

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

На правах рукописи

УДК 539.163

**СОЛНЫШКИН**  
Александр Александрович

**СТРУКТУРА СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ  $\beta^+$ /ЕС-РАСПАДА ЯДЕР  
 $^{147g,149,151}\text{Tb}$  и  $^{160g}\text{Ho}$ ,  
СВОЙСТВА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ  $^{160}\text{Dy}$**

Специальность: **01.04.16** – физика атомного  
ядра и элементарных частиц

**А В Т О Р Е Ф Е Р А Т**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 2009

**Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем  
имени В.П.Джелепова  
Объединенного института ядерных исследований (г.Дубна).**

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

И.Н.Изосимов

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

Р.В.Джолос

доктор физико-математических наук

С.П.Камерджиев

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург.

Защита диссертации состоится “ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2009 года в \_\_\_\_ часов

на заседании диссертационного Совета Д 720.001.03

в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) по адресу:

141980, г. Дубна, Московской области, ОИЯИ, конференц-зал ЛЯП.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан “ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2009 года.

Ученый секретарь диссертационного Совета

доктор физико-математических наук

Ю.А. БАТУСОВ

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы

Силовая функция  $\beta$ -переходов  $S_\beta(E)$  является одной из важнейших характеристик атомного ядра и представляет собой распределение квадратов модулей матричных элементов  $\beta$ -распадного типа по энергиям возбуждения ядра  $E$ . При энергиях возбуждения  $E$  до величины  $Q_\beta$  (полной энергии  $\beta$ -распада)  $S_\beta(E)$  определяет характер  $\beta$ -распада и период полураспада  $T_{1/2}$  радиоактивного ядра по ветке  $\beta$ -распада. При больших энергиях возбуждения, не достижимых при  $\beta$ -распаде,  $S_\beta(E)$  определяет сечения различных ядерных реакций, зависящих от матричных элементов  $\beta$ -распадного типа.

Вероятность  $\beta$ -перехода пропорциональна произведению лептонной части, описываемой функцией Ферми  $f(Q_\beta - E)$ , и нуклонной части, описываемой  $S_\beta(E)$ . Поскольку функция Ферми быстро убывает с ростом  $E$ , интенсивность  $\beta$ -переходов при больших энергиях возбуждения  $E$ , превышающих 2-3 МэВ, в средних и тяжелых ядрах как правило мала. Однако, с точки зрения структуры ядра и описания  $\beta$ -распада наибольший интерес представляет характер  $S_\beta(E)$  при энергиях возбуждения, превышающих 2-3 МэВ. Именно начиная с энергий возбуждения  $E > 2-3$  МэВ в  $S_\beta(E)$  появляются резонансы, обусловленные структурой ядра и остаточным спин-изоспиновым взаимодействием.

До недавнего времени в экспериментальных исследованиях структуры  $S_\beta(E)$  использовались спектрометры полного поглощения гамма-излучения и методы спектроскопии полного поглощения (TAS). Принцип TAS заключается в том, что сопровождающее  $\beta$ -распад  $\gamma$ -излучение регистрируется большими кристаллами NaI в  $4\pi$ -геометрии. Если эффективность полного поглощения  $\gamma$ -квантов достаточно велика, то в спектрах удается идентифицировать пики полного поглощения, интенсивность которых определяется, лишь вероятностью заселения уровней при  $\beta$ -распаде. Данным методом удалось экспериментально доказать резонансную структуру  $S_\beta(E)$  для  $\beta$ -переходов Гамова-Теллера. Однако методы TAS имеют ряд недостатков, связанных с низким энергетическим разрешением спектрометров на базе NaI. В TAS спектрах удается определить один или два пика полного поглощения, часто возникают неопределенности, связанные с наличием изобарных примесей в анализируемом источнике, не удается разделить  $\beta$ -переходы Гамова-Теллера и первого запрета, не удается измерить тонкую структуру  $S_\beta(E)$ , часто возникают трудности в обработке спектров, в частности при учете внутренней конверсии электронов и идентификации пиков полного поглощения.

Поэтому, представляется весьма актуальным измерить  $S_\beta(E)$  с помощью методов  $\gamma$ -спектроскопии высокого разрешения. Данная задача весьма трудоемка и до недавнего времени не представлялось возможным выполнить такие измерения. В последнее десятилетие в связи с большим прогрессом в области получения моноизотопных радиоактивных препаратов

и появления полупроводниковых Ge детекторов  $\gamma$ -излучения, сочетающих в себе высокое энергетическое разрешение с приемлемой эффективностью, стало возможным проводить измерения  $S_{\beta}(E)$  с высокой достоверностью и высоким энергетическим разрешением. Это позволяет на качественно новом уровне детально исследовать  $S_{\beta}(E)$ .

Нами впервые была решена задача определения  $S_{\beta}(E)$  и ее тонкой структуры с помощью методов ядерной спектроскопии высокого разрешения для  $\beta^+$ /EC-распада сферического ядра  $^{147g}\text{Tb}$  ( $T_{1/2} = 1.6$  ч,  $Q_{\text{EC}} = 4.6$  МэВ) и деформированного ядра  $^{160g}\text{Ho}$  ( $T_{1/2} = 25.6$  мин,  $Q_{\text{EC}} = 3.3$  МэВ). Указанные ядра были выбраны в качестве объектов исследования вследствие достаточно большой величины  $Q_{\text{EC}}$ , достаточно больших периодов полураспада  $T_{1/2}$  и существующей в ОИЯИ (Дубна) возможности эффективного получения моноизотопных радиоактивных источников высокой чистоты для данных ядер. В качестве источника в случае  $^{160g}\text{Ho}$  использовался материнский ему изотоп  $^{160}\text{Er}$  ( $T_{1/2} = 28.6$  ч).

В ходе выполнения работы нами также были получены обширные новые экспериментальные данные о возбужденных состояниях и  $\gamma$ -переходах между ними в четно-четном ядре  $^{160}\text{Dy}$ , отличающиеся предельной полнотой и высокой достоверностью. Дополнительно к известным в ядре  $^{160}\text{Dy}$  было обнаружено около 600 новых  $\gamma$ -переходов и установлено более 100 новых возбужденных состояний, уточнена и существенно развита схема распада  $^{160m,g}\text{Ho} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$ . Вполне естественно, что эти данные требовали теоретического осмысления, и поэтому нами была поставлена цель и выполнен анализ указанных данных с использованием нескольких феноменологических моделей атомного ядра.

Все вышесказанное и определило цель настоящей работы, а также позволило считать выбранную тему актуальной.

### **Цель работы**

1. Измерение силовых функций  $\beta^+$ /EC-распада  $^{147g}\text{Tb}$  и  $^{160g}\text{Ho}$  с помощью методов ядерной спектроскопии высокого разрешения и спектроскопии полного поглощения.

2. Получение и анализ данных о тонкой структуре силовых функций  $^{147g,149,151}\text{Tb}$  и  $^{160g}\text{Ho}$ .

3. Анализ и сопоставление силовых функций, полученных методами ядерной спектроскопии высокого разрешения и спектроскопии полного поглощения.

4. Сравнение полученных экспериментальных данных с теоретическими расчетами.

5. Анализ полученных экспериментальных данных о ядре  $^{160}\text{Dy}$  в рамках существующих феноменологических моделей атомного ядра.

### **Научная новизна**

1. Методами ядерной спектроскопии высокого разрешения был подтвержден ярко выраженный резонансный характер силовых функций  $\beta^+$ /EC-распадов типа Гамова-Теллера.

2. Методами ядерной спектроскопии высокого разрешения было выявлено отсутствие выраженного резонансного характера силовой функции  $\beta^+$ /ЕС-распада первого запрета для ядра  $^{160g}\text{Ho}$ .

3. Впервые методы ядерной спектроскопии высокого разрешения были применены для измерения силовых функций  $\beta^+$ /ЕС-распада в широком диапазоне энергий возбуждения ядер.

4. Впервые получены и проанализированы данные о тонкой структуре резонансов в силовых функциях  $\beta^+$ /ЕС-распадов типа Гамова-Теллера ядер  $^{147g}\text{Tb}$  и  $^{160g}\text{Ho}$ .

5. Впервые получены и проанализированы данные о тонкой структуре силовой функции  $\beta^+$ /ЕС-распада первого запрета для ядра  $^{160g}\text{Ho}$ .

6. Впервые получены и проанализированы данные о расщеплении резонанса в силовой функции  $\beta^+$ /ЕС-распада типа Гамова-Теллера деформированного ядра  $^{160g}\text{Ho}$ .

7. Измерено ветвление IT/TOTAL при распаде изомера  $^{160m}\text{Ho}(2^-)$  с периодом полураспада 5.02 часа.

8. В рамках Модели Взаимодействующих Бозонов (МВБ-1) выполнены расчеты энергий уровней положительной четности в ядре  $^{160}\text{Dy}$  и проведено сравнение с экспериментом. Выявлено, что указанная модель позволяет описать удовлетворительным образом лишь нижайшие состояния  $^{160}\text{Dy}$ . С ростом энергии возбуждения в значительной степени увеличивается расхождение теории и эксперимента.

9. Проведен анализ 16-ти ротационных полос с использованием для описания экспериментальных энергий уровней внутри полос четырех феноменологических формул, вытекающих из модели Бора-Моттельсона, Q-фононной модели, модели переменного момента инерции с динамической асимметрией, и формулы Бора-Моттельсона с членом, учитывающим кориолисово взаимодействие. Анализ позволил в общей сложности дополнить ротационные полосы 17-ю новыми уровнями из числа вновь обнаруженных состояний. Не подтверждено существование  $0^+$ -уровня с энергией 1443.7 кэВ и соответствующей ему полосы. Введена новая полоса  $K^\pi = 0^+$  с головным уровнем 1708.2 кэВ. Все полосы примерно одинаково хорошо воспроизводятся всеми четырьмя феноменологическими формулами.

10. В рамках модели (МВБ-1) проведены расчеты приведенных вероятностей  $B(E2)$   $\gamma$ -переходов между состояниями положительной четности в ядре  $^{160}\text{Dy}$ . Результаты сравниваются с данными эксперимента. Для большинства  $\gamma$ -переходов с известными мультипольностями  $E2$  наблюдается хорошее согласие теории и эксперимента.

11. На основе Модели Взаимодействующих Векторных Бозонов (МВВБ) проведены расчеты и сравнение с экспериментом распределений энергий четырех групп возбужденных состояний в  $^{160}\text{Dy}$  с  $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$  в зависимости от числа бозонов. Установлено, что указанные распределения имеют параболическую форму.

12. В рамках этой же модели (МВВБ) впервые получены выражения и проведен анализ для полосы основного состояния  $K^\pi=0^+$ , S-полосы  $K^\pi=0^+$ ,  $\gamma$ -вибрационной полосы  $K^\pi=2^+$  и двух октуполь-вибрационных полос с  $K^\pi=1^-$  и  $K^\pi=2^-$ . Суммарное среднеквадратичное отклонение теоретических значений энергий от экспериментальных для всех полос составило  $\Delta = 9$  кэВ на точку. Предложены новые выстраивания высоколежащих состояний в S-полосе и полосе основного состояния. Установлено пересечение S-полосы с полосой основного состояния вблизи энергии возбуждения порядка 4 МэВ ( $I^\pi=18^+$ ). Сделан вывод о том, что в  $\gamma$ -полосе по мере возбуждения ядра  $^{160}\text{Dy}$  при энергии возбуждения 3.5 МэВ ( $I^\pi=15^+$ ) происходит изменение момента инерции ядра  $J(n)$  и, соответственно, квадрупольной деформации (параметр  $\beta_3$ ).

### **Практическая значимость работы**

1. Методы спектроскопии полного поглощения были апробированы для выявления полноты схем распада, что весьма существенно при проведении расчетов энерговыделения при распаде атомных ядер.

2. Данные о характере силовых функций  $\beta$ -распада  $S_\beta(E)$ , полученные в диссертации, однозначно свидетельствуют о необходимости учета резонансов  $S_\beta(E)$  при проведении расчетов запаздывающих процессов в различных областях, в частности, в астрофизике.

3. Полученные в работе данные в настоящее время являются уникальными для тестирования и развития различных теоретических подходов при описании  $\beta$ -распада и структуры атомного ядра.

### **На защиту выносятся следующие положения и результаты:**

1. Усовершенствование спектрометра полного поглощения  $\gamma$ -излучения, с обеспечением  $4\pi$ -геометрии.

2. Экспериментальные результаты измерения силовой функции  $S_\beta(E)$   $\beta^+$ /ЕС-распада сферического ядра  $^{147g}\text{Tb}$  с использованием спектрометра полного поглощения  $\gamma$ -излучения и моноизотопных источников.

3. Данные о  $S_\beta(E)$  и тонкой структуре  $S_\beta(E)$   $\beta^+$ /ЕС-распада сферических ядер  $^{147g,149,151}\text{Tb}$ , полученные из их схем распада.

4. Сравнение данных о  $S_\beta(E)$   $\beta^+$ /ЕС-распада ядра  $^{147g}\text{Tb}$ , полученных с помощью спектрометра полного поглощения и из схемы распада.

5. Сравнение теоретических расчетов и экспериментальных данных о  $S_\beta(E)$   $\beta^+$ /ЕС-распада ядер  $^{147g,149,151}\text{Tb}$ .

6. Данные о  $S_\beta(E)$  и тонкой структуре  $S_\beta(E)$   $\beta^+$ /ЕС-распада деформированного ядра  $^{160g}\text{Ho}$ , полученные методами ядерной спектроскопии высокого разрешения.

7. Данные о расщеплении основного резонанса в  $S_\beta(E)$  на два компонента для  $\beta^+$ /ЕС-распада типа Гамова-Теллера деформированного ядра  $^{160g}\text{Ho}$ .

8. Данные об отсутствии выраженной резонансной структуры в  $S_\beta(E)$  для  $\beta^+$ /ЕС-распада первого запрета ядра  $^{160g}\text{Ho}$ .

9. Экспериментальные данные о ветвлении IT/TOTAL при распаде изомера  $^{160m}\text{Ho}(2^-)$  с периодом полураспада 5.02 часа.

10. Результаты анализа в рамках (МВБ-1) возбужденных состояний положительной четности и приведенных вероятностей  $B(E2)$   $\gamma$ -переходов, связывающих указанные состояния в ядре  $^{160}\text{Dy}$ .

11. Результаты анализа на основе четырех феноменологических моделей атомного ядра шестнадцати ротационных полос в  $^{160}\text{Dy}$  и полученные при этом новые сведения о структуре последних.

12. Результаты анализа в рамках модели (МВВБ) групп возбужденных состояний с  $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$  и пяти наиболее развитых ротационных полос в  $^{160}\text{Dy}$ , а также новые данные, полученные в результате указанного анализа.

### **Апробация работы**

Основные результаты исследований, изложенные в диссертации, докладывались и обсуждались на десяти Международных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра: (1995 г., С.- Петербург), (2000 г., С.- Петербург), (2001 г., Саров), (2002 г., Москва), (2003 г., Москва), (2004 г., Белгород), (2005 г., С.- Петербург), (2006 г., Саров), (2007 г., Воронеж), (2008 г., Москва) и на девяти Международных конференциях:

“5rd Int. Workshop Prospects for the development of laser methods in the study nuclear matter” (2001 г., Poznan, Poland), “Midsummer Workshop on Nuclear Physics” (1996 г., Jyvaskyla, Finland), “Nuclear data for Science and Technology” (2001 г., Tsukuba, Japan), “Nucleus-nucleus collisions” (2003 г., Moscow), “Nuclear Structure and Related Topics” (2003 г., Dubna), “Modern problems of nuclear physics” (2001 г., Ташкент), (2003 г., Самарканд), (2006 г., Ташкент) и “The Third Eurasian conference nuclear science and its application” (2004 г., Ташкент), а также на семинарах по физике низких энергий и структуре атомного ядра в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

### **Публикации**

Основные результаты исследований, полученные в диссертации, представлены в 11 работах, опубликованных в центральных изданиях, в виде препринтов ОИЯИ, а также в сборниках тезисов докладов Международных совещаний и конференций.

### **Структура и объем работы**

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Она содержит 116 страниц машинописного текста, включая 32 рисунка, 49 таблиц и список литературы из 81 наименований.

## **СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

**Во введении** обосновывается актуальность темы исследования, сформулированы цель, научная новизна и основные положения диссертации, выносимые на защиту.

**Первая глава** «Методические вопросы» В главе кратко изложены методы наработки и приготовления моноизотопных радиоактивных источников, используемых в измерениях. Приведены основные

характеристики спектрометров, задействованных в этих измерениях. Обсуждены особенности применения методов спектроскопии полного поглощения  $\gamma$ -лучей и ядерной спектроскопии высокого разрешения в исследованиях силовых функций  $\beta$ -распада.

Впервые для исследования силовой функции  $\beta$ -распада  $S_\beta(E)$  метод спектроскопии полного поглощения  $\gamma$ -лучей был использован группой ИЗОЛЬДА в ЦЕРНЕ (1970 г.). В 80<sup>е</sup> годы указанный метод был существенно развит и успешно применен для измерения резонансной структуры силовых функций бета-распада на комплексе ИРИС, ЛИЯФ, Гатчина. Данный метод позволяет проводить прямые измерения заселения уровней при  $\beta$ -распаде атомных ядер и получать данные о структуре  $S_\beta(E)$ . Принцип указанного метода заключается в том, что сопровождающее распад  $\gamma$ -излучение регистрируется большими кристаллами NaI в геометрии, близкой к  $4\pi$ . Если эффективность полного поглощения  $\gamma$ -квантов достаточно велика, то амплитуда импульса в таком спектрометре определяется суммарной энергией  $\gamma$ -квантов в каскаде, то есть энергией уровня, заселяемого  $\beta$ -переходом, а интенсивность пика полного поглощения определяется вероятностью заселения уровня при  $\beta$ -распаде.  $S_\beta(E)$  связана с экспериментально измеряемой плотностью вероятности заселения уровней дочернего ядра  $I(E)$  и выражается следующим образом:

$$S_\beta(E) = \frac{I(E)}{T_{1/2} f(Q_\beta - E)}, \quad (1)$$

где  $f(Q_\beta - E)$  — функция Ферми,  $(Q_\beta - E)$  — энергия  $\beta$ -перехода.

В наших исследованиях мы использовали созданный нами в ЛЯП ОИЯИ спектрометр полного поглощения  $\gamma$ -лучей. Схема этого спектрометра представлена на рис. 1.

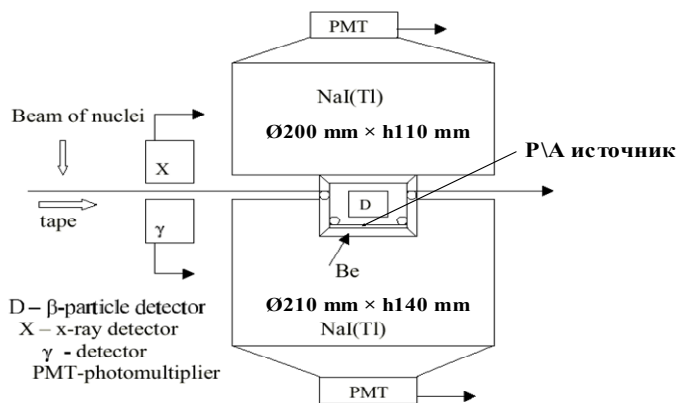


Рис.1. Общая схема спектрометра полного поглощения  $\gamma$ -лучей ЛЯП для измерения силовых функций  $\beta$ -распада.

Конструкция спектрометра обеспечивает  $4\pi$ -геометрию. NaI-кристаллы защищены от попадания в них  $\beta$ -частиц тонким слоем бериллия. Исследуемый радиоактивный (P\A) источник устанавливается по центру в нижней части колодца с помощью ленты или вручную. Спектрометр



позволяет измерять спектры  $\gamma$ -излучения при  $\beta$ -распаде ядер как в совпадениях с  $\beta$ -частицами, так и без совпадений. Пример таких, измеренных нами на нашем спектрометре спектров представлен на рис. 2.

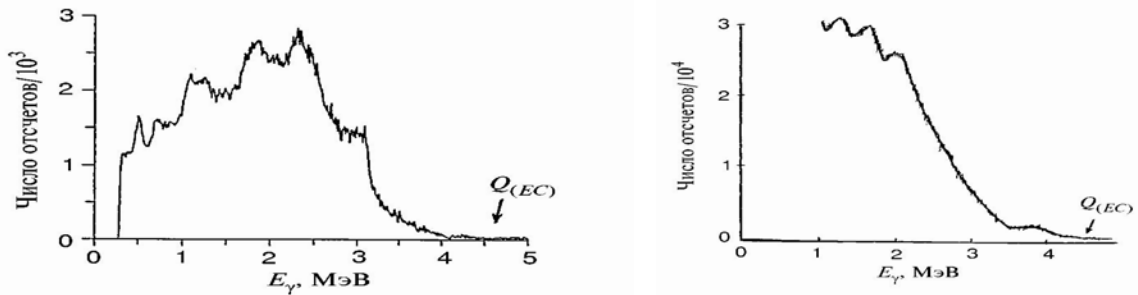


Рис.2. Спектры  $\gamma$ -излучения при  $\beta^+$ /EC-распаде  $^{147g}\text{Tb}$ , измеренные с помощью спектрометра полного поглощения в совпадениях с  $\beta^+$ -частицами (слева) и без совпадений (справа). Стрелкой указана полная энергия электронного захвата для  $^{147g}\text{Tb}$ .

Однако, из-за низкого энергетического разрешения, TAS метод не обеспечивает возможность исследовать детали тонкой структуры  $S_\beta(E)$ , а последнее крайне необходимо и важно для развития современных теоретических подходов. Поэтому параллельно с TAS, но уже для исследования тонкой структуры  $S_\beta(E)$  нами был применен традиционный метод  $\gamma$ -спектроскопии высокого разрешения. Метод основан на регистрации  $\gamma$ -квантов с помощью полупроводниковых HfGe-детекторов, стандартное энергетическое разрешение которых составляет величину не хуже 0.2%. Основной задачей экспериментов являлось измерение спектров  $\gamma$ -лучей и матриц  $\gamma\gamma$ -совпадений при  $\beta$ -распаде исследуемых нами ядер. Дополнительно измерялись и спектры электронов внутренней конверсии.

Из измеренных спектров определялись энергии и интенсивности  $\gamma$ -лучей и ЭВК, а на основе данных о  $\gamma\gamma$ -совпадениях устанавливались их конкретные местоположения между возбужденными состояниями, и тем самым строилась схема распада. Затем из баланса интенсивностей входящих и уходящих  $\gamma$ -переходов для каждого из энергетических уровней определялись интенсивности их заселенностей непосредственно по ветке  $\beta$ -распада и вычислялись величины приведенных периодов полураспада  $ft$ , входящих в выражение для функции  $S_\beta(E)$ :

$$\int_{\Delta E} S_\beta(E) dE = \sum_{\Delta E} 1/(ft). \quad (2)$$

Здесь необходимо отметить, что для достижения исчерпывающего и достоверного результата в определении  $S_\beta(E)$ , схема распада должна обладать предельной полнотой.

**Вторая глава «Структура силовых функций  $S_\beta(E)$   $\beta^+$ /EC-распада сферических ядер  $^{147g,149,151}\text{Tb}$ »** посвящена экспериментальному исследованию силовых функций  $S_\beta(E)$   $\beta^+$ /EC-распада сферических ядер  $^{147g,149,151}\text{Tb}$ . Данные о  $S_\beta(E)$   $\beta^+$ /EC-распада  $^{147g}\text{Tb}$  были получены с использованием спектрометра полного поглощения  $\gamma$ -излучения и моноизотопных источников  $^{147g}\text{Tb}$ . Сведения же о тонкой структуре  $S_\beta(E)$

$\beta^+$ /EC-распада ядер  $^{147g,149,151}\text{Tb}$  извлекались из соответствующих им схем распада, установленных с помощью методов  $\gamma$ -спектроскопии высокого разрешения. Проводится сравнение с теоретическими расчетами.

Результаты исследования  $S_{\beta}(E)$   $^{147g}\text{Tb}$  представлены на рис. 3.

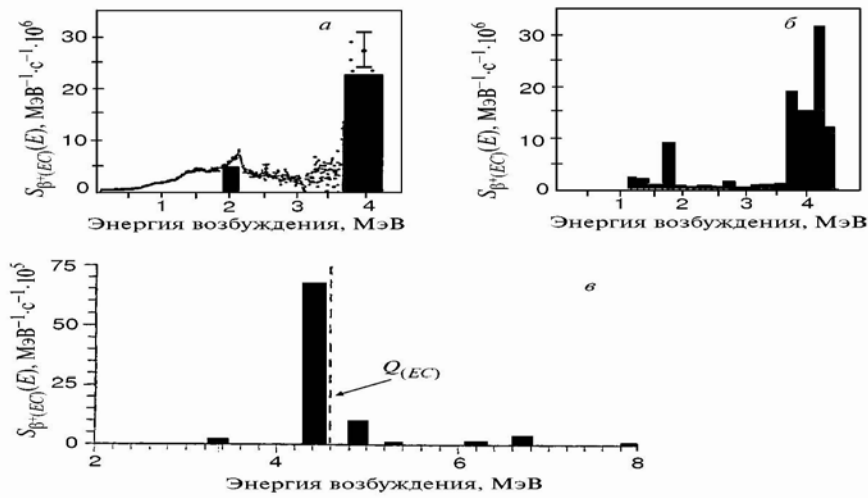


Рис. 3. Силовая функция  $\beta^+$ /EC-распада  $^{147g}\text{Tb} \rightarrow ^{147}\text{Gd}$ , полученная из анализа: *а)* спектров полного поглощения  $\gamma$ -лучей, *б)* схемы распада  $^{147g}\text{Tb}$ , а также *в)* рассчитанная в рамках MQPM-модели. Пунктирной линией указана полная энергия распада  $Q_{\text{EC}} = 4.6$  МэВ.

Как видно из рис. 3*а* и 3*б*, функции  $S_{\beta+\text{EC}}(E)$ , полученные двумя различными методами, хорошо согласуются друг с другом. В обоих случаях наблюдаются пики в области энергии  $E \approx 4$  МэВ. Более того, хорошо согласуются и интенсивности этих пиков. Оцененные нами экспериментальные значения величин  $B(\text{GT})$  для пика  $E \approx 4$  МэВ составили по данным ТАС-спектроскопии  $B(\text{GT}) \approx 8.0 \cdot 10^{-2}$  (рис.3*б*) и близкое ему значение по данным из схемы распада  $B(\text{GT}) \approx 6.6 \cdot 10^{-2}$  (рис.3*а*). Расчеты в рамках MQPM-модели с использованием QRPA-приближения (рис.3*в*) также как и в эксперименте выявили наличие наиболее интенсивного пика в  $S_{\beta}(E)$  (резонанса Гамова-Теллера (GT) с  $\mu_{\tau} = +1$ ) в области энергии возбуждения дочернего ядра  $^{147}\text{Gd}$   $E \approx 4$  МэВ. Это позволяет сделать положительный вывод о применимости указанной модели для описания  $S_{\beta}(E)$  сферических ядер, коими являются исследуемое нами ядро  $^{147g}\text{Tb}$  и дочернее ему ядро  $^{147}\text{Gd}$ . Однако вместе с тем следует отметить, что, как видно из рис.3, теоретические расчеты (*в*) дают завышенное в несколько раз значение интенсивности основного резонанса с энергией  $E \approx 4$  МэВ по сравнению с экспериментом (*а,б*). Данное превышение можно связать с тем, что мы на эксперименте можем наблюдать лишь часть резонанса, попадающую в доступную для электронного захвата по энергии область. Очевидно, что экспериментальные данные, полученные методами  $\gamma$ -спектроскопии высокого разрешения (рис. 3*б*) позволяют выявить тонкую структуру силовой функции  $^{147g}\text{Tb}$  и в частности – резонанса Гамова-Теллера в области энергии  $E \approx 4$  МэВ.

На рис. 4 в сравнении с теоретическими расчетами представлены данные о тонкой структуре силовых функций для трех изотопов  $^{147g,149,151}\text{Tb}$ , полученные при анализе их схем распада.

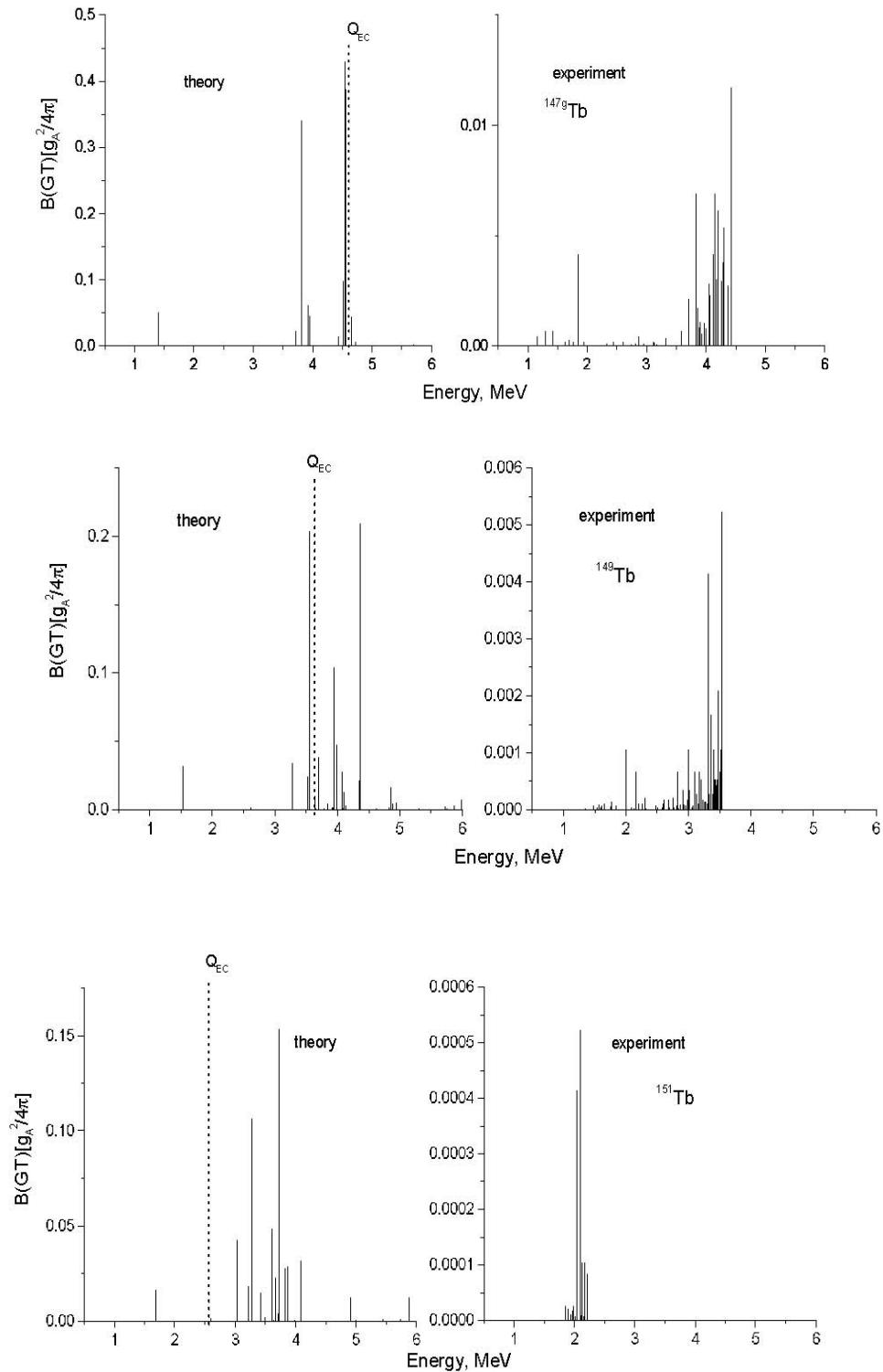


Рис. 4. Тонкая структура силовых функций для  $\beta^+/\text{EC}$ -распада  $^{147g,149,151}\text{Tb}$ : слева – рассчитанных в рамках MQRМ-модели, справа – полученных из анализа схем распада. Пунктирной линией указаны энергии распадов  $Q_{EC}$ .

Как видно из приведенных рисунков, в эксперименте наиболее сильный резонанс наблюдается в энергетическом окне до  $Q_{EC}$  в области

энергий возбуждения в ядре  $^{147}\text{Gd}$   $E \approx 4$  МэВ для  $\beta^+$ /ЕС-распада  $^{147g}\text{Tb}$ . Менее сильный резонанс  $E \approx 3.5$  МэВ наблюдается для  $^{149}\text{Tb}$  и слабый  $E \approx 2$  МэВ для  $^{151}\text{Tb}$ . Все эти резонансы имеют тонкую структуру.

Резонанс  $E \approx 4$  МэВ для  $^{147g}\text{Tb}$  был интерпретирован нами выше как основной резонанс гамов-теллеровского типа (GT) с  $\mu_\tau = +1$ . MQRМ-модель (рис. 4, слева), хотя и не воспроизводит достаточно точно деталей тонкой структуры и интенсивности данного резонанса, но достаточно хорошо предсказывает как наличие, так и энергию возбуждения последнего. Уместно здесь также отметить, что теория не предсказывает наличие резонансов в ядре  $^{147}\text{Gd}$  при энергиях существенно превышающих полную энергию  $\beta^+$ /ЕС-распада  $^{147g}\text{Tb} \rightarrow ^{147}\text{Gd}$  ( $Q_{\text{ЕС}} = 4.6$  МэВ). Этот факт дает нам дополнительную уверенность в правильной интерпретации резонанса в области энергий  $E \approx 4$  МэВ для  $\beta^+$ /ЕС-распада  $^{147g}\text{Tb} \rightarrow ^{147}\text{Gd}$  как резонанса (или его части) типа Гамова-Теллера (GT) с проекцией изоспина  $\mu_\tau = +1$ .

Для ядер  $^{149}\text{Tb}$  и  $^{151}\text{Tb}$  MQRМ-модель достаточно точно воспроизводит наблюдаемые в эксперименте малоинтенсивные резонансы в области энергий  $E \approx 3.5$  МэВ для  $^{149}\text{Tb}$  и  $E \approx 2$  МэВ для  $^{151}\text{Tb}$  (рис. 4, справа). Однако, в отличие от  $\beta^+$ /ЕС-распада  $^{147g}\text{Tb}$  для ядер  $^{149}\text{Tb}$  и  $^{151}\text{Tb}$ , MQRМ-модель предсказывает и наличие других более интенсивных резонансов с  $E \approx 4 - 4.5$  МэВ для  $^{149}\text{Tb}$  и  $E \approx 3 - 4$  МэВ для  $^{151}\text{Tb}$ , лежащих в области энергий за пределами их полных энергий распада  $Q_{\text{ЕС}}(^{149}\text{Tb}) = 3.6$  МэВ и  $Q_{\text{ЕС}}(^{151}\text{Tb}) = 2.6$  МэВ и поэтому недоступных наблюдению при  $\beta$ -распаде. Возможно, это и есть основные резонансы гамов-теллеровского типа и, которые могут быть экспериментально обнаружены в других зарядовообменных процессах, например в (n,p)-реакциях, где такие энергии возбуждения для ядер  $^{149}\text{Gd}$  и  $^{151}\text{Gd}$  могут оказаться вполне доступными.

**Третья глава** «Структура силовой функции  $S_\beta(E)$   $\beta^+$ /ЕС-распада деформированного ядра  $^{160g}\text{Ho}$ » посвящена экспериментальному исследованию радиоактивного распада ядер  $^{160}\text{Er} \rightarrow ^{160m,g}\text{Ho} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$  методами ядерной спектроскопии высокого разрешения. Целью исследований являлось получение как можно полных сведений о схеме распада  $^{160m,g}\text{Ho} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$ , определение величин заселенностей уровней  $^{160}\text{Dy}$  непосредственно из  $\beta^+$ /ЕС-распада  $^{160g}\text{Ho}$  и в конечном итоге построение силовой функции  $S_\beta(E)$  для  $\beta^+$ /ЕС-распада  $^{160g}\text{Ho}$ . В результате этих исследований при радиоактивном распаде  $^{160}\text{Er} \rightarrow ^{160m,g}\text{Ho} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$  дополнительно к известным было обнаружено около 590 новых  $\gamma$ -переходов, определены их энергии и относительные интенсивности и в ряде случаев установлены типы мультипольностей. На основе полученных данных из измеренной матрицы  $\gamma\gamma$ -совпадений в значительной степени удалось пополнить и уточнить схему распада  $^{160m,g}\text{Ho} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$ . При этом дополнительно к 67 ранее известным из  $\beta$ -распада возбужденным состояниям  $^{160}\text{Dy}$  в схему распада были введены 106 новых уровней и размещены практически все наблюдаемые  $\gamma$ -переходы. Из баланса интенсивностей  $\gamma$ -переходов для каждого из уровней в  $^{160}\text{Dy}$  были

определены их заселенности по ветке  $\beta^+$ /EC-распада  $^{160}\text{Gd}$  и вычислены соответствующие величины  $ft$ , которые затем позволили построить силовую функцию. Результаты представлены на рис. 5.

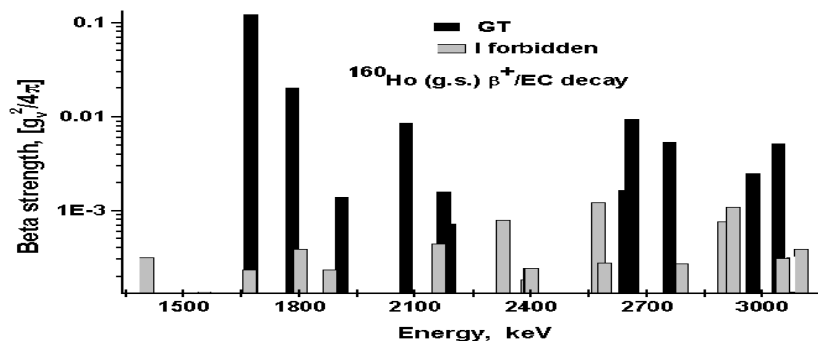


Рис.5. Тонкая структура силовой функции  $\beta^+$ /EC-распада  $^{160}\text{Gd}$ . (черные линии для переходов Гамова-Теллера, серые – первого запрещения).

Как видно из рис. 5, для  $\beta^+$ /EC-переходов Гамова-Теллера ярко выражена резонансная структура силовой функции. Наиболее сильный пик в области 1.6-3.0 МэВ отождествляется с  $\mu_\tau=+1$  резонансом GT. Наблюдается расщепление указанного резонанса на две компоненты, одна из которых расположена в области 1700-2200 кэВ, вторая в области 2680-3100 кэВ. Данное расщепление, по аналогии с расщеплением пика E1 гигантского резонанса в деформированных ядрах, можно связать с анизотропией колебаний компоненты  $\rho_{\tau,\mu=1,1}$  изовекторной плотности.

Для  $\beta^+$ /EC-переходов I запрета не наблюдается ярко выраженной резонансной структуры в силовой функции. Этот факт может свидетельствовать об отсутствии соответствующей I запрету симметрии взаимодействия в ядре. Это означает, что конфигурации, заселяемые при переходах I запрета, не выделены по квантовым числам среди соседних уровней дочернего ядра и происходит более сильное смешивание конфигураций. Для конфигураций, заселяемых при  $\beta^+$ /EC-переходах Гамова-Теллера, смешивание более слабое вследствие частичной SU(4) спин-изоспиновой симметрии взаимодействия в ядре.

Следует отметить, что в настоящее время пока не существует микроскопических теорий, способных адекватно описывать силовые функции для сильно деформированных ядер. Однако хочется думать, что работа в этом направлении ведется и полученные нами сведения о структуре силовой функции деформированного ядра  $^{160}\text{Gd}$  окажутся весьма полезными для развития новых теоретических представлений о структуре деформированных ядер.

**Четвертая глава «Анализ экспериментальных данных по  $^{160}\text{Dy}$  в рамках феноменологических моделей атомного ядра»** посвящена анализу полученных нами экспериментальных данных о структуре возбужденных

состояний и  $\gamma$ -переходах между ними в ядре  $^{160}\text{Dy}$  на основе существующих феноменологических моделей атомного ядра.

Для описания состояний положительной четности нами была привлечена модель взаимодействующих бозонов МВБ-1. Был использован простой гамильтониан:  $H = -kQQ - k'LL + k''PP$ . (3)

Результаты в сравнении с экспериментом представлены в таблице 1, анализ которой показывает, что использованный нами подход позволяет описать удовлетворительным образом лишь нижайшие возбужденные состояния положительной четности в ядре  $^{160}\text{Dy}$ . С ростом энергии возбуждения в значительной степени увеличивается расхождение теории и эксперимента.

**Таблица 1. Возбужденные уровни  $^{160}\text{Dy}$  положительной четности (эксп., расч.)**

$I_i^\pi$	Е(эксп.) [кэВ]	Е(расч.) [кэВ]	$I_i^\pi$	Е(эксп.) [кэВ]	Е(расч.) [кэВ]	$I_i^\pi$	Е(эксп.) [кэВ]	Е(расч.) [кэВ]
$0_1^+$	0.0	0.0	$2_1^+$	86.8	84.9	$3_1^+$	1049.1	1030.8
$0_2^+$	1280.0	1213.0	$2_2^+$	966.2	946.0	$3_2^+$	1903.2	2064.6
$0_3^+$	1456.7	1710.0	$2_3^+$	1349.8	1298.2	$3_3^+$	2245.0	2590.1
$0_4^+$	1708.2	2254.8	$2_4^+$	1518.4	1794.2	$3_4^+$	2367.5	2924.2
$0_5^+$	1952.3	2585.7	$(2_5^+)$	1756.9	1979.0	$(3_5^+)$	2386.9	3286.7
$4_1^+$	283.8	283.0	$5_1^+$	1288.7	1285.2	$6_1^+$	581.1	594.5
$4_2^+$	1155.8	1143.8	$5_2^+$	1802.2	2019.8	$6_2^+$	1438.6	1455.0
$4_3^+$	1522.4	1497.0	$5_3^+$	2194.4	2321.6	$6_3^+$	1606.9	1809.6
$4_4^+$	1603.8	1878.7	$5_4^+$	2681.9	2841.1	$6_4^+$	1720.4	2189.1
$4_5^+$	1607.9	1990.8	$(5_5^+)$	2763.0	2880.3	$6_5^+$	1929.2	2299.8
$7_1^+$	1617.3	1653.0	$8_1^+$	966.8	1019.6	$9_1^+$	2022.0	
$7_2^+$	2074.2	2386.9	$8_2^+$	1801.2	1879.8	$9_2^+$		
$7_3^+$		2693.6	$(8_3^+)$	1978.3	2236.6	$9_3^+$		
$7_4^+$		2995.0	$8_4^+$		2613.2	$9_4^+$		
$7_5^+$		3203.2	$8_5^+$		2721.7	$9_5^+$		
<b>Среднее отклонение:</b>			$\langle  E_{\text{э}} - E_{\text{р}}  \rangle = 209.6 \text{ кэВ}$					

В рамках этой же модели (МВБ-1) для  $\gamma$ -переходов между отдельными уровнями положительной четности нами были рассчитаны приведенные вероятности  $B(E2)$ . При расчетах для определения параметров  $\alpha=1.914$  и  $\beta=1.515$  оператора  $T(E2)$ , который в модели (МВБ-1) записывается:

$$T(E2) = \alpha (d^+s + s^+\tilde{d})^{(2)} + \frac{\beta}{\sqrt{5}} (d^+\tilde{d})^{(2)}, \quad (4)$$

использовались измеренные нами абсолютные значения  $B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 4.43(34)$  и  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 192.6(88) [W.u.]$ .

Результаты (табл. 2.1 – 2.4) сравниваются с определенными нами экспериментально значениями  $B(E2)$ . Здесь приведена лишь часть из представленных в диссертации таблиц, из которых видно, что расчеты хорошо согласуются с экспериментом.

**Таблица 2.1**

$E_{(\text{гр})i}$ [кэВ]	86.8	$\sigma_L$	$E_\gamma(\Delta E_\gamma)$ [кэВ]	$I_\gamma(\Delta I_\gamma)$ [отн.ед.]	$E_{(\text{гр})f}$ [кэВ]	$I_f K_f^\pi$	$B(E2) [W.u.]$	
							Эксп.	Расч.
$I_i K_i^\pi$	$2_1 0_1^+$	E2	86.79(2)	808(30)	0.0	$0_1 0_1^+$	192.6(88)	193.0
$T_{1/2}(\Delta T_{1/2})$ [сек]	$2.026(12) \times 10^{-12}$							
$\Sigma I_{\text{tot}}(\Delta \Sigma I_{\text{tot}})$ [отн.ед.]	4590(120)							

Таблица 2.2

$E_{(yp)i}$ [кэВ]	283.8	$\sigma L$	$E_{\gamma}(\Delta E_{\gamma})$ [кэВ]	$I_{\gamma}(\Delta I_{\gamma})$ [отн.ед.]	$E_{(yp)f}$ [кэВ]	$I_f K_f^{\pi}$	B(E2) [W.u.]	
							Эксп.	Расч.
$I_i K_i^{\pi}$	$4_1 0_1^+$	E2	197.03(2)	850(22)	86.8	$2_1 0_1^+$	286(17)	272.4
$T_{1/2}(\Delta T_{1/2})$ [сек]	$103(5) \times 10^{-9}$							
$\Sigma I_{tot}(\Delta \Sigma I_{tot})$ [отн.ед.]	1062(28)							

Таблица 2.3

$E_{(yp)i}$ [кэВ]	581.1	$\sigma L$	$E_{\gamma}(\Delta E_{\gamma})$ [кэВ]	$I_{\gamma}(\Delta I_{\gamma})$ [отн.ед.]	$E_{(yp)f}$ [кэВ]	$I_f K_f^{\pi}$	B(E2) [W.u.]	
							Эксп.	Расч.
$I_i K_i^{\pi}$	$6_1 0_1^+$	E2	297.25(6)	71.6(23)	283.8	$4_1 0_1^+$	237(17)	293.5
$T_{1/2}(\Delta T_{1/2})$ [сек]	$18.6(10) \times 10^{-9}$							
$\Sigma I_{tot}(\Delta \Sigma I_{tot})$ [отн.ед.]	76.4(23)							

Таблица 2.4

$E_{(yp)i}$ [кэВ]	966.2	$\sigma L$	$E_{\gamma}(\Delta E_{\gamma})$ [кэВ]	$I_{\gamma}(\Delta I_{\gamma})$ [отн.ед.]	$E_{(yp)f}$ [кэВ]	$I_f K_f^{\pi}$	B(E2) [W.u.]	
							Эксп.	Расч.
$I_i K_i^{\pi}$	$2_2 2_1^+$	E2	682.34(2)	25.9(8)	283.8	$4_1 0_1^+$	0.62(5)	0.45
$T_{1/2}(\Delta T_{1/2})$ [сек]	$1.31(9) \times 10^{-9}$	E2	879.39(2)	1260(30)	86.8	$2_1 0_1^+$	8.52(64)	6.9
$\Sigma I_{tot}(\Delta \Sigma I_{tot})$ [отн.ед.]	2345(42)	E2	966.18(2)	1050(30)	0.0	$0_1 0_1^+$	4.43(34)	4.5

При анализе ротационных полос в  $^{160}\text{Dy}$  мы воспользовались приведенными ниже феноменологическими формулами, вытекающие из модели Бора-Моттельсона:

$$E_I = E_0 + \sum_{n=1} A_n [I(I+1)]^n + (-1)^{I+K} \frac{(I+K)!}{(I-K)!} \sum_{m=0} B_m [I(I+1)]^m, \quad (5)$$

модели Q-фононов:

$$E_I = E_0 + \frac{b_1}{2} I + \frac{b_2}{8} I(I-2) + \frac{b_3}{48} I(I-2)(I-4), \quad (6)$$

модели переменного момента инерции с динамической асимметрией:

$$E_I = E_0 + a_1 I + a_2 I^2 + a_3 I^3 + b_0 (-1)^I, \quad (7)$$

модели Бора-Моттельсона с параметром  $A_{1/2}$ , учитывающим кориолисово взаимодействие:

$$E_I = E_0 + A_1 I(I+1) + A_2 [I(I+1)]I^2 + A_{1/2} \sqrt{I(I+1)} + B_0 (-1)^I. \quad (8)$$

При анализе также принимались во внимание значения инерционных параметров  $\hbar^2/2\theta$ , вычисленные нами для каждого из членов полос по формулам:  $\hbar^2/2\theta = E_{\gamma}/(4I-2)$  для  $\Delta I=2$  и  $\hbar^2/2\theta = E_{\gamma}/2I$  для  $\Delta I=1$ .

В результате анализа в общей сложности удалось пополнить полосы 17-ю новыми уровнями. При этом не было подтверждено существование  $0^+$ -уровня с энергией 1443.7 кэВ и соответствующей ему полосы. В схему  $^{160}\text{Dy}$  введена новая полоса  $K^{\pi} = 0^+$  с головным уровнем 1708.2 кэВ. Рассчитанные энергии внутриволосных состояний по феноменологическим формулам во

всех случаях примерно одинаково хорошо описывают соответствующие экспериментальные значения.

Результаты, в сравнении с экспериментом для каждой из полос, представлены в 16 таблицах. Мы здесь приводим лишь одну из них (табл. 4).

**Таблица 3.**

<b><math>\gamma</math>-вибрационная полоса <math>K^\pi = 2^+</math></b>						
<b><math>I^\pi</math></b>	<b><math>\hbar^2/2\theta</math> [кэВ]</b>	<b><math>E_{ур. (I)}</math> [кэВ]</b>				
		<b>Экспер.</b>	<b>Расч. (5)</b>	<b>Расч. (6)</b>	<b>Расч. (7)</b>	<b>Расч. (8)</b>
2 <sup>+</sup>		966.17(1)	966.5	966.4	966.1	966.0
3 <sup>+</sup>	13.82	1049.12(1)	1048.7	1048.6	1049.4	1049.5
4 <sup>+</sup>	13.34	1155.83(1)	1156.0	1156.2	1155.5	1155.7
5 <sup>+</sup>	13.28	1288.67(2)	1288.2	1287.6	1288.4	1287.6
6 <sup>+</sup>	12.49	1438.57(3)	1440.0	1440.8	1440.4	1439.8
7 <sup>+</sup>	12.77	1617.3(1) <sup>a</sup>	1616.6	1614.0	1615.4	1614.7
8 <sup>+</sup>	11.49	1801.2(1) <sup>a</sup>	1802.9	1805.5	1805.7	1806.6
9 <sup>+</sup>	12.27	2022.0(1) <sup>a</sup>	2019.0	2013.3	2015.1	2017.3
10 <sup>+</sup>	10.04	2222.8(2) <sup>b</sup>	2228.0	2235.7	2236.1	2240.5
11 <sup>+</sup>	12.00	2486.9(2) <sup>b</sup>	2481.5	2470.8	2472.4	2477.4
12 <sup>+</sup>	9.21	2708.0(2) <sup>b</sup>	2701.5	2716.8	2716.5	2721.3
13 <sup>+</sup>	10.81	2989.0(2) <sup>b</sup>	2996.9	2971.9	2972.2	2973.0
14 <sup>+</sup>	8.25	3220.0(2) <sup>b</sup>	3218.5	3234.2	3231.8	3225.1
<b><math>\langle  E_\lambda - E_\mu  \rangle</math> [кэВ]:</b>			<b>&lt;2.67&gt;</b>	<b>&lt;6.91&gt;</b>	<b>&lt;6.23&gt;</b>	<b>&lt;5.93&gt;</b>
<b>Параметры:</b>			$E_0 = 883.0576$ $A_1 = 14.01286$ $A_2 = -0.01833$ $A_3 = 0.00002$ $B_0 = 0.00065$	$E_0 = 885.90961$ $b_1 = 80.49647$ $b_2 = 109.33566$ $b_3 = -14.60687$	$E_0 = 888.09812$ $a_1 = 9.17581$ $a_2 = 15.72812$ $a_3 = -0.31587$ $b_0 = 0.70367$	$E_0 = 876.48393$ $A_1 = 13.16525$ $A_2 = -0.01095$ $A_{1/2} = 4.65741$ $B_0 = 0.50195$

<sup>a)</sup> Экспериментальные значения энергий возбужденных состояний <sup>160</sup>Dy, известные из реакций и впервые обнаруженные в  $\beta$ -распаде.

<sup>b)</sup> Экспериментальные значения энергий возбужденных состояний <sup>160</sup>Dy, не наблюдаемые в  $\beta$ -распаде, но известные из реакций.

Проведенный нами теоретический анализ энергий возбужденных уровней положительной четности и ротационных полос в <sup>160</sup>Dy в рамках задействованных выше моделей показывает, что с увеличением энергии возбуждения расхождение теории и эксперимента чувствительно возрастает. Поэтому мы привлекли еще один подход - предложенную недавно Модель Взаимодействующих Векторных Бозонов (МВВБ). Модель базируется на бозонной реализации  $sp(12, R)$  алгебры с помощью введения двух типов векторных бозонов, различающихся проекцией "псевдоспина".

Спектр энергий, генерируемый гамильтонианом модели в терминах меток  $\lambda$  и  $\mu$ , записывается как:

$$E((\lambda, \mu); L; T_0) = \alpha N + \alpha_1 N(N+5) + \beta_3 L(L+1) + \alpha_3 (\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3\lambda + 3\mu) + c T_0^2, \quad (9)$$

где  $\alpha, \alpha_1, \beta_3, \alpha_3, c$  – параметры модели.

Выражение (9) будет далее использовано в расчетах энергий состояний ротационных полос в <sup>160</sup>Dy. Но сначала мы остановимся на анализе всех известных в ядре низколежащих возбужденных состояний с  $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$ .

Недавно был предложен феноменологический гамильтониан:

$$H = \alpha R_+ R_- + \beta R_0 R_0 + ((\beta\Omega)/2) R_0, \quad (10)$$

сконструированный из бозонных операторов  $R_+, R_-, R_0$ , представляющих собой связанные в равный нулю полный момент пары фермионных



операторов для фермионов, расположенных на подболочке  $j$  и подчиняющихся правилам коммутации  $[R_0, R_{\pm}] = \pm R_{\pm}$ ;  $[R_+, R_-] = 2R_0$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  – параметры модели, а  $\Omega = (2j+1)/2$ . После перехода к идеальным монополярным бозонам  $[b^+, b] = 1$ ;  $[b, b] = [b^+, b^+] = 0$  гамильтониан (10) принимает вид:

$$H = Ab^+b - Bb^+bb^+b \quad (11)$$

и порождает спектр монополярных возбуждений в виде параболы:

$$E(n) = An - Bn^2, \quad (12)$$

где  $n$  – число монополярных бозонов для состояния

$$|n\rangle = (n!)^{-1/2}(b^+)^n|0\rangle; \quad b|0\rangle = 0. \quad (13)$$

Далее мы используем выражение (12) для описания  $0^+$ -состояний в ядре  $^{160}\text{Dy}$ . На рис. 6(слева) представлено распределение известных экспериментальных значений энергий  $0^+$ -состояний в  $^{160}\text{Dy}$  по числу монополярных бозонов согласно (12).

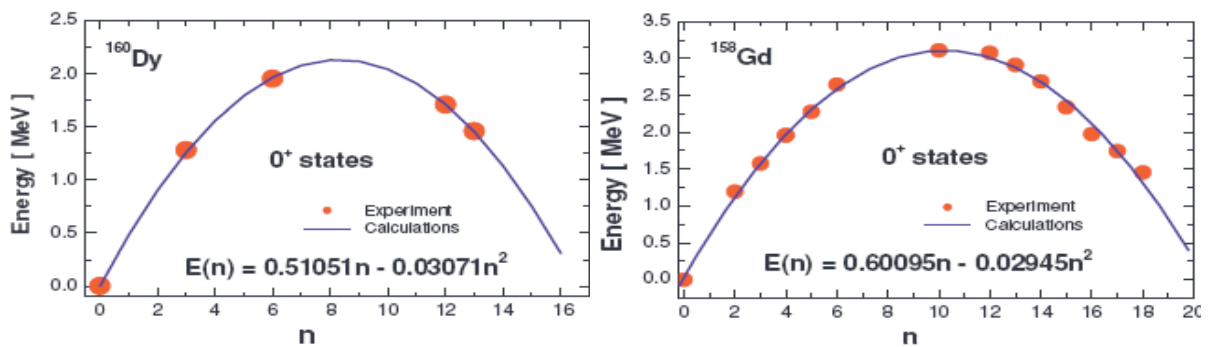


Рис. 6. Распределение известных экспериментальных значений энергий  $0^+$ -состояний в  $^{160}\text{Dy}$  и в  $^{158}\text{Gd}$  по числу монополярных бозонов.

В качестве дополнительного примера на рис. 6(справа) мы приводим результаты сравнения распределения (12) с экспериментальными данными для  $0^+$ -состояний в ядре  $^{158}\text{Gd}$ . В обоих случаях наблюдается хорошее согласие при среднеквадратичных отклонениях  $\Delta$  равных 4.8 и 16.7 кэВ, соответственно.

Таким образом, каждое  $0^+$ -состояние может теперь быть охарактеризовано собственной степенью коллективности, то есть числом монополярных бозонов  $n$ , конструирующего соответствующее состояние.

Возникает вопрос: не следуют ли подобному параболическому распределению (12) и энергии низколежащих возбужденных состояний с отличными от нуля спинами? В самом деле, из (9) следует, что для фиксированного значения  $L$  и выбранной четности ( $\pi = (-1)^T$ ) выражение для энергии (9) становится функцией второго порядка по  $N=4k$ :

$$E(k) = Ak - Bk^2 + C \quad (14)$$

здесь  $A, B, C$  – комбинации модельных параметров  $\alpha, \alpha_1, \beta_3, \alpha_3, c$ .

Проводя классификацию экспериментальных значений энергий в  $^{160}\text{Dy}$  для состояний со спинами  $2^+, 4^+$  и  $6^+$  по распределению (14), мы снова получаем, что все экспериментальные энергии распределены по параболе (рис. 7).

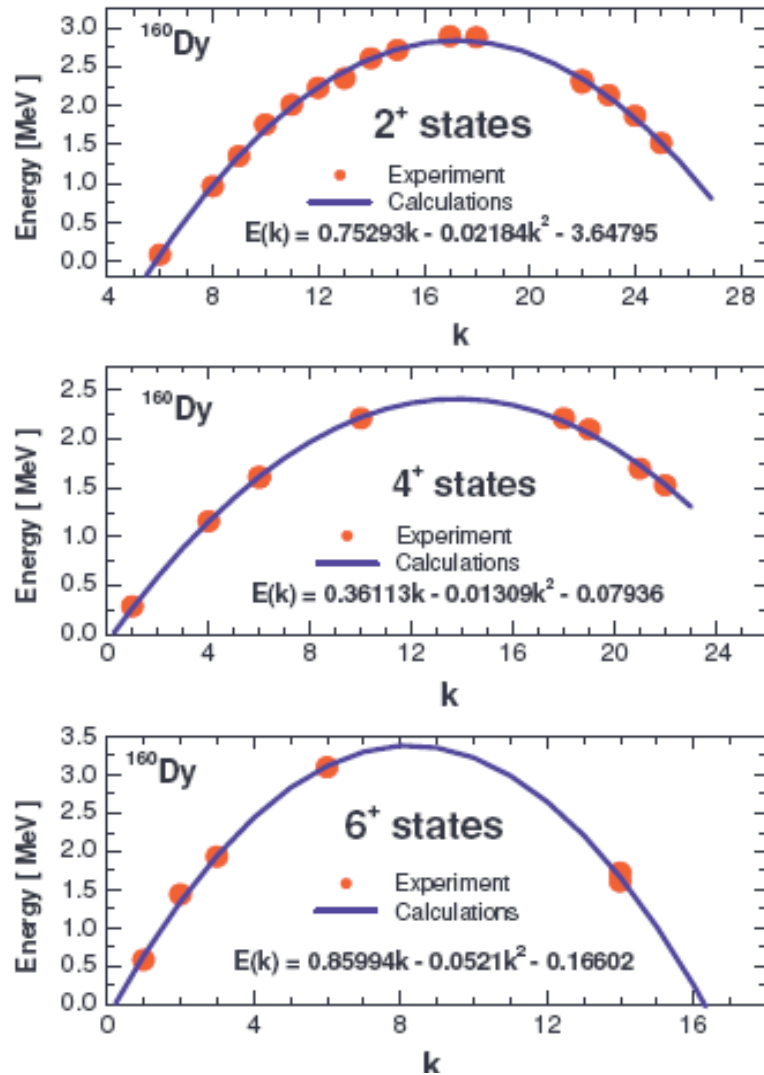


Рис. 7. Распределение известных экспериментальных энергий 2<sup>+</sup>-, 4<sup>+</sup>- и 6<sup>+</sup>- состояний в  $^{160}\text{Dy}$  по числу бозонов согласно МВББ ( $k = N/4$ ).

Используя (9) и накладывая условие  $N=4L$ , получаем выражения для энергий отдельных ротационных полос:

$$K^\pi=0^+ \text{ полоса основного состояния } \{\lambda=0, \mu=2L\} \text{ и } T=0, T_0=0$$

$$E_{gr} = 4\alpha L + \beta_3 L(L+1) + 4\alpha_1 L(5+4L) + 2\alpha_3(6L+4L^2), \quad (15)$$

$$K^\pi=0^+ \text{ S-полоса } \{\lambda=4, \mu=2L-2\} \text{ и } T=2, T_0=1$$

$$E_s = c_s + 4\alpha L + \beta_3 L(L+1) + 4\alpha_1 L(5+4L) + 2\alpha_3(6L+4L^2), \quad (16)$$

$$K^\pi=1^- \text{ октуполь-вибрационная полоса } \{\lambda=2, \mu=2L-1\} \text{ и } T=1, T_0=1, L \geq 1$$

$$E_{oct 1^-} = c_{1^-} + 4\alpha L + \beta_3 L(L+1) + 4\alpha_1 L(5+4L) + \alpha_3 \{10 + 5(2L-1) + (2L-1)^2\}, \quad (17)$$

$$K^\pi=2^+ \text{ } \gamma\text{-вибрационная полоса } \{\lambda=4, \mu=2L-2\} \text{ и } T=2, T_0=1, L \geq 2$$

$$E_\gamma = c_\gamma + 4\alpha L + \beta_3 L(L+1) + 4\alpha_1 L(5+4L) + \alpha_3 \{28 + 7(2L-2) + (2L-2)^2\}, \quad (18)$$

$$K^\pi=2^- \text{ октуполь-вибрационная полоса } \{\lambda=2, \mu=2L-1\} \text{ и } T=1, T_0=1, L \geq 2$$

$$E_{oct 2^-} = c_{2^-} + 4\alpha L + \beta_3 L(L+1) + 4\alpha_1 L(5+4L) + \alpha_3 \{10 + 5(2L-1) + (2L-1)^2\}. \quad (19)$$

Выражения (15-19) были нами использованы для описания экспериментальных энергий соответствующих ротационных полос в  $^{160}\text{Dy}$ . При этом для момента инерции мы использовали приближение:

$$J(n) = J(0)(1 + nx), \quad (20)$$

где  $J(0)$  – момент инерции ядра в основном состоянии, а  $x$  определяется радиусом ядра  $R$ , параметром диффузности  $s$  и коэффициентом сжимаемости  $C_0$ :

$$x = \frac{E_0 R^2 ((20\pi - 3)R^4 + 30)(4\pi - 1)R^2 s^2 + 45(4\pi - 1)s^4}{8C_0 \pi^2 (R^6 + 13R^4 s^2 + 45R^2 s^4 + 45s^6)}. \quad (21)$$

Таким образом, мы можем определить параметр  $\beta_3$  как

$$\beta_3 = 1/(2J(n)) = \beta_0/(1 + nx). \quad (22)$$

На рис. 8-9 представлены рассчитанные нами энергии уровней перечисленных выше ротационных полос в сравнении с экспериментом.

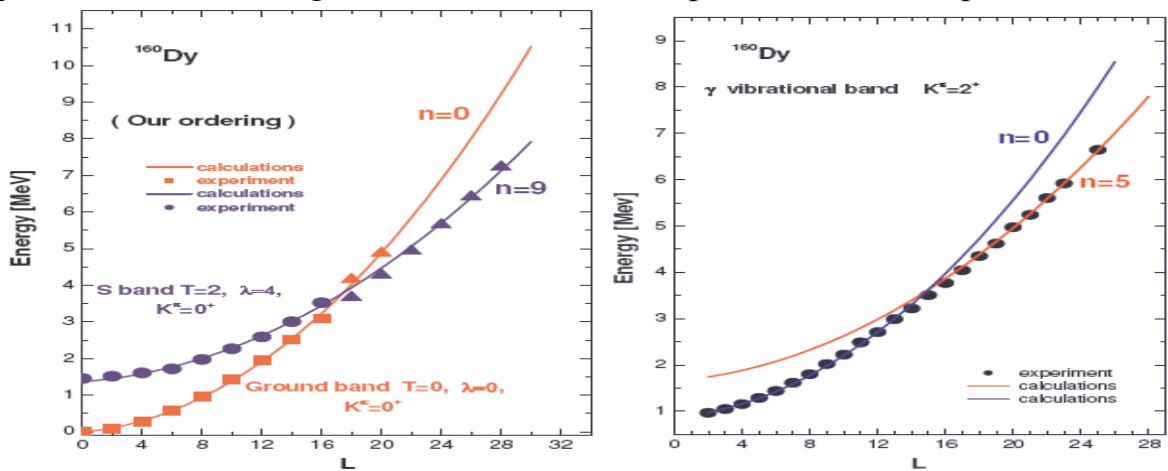


Рис. 8. Сравнение расчетов по МВВБ с экспериментом для полосы основного состояния и S-полосы (слева) и  $\gamma$ -полосы (справа) в ядре  $^{160}\text{Dy}$ .

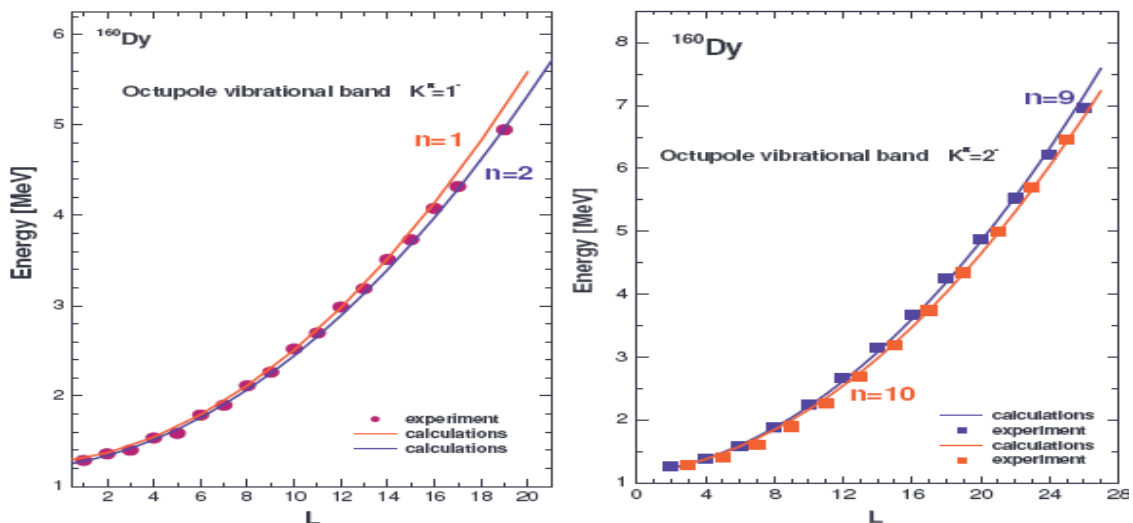


Рис. 9. Сравнение расчетов по МВВБ с экспериментом для октупольных полос  $K^\pi=1^-$  (слева) и  $K^\pi=2^-$  (справа) в ядре  $^{160}\text{Dy}$ .

Отметим, что в отличие от рассмотренных выше моделей, где для описания каждой из полос использовался свой набор модельных параметров, расчеты по (МВВБ) были проведены для всех полос с одним и тем же набором модельных параметров:

$\alpha$	$\alpha_1$	$\alpha_3$	$x$	$\beta_0$
0.00511953	0.000045	-0.0001486	0.0605	0.01117379

При этом суммарное среднеквадратичное отклонение теоретических значений энергий от экспериментальных для всех рассмотренных нами ротационных полос составило  $\Delta = 9$  кэВ на точку. Налицо достаточно хорошее согласие между теорией и экспериментом.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

**В заключении** сформулированы основные результаты, полученные автором в диссертационной работе.

1. Усовершенствован спектрометр полного поглощения  $\gamma$ -излучения с обеспечением  $4\pi$ -геометрии.

2. Впервые измерена силовая функция  $S_\beta(E)$   $\beta^+$ /ЕС-распада сферического ядра  $^{147g}\text{Tb}$  с использованием спектрометра полного поглощения  $\gamma$ -излучения и моноизотопных источников.

3. Впервые получены и проанализированы данные о  $S_\beta(E)$  и тонкой структуре  $S_\beta(E)$   $\beta^+$ /ЕС-распада сферических ядер  $^{147g,149,151}\text{Tb}$ , используя сведения об их схемах распада.

4. Проведено сравнение данных о  $S_\beta(E)$   $\beta^+$ /ЕС-распада ядра  $^{147g}\text{Tb}$ , полученных с помощью спектрометра полного поглощения и из схемы распада.

5. Проведено сравнение теоретических расчетов и экспериментальных данных о  $S_\beta(E)$   $\beta^+$ /ЕС-распада ядер  $^{147g,149,151}\text{Tb}$ .

6. Впервые получены и проанализированы данные о  $S_\beta(E)$  и тонкой структуре  $S_\beta(E)$   $\beta^+$ /ЕС-распада деформированного ядра  $^{160g}\text{Ho}$  из результатов исследований методами ядерной спектроскопии высокого разрешения.

7. Впервые получены данные о расщеплении основного резонанса в  $S_\beta(E)$  на два компонента для  $\beta^+$ /ЕС-распада типа Гамова-Теллера и об отсутствии выраженной резонансной структуры для  $\beta^+$ /ЕС-распада первого запрета деформированного ядра  $^{160g}\text{Ho}$ .

8. Измерено ветвление IT/TOTAL при распаде изомера  $^{160m}\text{Ho}(2^-)$  с периодом полураспада 5.02 часа.

9. В рамках МВБ-1 выполнены расчеты спектра энергий уровней положительной четности и приведенных вероятностей  $B(E2)$   $\gamma$ -переходов между ними. Результаты сравнены с экспериментом. Выявлено, что указанная модель позволяет описать удовлетворительным образом лишь нижайшие состояния  $^{160}\text{Dy}$ . С ростом энергии возбуждения в значительной степени увеличивается расхождение теории и эксперимента. Для величин же  $B(E2)$  наблюдается хорошее согласие теории и эксперимента.

10. Проведен анализ всех известных из эксперимента в  $^{160}\text{Dy}$  ротационных полос с использованием для описания энергий уровней четырех феноменологических моделей атомного ядра. Анализ позволил в общей сложности дополнить ротационные полосы 17-ю новыми уровнями, из числа вновь обнаруженных в эксперименте состояний.

11. Впервые выполнен теоретический анализ групп возбужденных состояний положительной четности с одинаковыми четными значениями спинов в  $^{160}\text{Dy}$  в рамках МВВБ. При этом было показано, что энергии четырех групп состояний со спинами  $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$  и  $6^+$  имеют параболические зависимости от числа бозонов, конструирующих соответствующие состояния.

12. В рамках МВВБ впервые получены выражения и проведен анализ спектров энергий пяти наиболее развитых ротационных полос в  $^{160}\text{Dy}$ . Для описания полос был использован один и тот же набор модельных параметров. Суммарное среднеквадратичное отклонение теоретических значений энергий от экспериментальных для всех полос составило  $\Delta = 9$  кэВ на точку. Предложены новые выстраивания высоколежащих состояний в S-полосе и полосе основного состояния. В результате установлено пересечение S-полосы с полосой основного состояния вблизи энергии возбуждения порядка 4 МэВ ( $I^\pi=18^+$ ). Сделан вывод о том, что в  $\gamma$ -полосе по мере возбуждения ядра  $^{160}\text{Dy}$  при энергии возбуждения 3.5 МэВ ( $I^\pi=15^+$ ) происходит изменение момента инерции ядра  $J(n)$  и, соответственно, квадрупольной деформации (параметр  $\beta_3$ ).

**Основные результаты, представленные в диссертации, опубликованы в следующих работах:**

1. Izosimov I.N., Kalinnikov V.G., Myakushin M.Yu., Rimski-Korsakov A.A., Solnyshkin A.A., Suhonen J., Toivanen J. Structure of the  $\beta^+(\text{EC})$  decay Strength function of  $^{147g}\text{Tb}$  ( $T_{1/2} \approx 1.6$  h). // Preprint JINR, E6-96-454, Dubna, 1996, 23 p. and J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1998, v. 24, p. 831-845.
2. Izosimov I.N., Kalinnikov V.G., Solnyshkin A.A., Suhonen J. Fine Structure of the  $M_T = +1$  Gamow-Teller Resonance in  $^{147g}\text{Tb} \rightarrow ^{147}\text{Gd} \beta^+/\text{EC}$  Decay. // Part. and Nucl., Lett., 2000, № 4[101]-2000, p. 40-45.
3. Izosimov I.N., Kazimov A.A., Kalinnikov V.G., Solnyshkin A.A., Suhonen J. Fine structure of the  $^{147g}\text{Tb}$ (1.6h),  $^{149}\text{Tb}$ (4.15h) and  $^{151}\text{Tb}$ (17.6h)  $\beta^+/\text{EC}$  decay strength functions. // Czech. J. of Phys., 2001, v. 51, Suppl.A, p. A277-A281.
4. Izosimov I.N., Kazimov A.A., Kalinnikov V.G., Solnyshkin A.A., Suhonen J. Applications of the total absorption  $\gamma$ -rays spectroscopy for  $\beta$ -decay study. // ЯФ, 2003, т. 66, № 9, с. 1684-1686.
5. Izosimov I.N., Kazimov A.A., Kalinnikov V.G., Solnyshkin A.A., Suhonen J. Beta-Decay Strength Measurements, Total Beta-Decay Energy Determination, and Decay-Scheme Completeness Testing by Total Absorption  $\gamma$ -ray Spectroscopy. // ЯФ, 2004, т. 67, № 10, с. 1876-1886.

6. Izosimov I.N., Kalinnikov V.G., Solnyshkin A.A. Fine structure of strength function for  $\beta^+$ /EC decay of  $^{160\text{g}}\text{Ho}$  (25.6 min). // Preprint JINR, E6-2008-12, DUBNA, 2008, 12 p. и Письма в ЭЧАЯ, 2008, № 5(147), с. 720-727 .
7. Адам И., Ваганов Ю.А., Вагнер В., Вольных В.П., Звольска В., Звольски И., Ибрахим Я.С., Исламов Т.А., Калинин В.Г., Крацик Б., Лебедев Н.А., Новгородов А.Ф., Солнышкин А.А., Стегайлов В.И., Сэрээтэр Ж., Фишер М., Чалоун П. Исследование радиоактивного распада ядер  $^{160}\text{Er} \rightarrow ^{160\text{m,g}}\text{Ho} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$ . // Изв. РАН, сер. физ., 2002, т.66, № 10, с. 1384-1446.
8. Адам И., Гонусек М., Добеш Я., Звольски И., Калинин В.Г., Мразек Я., Солнышкин А.А. О вероятностях E2-переходов в  $^{160}\text{Dy}$  между состояниями положительной четности. // Тез. докл. 53 Межд. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Москва, 2003, с. 52-53. and Abstracts of Int. conference "Modern problems of nuclear physics", Samarkand, 2003, p. 125-127.
9. A.A.Solnyshkin, J.Adam, V.P.Garistov, M.Honusek, J.Dobes, J.Zvolski, J.Mrazek. Properties of excited states in the  $^{160}\text{Dy}$  nucleus. // arXiv:nucl-th/0408028 v1 11 Aug 2004. and Bulg. J. Phys. 2005, v. 32, № 3, p.181-203.
10. A.A.Solnyshkin, V.P.Garistov, A.Georgieva, H.Ganev, V.V.Burov. Analysis of new experimental data on the  $^{160}\text{Dy}$  spectrum with the symplectic interacting vector boson model. // Phys. Rev. C, 2005, v.72, p. 064321-1 – 064321-8.
11. J. Adam, A.A.Solnyshkin, N.A. Lebedev, P. Chaloun. Determination of It/Total Branching in Decay of  $^{160\text{m}}\text{Ho}$ (5.02h) Isomer. // Bulg. J. Phys. 2005, v. 32, № 4, p. 287-291.  
В 2005 году полученные нами экспериментальные данные по  $^{160}\text{Dy}$  были включены в материалы “National Nuclear Data Center” [Author: C. W. Reich Citation: Nuclear Data Sheets 105, 557 (2005)].