов (магнитного дипольного момента  $\mu$  и спектроскопического электрического квадрупольного момента  $Q_s$ ) изотопов  $^{153,155}\text{Yb}$ .
4. Установлено, что гипотеза о скачке статической квадрупольной деформации не применима для объяснения резкого изменения скорости изменения СКЗР при переходе от изотопа  $^{152}\text{Yb}$  ( $N = 82$ ) к  $^{154}\text{Yb}$  ( $N=84$ ).
5. На основе полученных в диссертационной работе и литературных данных обнаружен инверсный четно-нечётный эффект в изотопической зависимости зарядовых радиусов изотопов иттербия вблизи  $N = 82$ .

### **Апробация работы:**

Основные результаты диссертационной работы докладывались на следующих международных конференциях:

1. 28-th EGAS (European Group for Atomic Spectroscopy) Conference, July 16-19, 1996, Graz, Austria.
2. 13-th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications (EMIS), September 23-27, 1996, Bad Durkheim, Germany.
3. 31-st EGAS (European Group for Atomic Spectroscopy) Conference, July 16-19, 1999, Marseille, France.
4. 5-я международная школа-семинар «Физика тяжелых ионов», 22-27 сентября 1997 г., Дубна.
5. 2-nd International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM), June 23-27, 1998, Bellaire, Michigan, USA.
6. 9-th Nordic meeting on Nuclear Physics, August 4-8, 1998, Jyvaskyla, Finland.
7. Международная конференция по ядерной физике «50 лет ядерным оболочкам». 21-24 апреля 1999 г., Дубна.
8. 1-st Euroconference on Atomic Physics at Accelerators: Laser Spectroscopy and Applications (APAC), September 19-24, 1999, Mainz, Budenheim, Germany.
9. 5-th International Workshop «Prospects for the development of the laser methods in the study of nuclear matter», May 28-31, 2001, Poznan, Poland.
10. 3-d International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM), July 2-8, 2001, Hameenlinna, Finland.
11. International Nuclear Physics Conference, July 30 - August 3, 2001, Berkeley, USA.

### **Структура и объём диссертации:**

Диссертация состоит из введения, 7 глав, заключения и приложения. Объём диссертации составляет 98 страниц.

## Краткое содержание диссертации

**Во введении** сформулирована актуальность и цель работы.

В **первой главе** приведены основные соотношения, характеризующие связь характеристик оптических спектров (изотопический сдвиг, параметры сверхтонкого расщепления) с ядерными характеристиками (СКЗР, дипольный магнитный и электрический квадрупольный моменты), описана связь указанных ядерных параметров с различными видами деформации ядра и методика обработки экспериментальной оптической информации с целью определения ядерных параметров.

Различие в размерах и массах ядер приводит к так называемому изотопическому сдвигу (ИС) оптических линий. Изменение СКЗР при переходе от изотопа с массой  $A$  к изотопу с массой  $A'$  ( $\delta\langle r^2 \rangle_{A,A'}$ ) и ИС частоты оптической линии  $i$  ( $\delta\nu_i^{A,A'}$ ) связаны следующим соотношением:

$$\delta\nu_i^{A,A'} = F_i(Z)\delta\langle r^2 \rangle_{A,A'} + M \frac{A'-A}{A'A}, \quad (1)$$

где  $F_i(Z)$  - так называемый электронный фактор, второе слагаемое в выражении (1) представляет собой так называемый массовый сдвиг,  $M$  — константа массового сдвига.

Взаимодействие ядра, обладающего электромагнитными моментами, с электронной оболочкой атома приводит к возникновению так называемой сверхтонкой структуры (СТС) электронных уровней энергии:

$$\Delta W = A \frac{C}{2} + B \frac{\frac{3}{4}C(C+1) - I(I+1)(J+1)}{2I(2I+1)J(2J+1)}, \quad (2)$$

где  $A$  - постоянная магнитного взаимодействия,  $B$  - постоянная квадрупольной связи:

$$A = \frac{\mu_I \langle H(0) \rangle}{IJ}, \quad B = eQ_S \langle V_{JJ}(0) \rangle. \quad (3)$$

В этих выражениях  $\langle H(0) \rangle$  - величина магнитного поля, а  $\langle V_{JJ}(0) \rangle$  - градиент электрического поля, создаваемых электронной оболочкой:

$I$  - спин ядра,  $J$  - спин электронной оболочки,  $F$  - полный момент атома ( $F = I + J$ ),  $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$ .

Деформация влияет не только на квадрупольный момент, но и на СКЗР. При учёте деформации изменение СКЗР записывается в виде суммы

объёмной и деформационных частей (с точностью до квадратичных членов):

$$\delta \langle r^2 \rangle = \delta \langle r^2 \rangle_0 + \frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle_0 \cdot \sum_i \delta \langle \beta_i^2 \rangle \quad (4)$$

где первое слагаемое отражает влияние изменения объёма сферического ядра ( $\langle r^2 \rangle_0$  - СКЗР сферического ядра того же объёма) на СКЗР, а второе влияние изменения деформации. Обычно  $\delta \langle r^2 \rangle_0$  рассчитывается в рамках капельной модели Майерса-Святецкого («droplet model») [3].

Деформационное изменение СКЗР может быть вызвано также и динамической деформацией - нулевыми колебаниями поверхности ядра. В этом случае  $\langle \beta_i^2 \rangle$  может быть отличной от нуля, даже если  $\langle \beta_i \rangle = 0$ . Таким образом, СКЗР в равной мере чувствителен как к статической, так и к динамической деформации.

**Вторая глава** посвящена выбору экспериментальной методики. В ней указаны основные требования, предъявляемые к ней (чувствительность, спектральное разрешение, возможность сопряжения с масс-сепаратором). Описаны наиболее чувствительные лазерно-спектроскопические методы, применяемые для исследования нуклидов, удалённых от полосы бета-стабильности (коллинеарная спектроскопия, спектроскопия в газовых ячейках, резонансная фотоионизационная спектроскопия и др.), приведены их характеристики, рассмотрена возможность их применения на лазерно-ядерном комплексе ИРИС. Обоснован выбор методики резонансной фотоионизационной спектроскопии в лазерном ионном источнике для исследования нейтроно-дефицитных изотопов иттербия ( $^{153-156}\text{Yb}$ ). Описаны принципы резонансной фотоионизации, которая лежит в основе этого метода.

В **третьей главе** дано описание лазерного ионного источника (ЛИИ). Лазерный ионный источник, используемый для спектроскопических экспериментов с нуклидами, удалёнными от полосы стабильности, должен удовлетворять следующим требованиям.

- Высокая эффективность фотоионизации. Под эффективностью ионного источника  $\eta_{\text{ион}}$  будем понимать долю атомов, находившихся в ионном источнике, которые ионизовались и вышли через выходное отверстие.



- Высокая селективность. Под селективностью понимается отношение суммарного ионного тока на выходе масс-сепаратора при наличии лазерного облучения к фоновому ионному току при отсутствии лазерного облучения.

Рассмотрены основные характеристики лазерного ионного источника с удержанием ионов в горячей полости. ЛИИ представляет собой полость из тугоплавкого металла (Nb, Ta, Re, W), нафеваемую проходящим через неё током. Продукты ядерных реакций, образующиеся при облучении быстрыми протонами вещества мишени, нафетой до высокой температуры, в результате диффузии попадают в ионный источник, где осуществляется их ионизация лазерным пучком, входящим в ионный источник через отверстие в заднем торце.

Высокая эффективность ионизации достигается за счёт того, что атомы, двигаясь в объёме полости до того, как они покидают её через выходное отверстие, многократно пересекают область, подвергаемую лазерному облучению. Особенностью данного типа источника является то, что при достаточно высокой температуре источника ( $T_{ист} > 1800$  К) в результате интенсивной эмиссии электронов и ионов с поверхности ионизатора возникает такое распределение заряда, что образующееся у стенок полости источника электрическое поле (так называемый пристеночный скачок потенциала) направлено так, что оно препятствует попаданию положительных фотоионов на стенки и, таким образом, значительно уменьшает вероятность их рекомбинации. Образовавшиеся фотоионы под действием разности потенциалов, приложенной к ионизатору для резистивного нафева, двигаются к выходному отверстию, где подхватываются полем вытягивающего электрода масс-сепаратора.

Для успешного выполнения экспериментов с нуклидами, удалёнными от полосы бета-стабильности, было необходимо предварительно провести экспериментальное исследование свойств ЛИИ и расчёт его основных характеристик с целью оптимизации параметров лазерного ионного источника. Расчёты основных характеристик проводились с помощью специально разработанной методики, основанной на применении метода Монте-Карло, которая позволяет оценивать широкий круг характеристик лазерного ионного источника (эффективность, селективность, временная структура ионного тока, время задержки атомов в полости ионного источника, спектральная ширина и смещение оптической линии поглощения и др.). Эта методика может быть использована как для оптимизации параметров создаваемого ЛИИ, так и для оценки его характеристик во время проведения эксперимента.

Приведены результаты расчётов зависимости эффективности ЛИИ от его геометрических параметров. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментально полученными данными. Показано, что с точки зрения эффективности предпочтителен выбор ионизатора в виде тонкой трубки с диаметром, близким к диаметру пучка лазерного излучения. Приведены примеры экспериментально зарегистрированной временной структуры фотоионного тока из ЛИИ и результаты соответствующих расчётов. Показано, что неравномерную временную структуру фотоионного тока можно использовать для увеличения селективности лазерного источника с помощью селективной по времени регистрации фотоионов. Проведённые расчёты и сравнение их с экспериментально полученными данными показали, что форму временной зависимости фотоионного тока от времени, прошедшего с момента прохождения лазерного импульса, можно использовать для оценки величины вероятности вылета фотоионов из объёма ионизатора без рекомбинации. Показано, что с точки зрения селективности также предпочтительным является выбор ионизатора в виде тонкой трубки.

На основе проведённых исследований определены оптимальные параметры мишенно-ионного устройства масс-сепаратора.

**В четвёртой главе** описана экспериментальная установка, её технические параметры, конструктивные особенности и характеристики её отдельных узлов. Также дано описание системы управления экспериментом и сбора информации.

Эксперименты проводились на лазерно-ядерном комплексе ИРИС лаборатории короткоживущих ядер ПИЯФ РАН. Общая схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Радиоактивные изотопы образовывались в танталовой мишени ( $m_{миш} = 18\text{г}$ ), облучаемой протонным пучком ( $E_p = 1\text{ ГэВ}$ ,  $I_p = 0.1\text{ мкА}$ ). Излучение трёх лазеров с помощью системы зеркал и линз направлялось вдоль оси ЛИИ. Образовавшиеся в ионизаторе фотоионы захватывались электрическим полем электростатической системы масс-сепаратора, который разделял их по массам. На выходе масс-сепаратора с помощью вторичного электронного умножителя (ВЭУ) или детектора  $\alpha$ -излучения регистрировалась зависимость числа фотоионов исследуемого изотопа от сканируемой частоты излучения узкополосного лазера ( $\delta\nu \approx 1\text{ ГГц}$ ) на первой ступени возбуждения.

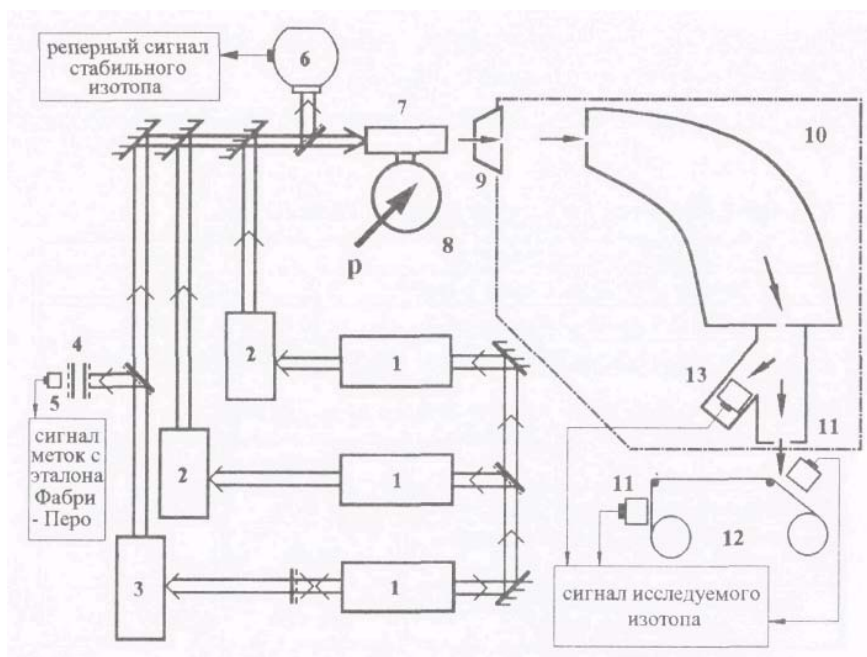


Рис 1. Схема экспериментальной установки.

1 - лазер накачки; 2 - широкополосный лазер на красителях; 3 - узкополосный лазер на красителях; 4 - интерферометр Фабри-Перо; 5 — фотодиод; 6 - камера реперного изотопа; 7 - полость ЛИИ; 8 - мишень; 9 - вытягивающий электрод масс-сепаратора; 10 - масс-сепаратор; 11 -  $\alpha$ -детектор; 12 - лентопротяжное устройство; 13 - ВЭУ.

Для калибровки частотной шкалы использовался датчик меток: интерферометр ИТ-51 с областью свободной дисперсии 5 ГГц и фотодиод. Часть лазерного излучения отводилась в специальную вакуумную камеру, изолированную от масс-сапаратора (опорная камера), где происходила резонансная ионизация атомов стабильных изотопов. Источником атомного пучка в опорной камере служил нафеваемый танталовый тигель, куда заранее помещались макроколичества стабильного изотопа. Спектры стабильных изотопов использовались в качестве репера при измерении ИС, а также для калибровки частотной шкалы. Область сканирования частоты лазера подбиралась таким образом, чтобы при одном цикле сканирования захватывалась линии сверхтонкой структуры как исследуемого (радиоактивного), так и стабильного изотопов.

Параметры лазеров, используемых в экспериментах, приведены в таблицах 1 и 2.

**Таблица 1.** Параметры излучения лазеров накачки

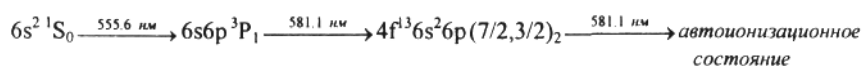
средняя мощность, $P_{нак}$	8 Вт
частота повторения импульсов, $f$	9 кГц
длительность импульса, $\tau_{нак}$	40 нс
длина волны излучения, $\lambda_{нак}$	510.6 нм и 578 нм.

**Таблица 2.** Параметры излучения лазеров на красителях

	ЛЖИ-504	ЛЖИ 504А
Ширина линии генерации, $\Delta \nu$	30 ГГц	1 ГГц
Длительность импульса генерации, $\tau_{имп}$	10 нс	10 нс
Средняя мощность излучения, $P$ (при $P_{нак} = 8$ Вт)	250 мВт	150 мВт

В пятой главе описаны экспериментальные исследования нейтронодефицитных изотопов иттербия, в ходе которых были измерены изотопические сдвиги и константы сверхтонкого расщепления их оптических линий.

В экспериментах использовалась следующая схема фотоионизации атомов иттербия:



Мощности лазеров было недостаточно для насыщения перехода в автоионизационное состояние, однако применение системы «лазер + усилитель» вместо двух широкополосных лазеров позволило увеличить суммарную мощность излучения до 1 Вт и достичь насыщения перехода в автоионизационное состояние.

Была проведена серия измерений сравнительно долгоживущих изотопов  $^{160-166}\text{Yb}$ , при этом для регистрации фотоионов использовался ВЭУ. Примеры полученных оптических спектров показаны на рис. 2.

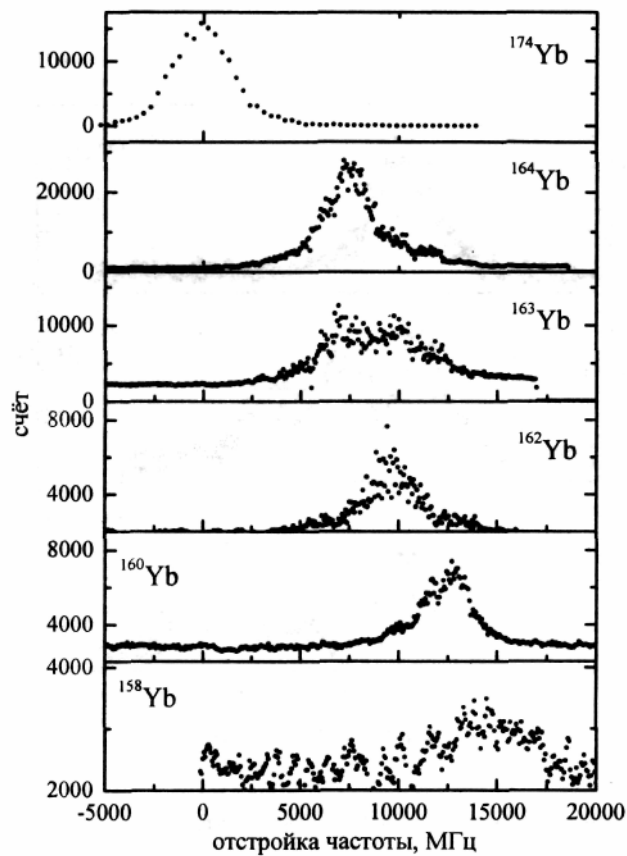


Рис. 2. Примеры оптических спектров  $^{158-164}\text{Yb}$ , полученных с помощью ВЭУ.

По мере продвижения в область нейтроно-дефицитных изотопов выходы исследуемых нуклидов падали, и для таких изотопов, как  $^{153-156}\text{Yb}$ , фотоионный сигнал терялся на фоне изобар и схема регистрации фотоионов с помощью ВЭУ была неэффективной. В этом случае применялась схема с изотопно-селективной регистрацией характеристических  $\alpha$ -распадов.

На рис. 3 показаны примеры оптических спектров  $^{153-156}\text{Yb}$  (регистрация фотоионов с помощью  $\alpha$ -детектора).

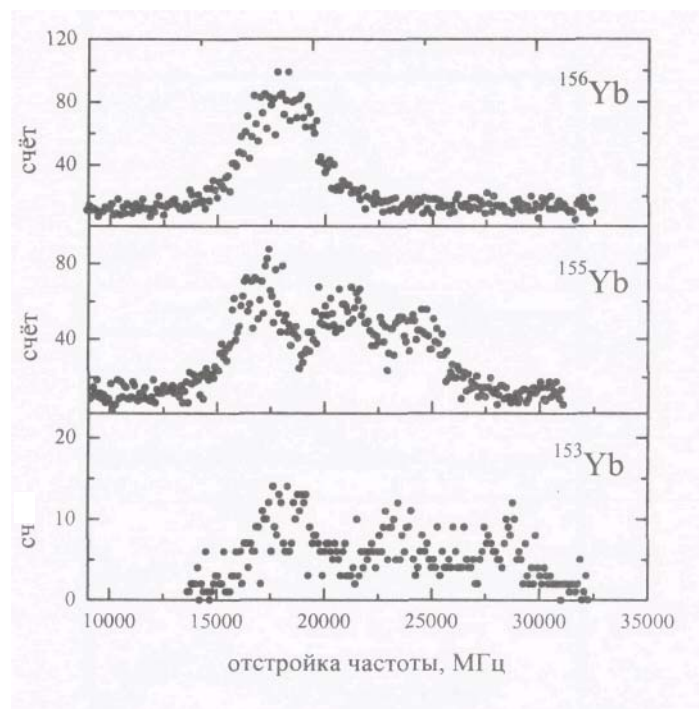


Рис. 3. Примеры оптических спектров  $^{153, 156}\text{Yb}$ , набранных за один цикл сканирования.

На основе сравнения расчётного потока атомов  $^{156}\text{Yb}$  из мишени и экспериментально зарегистрированных  $\alpha$ -распадов этого изотопа сделана оценка эффективности фотоионизации в ЛИИ:  $\eta_{\text{ион}} \approx 8\%$ . По зарегистрированному фотоионному сигналу  $^{153}\text{Yb}$  и полученной оценке эффективности фотоионизации определена чувствительность, достигнутая в ходе экспериментов –  $5 \cdot 10^3$  ат./с из мишени ( $^{153}\text{Yb}$ ).

**В шестой главе** описана процедура обработки экспериментальных данных: анализ полученных оптических спектров и определение ядерных параметров. Дано сравнение полученных в ходе экспериментов значений изотопических сдвигов для изотопов  $^{156,160,162,164,166}\text{Yb}$  с полученными ранее с помощью других методик значениями (см. табл. 3).

**Таблица 3.** Изотопические сдвиги  $^{156,160,162,164,166}\text{Yb}$

Изотоп	$\Delta \nu_{174,A}$ , МГц	$\Delta \nu_{174,A}^{ref}$ , МГц
$^{166}\text{Yb}$	5327(100)	5290(4) [4]
$^{164}\text{Yb}$	7368(100)	7331(6) [4]
$^{162}\text{Yb}$	9703(100)	9710(8) [4]
$^{160}\text{Yb}$	12278(100)	12257(10) [4]
$^{156}\text{Yb}$	17610(120)	17514(21) [2]

Приведены экспериментально полученные значения изотопических сдвигов и констант сверхтонкого расщепления и рассчитанные на их основе значения среднеквадратичных зарядовых радиусов и ядерных электромагнитных моментов изотопов  $^{153,155}\text{Yb}$  (см. табл. 4).

**Таблица 4.** Изотопические сдвиги, константы сверхтонкого расщепления, СКЗР и электромагнитные моменты  $^{153,155}\text{Yb}$ .

Изотоп	$\delta \nu_{A,174}$ , МГц	$A$ , МГц	$B$ , МГц	$\delta \langle r^2 \rangle_{A,174}$ , Фм <sup>2</sup>	$\mu$ , я.м.	$Q_s$ , б
$^{155}\text{Yb}$	-19115(80)	-1050(25)	160(80)	1.623(8)	-0.913(22)	-0.5(3)
$^{153}\text{Yb}$	-21695(150)	-1210(30)	490(20)	1.843(12)	-1.052(25)	-1.5(6)

**Седьмая глава** посвящена обсуждению полученных результатов. Особый интерес к изотопической цепочки иттербия обусловлен тем, что у изотопов иттербия было обнаружено значительно более высокая скорость изменения СКЗР с ростом числа нейтронов в окрестности магического числа  $N = 82$  ( $\text{Yb}_{82}$  и  $\text{Yb}_{84}$ ) по сравнению с другими изотопическими цепочками с близким  $Z$ . Авторы работы [2] в качестве возможного объяснения этого

эффекта выдвинули гипотезу о том, что этот эффект может объясняться резким ростом статической квадрупольной деформации ядер иттербия при переходе от  $N = 82$  к  $N = 84$ , обусловленным тем, что ядра иттербия с наполовину заполненной протонной подоболочкой  $h_{11/2}$  с точки зрения деформации более чувствительны к добавлению нейтрона, чем ядра соседних редкоземельных изотопов с меньшим  $Z$  (Dy, Er и др.), где сказывается стабилизирующий эффект заполненной подоболочки  $Z = 64$ .

На рис. 4 показана зависимость СКЗР ядер иттербия от числа нейтронов. На этом рисунке представлены как результаты проведённых нами измерений ( $^{153,155}\text{Yb}$ ), так и данные из работы [2]. Для сравнения приведены данные для изотопических цепочек Dy, Eu, Sm [5].

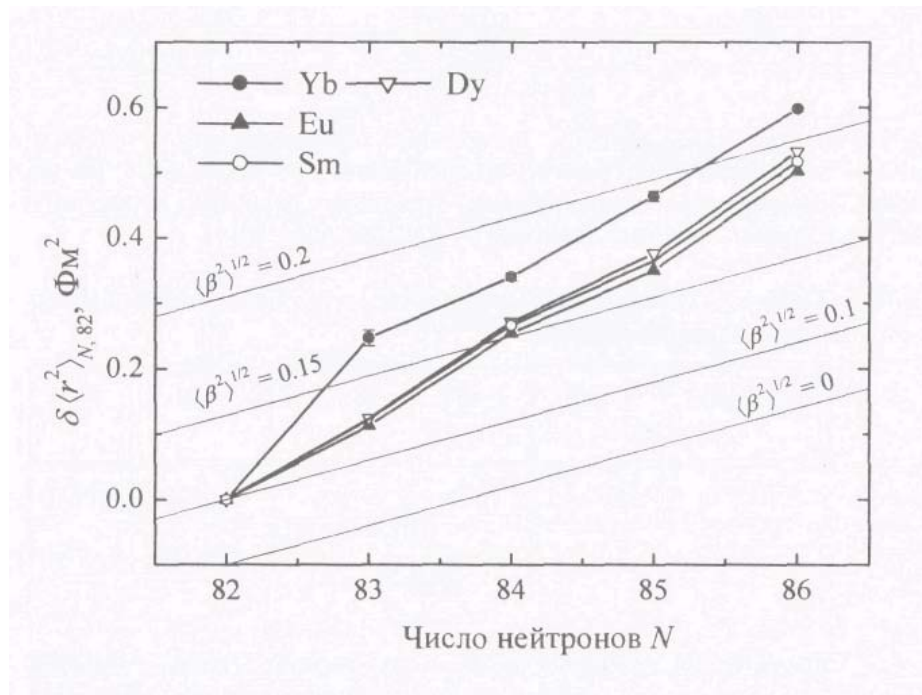


Рис. 4. Зависимость СКЗР от числа нейтронов.



По измеренным значениям  $\delta\langle r^2 \rangle$  в рамках «droplet»-модели с помощью двухпараметрической формулы (4), связывающей изменение СКЗР с изменением деформации  $\delta\langle \beta^2 \rangle$  (соответствующее изменение  $\langle r^2 \rangle$  при различных величинах деформации показано на рис. 4 наклонными прямыми линиями), для изотопов  $^{153-155}\text{Yb}$  можно сделать следующую оценку для параметра деформации:  $\langle \beta_2 \rangle_{\text{стат}} \approx 0.19$ .

Небольшие по абсолютной величине и отрицательные значения ( $Q_S$  для изотопов  $^{153,155}\text{Yb}$  свидетельствуют об отсутствии сильной статической квадрупольной деформации. Сравнение с значениями спектроскопических квадрупольных моментов и дипольных магнитных моментов ядер соседних по  $Z$  изотопических цепочек [5] показывает, что  $Q_S$  и  $\mu$  изотопов  $^{153,155}\text{Yb}$  укладываются в систематику для сферических ядер с основным состоянием со спином  $7/2^-$ . Таким образом, более высокая скорость изменения СКЗР ядер иттербия при переходе через  $N = 82$  может быть объяснена только динамическими эффектами (динамическая деформация, эффективно приводящая к увеличению диффузности ядра).

Анализ данных, как полученных нами, так и из работы [2], показывает, что для изотопической цепочки иттербия в области  $N = 82 - 85$  наблюдается инверсный четно-нечётный эффект, который заключается в том, что ядра с нечётным  $A$  имеют больший (в противоположность нормальному четно-нечётному эффекту) СКЗР, чем средняя величина СКЗР для соседних изотопов с чётным  $A$ .

Для количественного выражения этого эффекта используется параметр  $\gamma$ , для нечётных  $N$  определяемый следующим образом:

$$\gamma_N = \frac{\delta\langle r^2 \rangle_{N+1, N-1}}{2\delta\langle r^2 \rangle_{N, N-1}} - 1. \quad (5)$$

На рис. 5 показана зависимость этого параметра от числа протонов. Инверсный четно-нечётный эффект наблюдался ранее в изотопических цепочках Ra, Fg и Eu. Общепринятое объяснение этого эффекта - наличие октупольной неустойчивости [6] (статической октупольной деформации). Область редкоземельных элементов вблизи  $N = 82$  также характеризуется ростом роли октупольных колебаний [7].

Проблема возможного влияния октупольной динамической деформации (т.е. нулевых колебаний) на четно-нечётный эффект в изотопической зависимости СКЗР требует дальнейших теоретических расчётов и экспериментальных исследований соседних ядер.

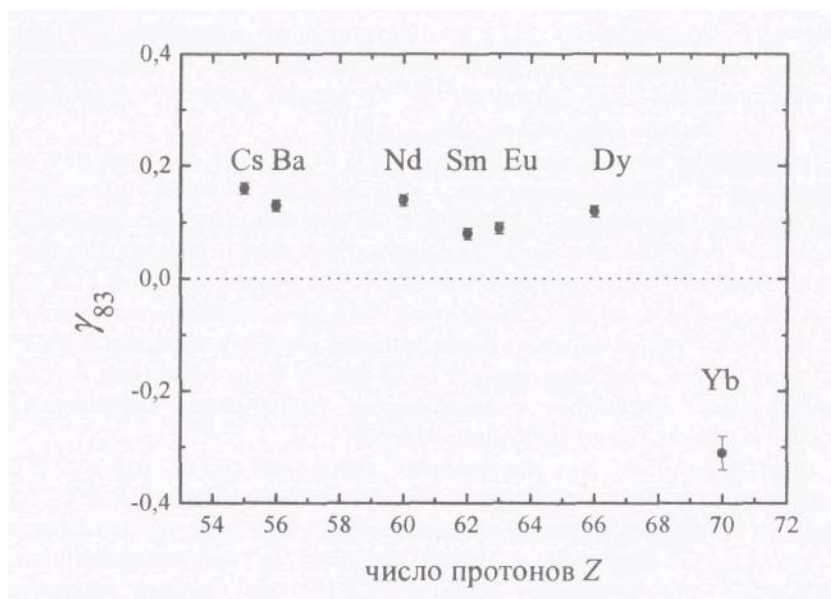


Рис.5. Зависимость параметра  $\gamma_{83}$ , описывающего четно-нечетный эффект, от Z.

**В заключении** кратко сформулированы общие выводы. Заключение также включает в себя раздел, посвященный перспективам развития методики резонансной фотоионизационной спектроскопии в лазерном ионном источнике.

**В приложении** описана методика оценки основных характеристик лазерного ионного источника, основанная на применении метода Монте-Карло.

**Основные результаты опубликованы в следующих работах:**

1. Барзах А.Е., ... , Селиверстов М.Д. и др., Новый тип лазерного ионного источника масс-сепаратора, препринт ПИЯФ-2026, Гатчина, 1994, 11 стр.
2. Barzakh A.E., ... , Seliverstov M.D. A mass-separator laser ion source, *Nucl. Instr. Meth.* **В 126** (1997) 85-87.
3. Barzakh A.E., ... , Seliverstov M.D. et al., Isotope shift and hyperfine structure measurements for  $^{155}\text{Yb}$  by laser ion source technique, *Eur. Phys. J. A* **1** (1998) 3-5.
4. Barzakh A.E., ... , Seliverstov M.D. et al., Mean square charge radii of the neutron-deficient rare-earth isotopes in the region of the nuclear shell  $N= 82$  measured by the laser ion source spectroscopy technique, *Phys. Rev. C* **61** (2000) 034304/1-4.
5. Seliverstov M.D. et al.. Application of the laser ion source for isotope shift and hyperfine structure investigation, *Hyp. Interact.* **127** (2000) 425-430.
6. Barzakh A.E., ... , Seliverstov M.D. et al., Charge radius and electromagnetic moments of  $^{153}\text{Yb}$ , препринт ПИЯФ-2413, Гатчина, 2001, 8 стр.
7. Barzakh A.E., ... , Seliverstov M.D. et al., Laser ion source for laser spectroscopy of nuclides far from stability: experiment and calculation, препринт ПИЯФ-2429, Гатчина, 2001, 18 стр.

**Список цитируемой литературы:**

- [1] Neugart R. Collinear fast-beam laser spectroscopy on radioactive isotopes in the rare-earth region. In *Lasers in Nuclear Physics*. Eds. C.E. Bemis Jr. and H.K. Carter, Harwood Academic Publishers, London, New York, 1982, p. 231-256.
- [2] Sprouse G.D. et al., Isotope shift measurements and charge radii of  $^{152-158}\text{Yb}$ , *Hyp. Interact.* **59** (1990) 91-96
- [3] Myers W.D., Schmidt K.H. An update on Droplet-model charge distribution, *Nucl. Phys.* **A410** (1983) 61-73.
- [4] Buchinger F. et al, Fast-beam laser spectroscopy on metastable atoms applied to neutron-deficient ytterbium isotopes, *Nucl. Instr. Meth.* **202** (1982)159-165.
- [5] Otten E. W. Nuclear radii and moments of unstable isotopes, in *Treatise on heavy ion science*, vol. 8, ed. D. Allan Bromley, Plenum, N.Y., 1989, 517-638.
- [6] Sheline R., Jain A.K., Jain K. Possible octupole deformation in Cs and Ba nuclei from their differential radii, *Phys. Rev.* **C38** (1988) 2952-2954.
- [7] Piiparinen M. et al, Shell model and octupole states in  $^{148}\text{Gd}$  from in-beam experiments. *Z. Phys.* **A337** (1990) 387-406.