

**КОМИТЕТ ПО НАУКЕ , ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ И ТЕХНИЧЕСКОЙ
ПОЛИТИКЕ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Воронежский государственный университет**

**Физический факультет
Кафедра ядерной физики**

Дипломная работа

**ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ РАСПАДА ^{158}Er В
ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ОТ 0.8 ДО 20 кэВ**

Научные руководители :

старший научный сотрудник ОИЯИ

В. М. Горожанкин

и

доцент кафедры ядерной физики ВГУ

В. М. Вахтель

Рецензент :

старший научный сотрудник ОИЯИ

В. Г. Егоров

Дипломник :

Е. А. Якушев

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория ядерных проблем
Дубна, 1995**

Оглавление

Глава 1. Введение	2
Глава 2. Основы электронной спектроскопии	4
2.1. Спектрометры	4
2.2. Методы приготовления радиоактивных источников	10
2.3. Методы обработки электронных спектров	13
Глава 3. Комбинированный электростатический спектрометр ESA-50	17
3.1. Описание спектрометра	17
3.2. Определение зависимости трансмиссии спектрометра ESA - 50 от замедляющего напряжения, в области энергий электронов от 3.7 до 20 кэВ	22
Глава 4. Изучение электронного спектра из распада ^{158}Er	33
4.1. Общие сведения о распаде ^{158}Er	33
4.2. Экспериментальное изучение спектра ^{158}Er на спектрометре ESA-50. Обработка спектров и обсуждение результатов.	34
Глава 5. Заключение	40
Список литературы	41

Глава 1

Введение

Исследование электронов из распада радиоактивных ядер в области низких энергий является одним из способов получения информации о внутриядерных и ядерно-атомных процессах. Данная работа посвящена поиску низкоэнергетического ядерного перехода в распаде ^{158}Er методом спектроскопии конверсионных электронов. Энергетический анализ спектра электронов, возникающих в распаде, осуществлялся при помощи электростатического энергоанализатора типа цилиндрического зеркала с предварительным замедлением исследуемых частиц.

В соответствии с теоретическими представлениями при β - распаде чётно-чётных изотопов Er должен реализовываться разрешенный, незадержанный переход Гамова-Теллера типа $p7/2^-/523/ \rightarrow n5/2^-/523/$ с возбуждением в дочерних нечётно-нечётных ядрах гольмия состояния $1^+ \{p7/2^-/523/ - n5/2^-/523/\}$. В более тяжёлых ядрах No / A = 160, 162, 164, 166 / состояние 1^+ , указанного выше типа, однозначно идентифицированы [1]. Однако в ядрах ^{158}No состояние данного типа, несмотря на многочисленные усилия, до сих пор не было идентифицировано. Именно поэтому встала необходимость детального изучения спектра данного изотопа. В работе [2], было выдвинуто предположение, что уровень, связанный с данным состоянием лежит вблизи изомерного состояния 2^- и разряжается на него интенсивным E1 – переходом. Поэтому необходимо было провести поиск такого E1 γ -перехода при помощи изучения спектра электронов внутренней конверсии, которые должны образовываться при данном переходе, если он существует. Целью настоящей работы и являются такие исследования.

Кроме этого, целью настоящей работы является установление не изученной ранее зависимости трансмиссии спектрометра ESA-50, на котором про-

водились исследования, от замедляющего изучаемые электроны напряжения. Зависимость трансмиссии определяется в области энергий от 3.7 до 20 кэВ из изучения спектра электронов внутренней конверсии некоторых ядерных переходов ^{169}Tm .

Глава 2

Основы электронной спектроскопии

2.1. Спектрометры

Проблема теории и конструирования β – спектрометров содержит в себе две задачи: собрать в спектрометре как можно большее количество исследуемых β -частиц и получить максимальное разрешение по энергиям. Так как все электроно-оптические системы имеют aberrации, например сферическую, то очевидно невозможно создать прибор, совершенный в обоих отношениях. Проблема становится еще более сложной если принять во внимание большое число других существенных особенностей: максимальные размеры источника, защита детектора с целью достижения низкого фона, практические трудности в получении поля заданной формы и его измерении, расход энергии на питание прибора, соображение стоимости прибора и затрат труда на его изготовление, удобства в эксплуатации прибора, точность юстировки и т.д.

Наиболее часто для получения спектров заряженных частиц используют влияние на них электромагнитного поля. Многочисленные варианты спектрометров, основанных на данном принципе, для удобства могут быть разделены на два типа – магнитные и электростатические.

В магнитной спектрометрии энергетическое распределение спектра электронов дается в импульсном представлении. Это объясняется тем, что при заданной круговой траектории с радиусом ρ , величине магнитного поля B пропорциональна не энергия а импульс фокусируемого электрона: $p = qB\rho$, где q – заряд электрона. В случае же электростатических энергоанализаторов, энергия электронов пропорциональна отклоняющему напряжению. Для представления результатов измерения на магнитном спектрометре в энергетическом распределении необходимо учесть, что интервалы dE и $d\rho$ различны:

т.к.

$$E = \frac{p^2}{2m}, \quad (2.1)$$

то

$$dE = (p/m)dp, \quad (2.2)$$

где

$$m = \frac{m_e}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}, \quad (2.3)$$

$$m_e = 511.0034 \pm 0.0014 \text{ кэВ} - \text{масса покоя электрона.} \quad (2.4)$$

Следовательно интенсивность в распределении по импульсам нужно умножить на (m/p) . Как в магнитных так и в электростатических спектрометрах величина разрешения $\Delta E/E$ сохраняется постоянной при достаточно больших энергиях. Однако в общем случае соотношение между $\Delta(B\rho)/(B\rho)$ и $\Delta E/E$ изменяется в зависимости от энергии анализируемых электронов [3]:

$$\frac{\Delta E}{E} = \left(1 + \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + E}\right) \frac{\Delta B\rho}{B\rho}. \quad (2.5)$$

Это соотношение важно для сравнения разрешения электростатических и магнитных спектрометров в области низких энергий. Наиболее точные исследования спектров электронов низких энергий в основном проводятся с использованием электростатических спектрометров. Спектрометрия электронов низких энергий ($E < 50$ кэВ) с высоким разрешением при помощи магнитных спектрометров связана с трудностями работы в области слабых магнитных полей. В магнитных спектрометрах с железным ярмом получение слабого магнитного поля с необходимыми параметрами и формой намного сложнее, чем сильного. При $H \leq 25$ Э форма поля изменяется с изменением величины напряженности магнитного поля [4, 5]. Это обусловлено зависимостью магнитной проницаемости железа при столь малых полях от величины

напряженности магнитного поля. К искажению анализирующего поля приводит так-же и остаточная намагниченность железа [6]. В случае безжелезных спектрометров необходима тщательная защита спектрометра от внешних полей и высокая стабильность источников питания катушек магнита. Обычно магнитное поле земли компенсируется с помощью катушек Гельмгольца до уровня 10^{-4} Э [4]. Главным недостатком катушек Гельмгольца является их низкая эффективность в присутствии быстро меняющихся магнитных полей [7].

Таким образом спектрометрия низкоэнергетических электронов при помощи магнитных спектрометров является сложной задачей, связанной с получением слабых магнитных полей с необходимыми параметрами. С этой точки зрения электростатические спектрометры находятся в более выгодном положении, по сравнению с магнитными. Локализация в объеме спектрометра электрических полей в несколько кВ с необходимыми параметрами может быть реализовано сравнительно легко. Кроме того, электростатические спектрометры имеют значительно меньшие габариты, что существенно упрощает экранировку от магнитных полей.

Характеристики электростатических спектрометров обсуждаются в обзорных статьях [8, 9] и монографии [10]. По принципу работы и конструктивным особенностям электростатические спектрометры делятся на бездисперсионные и дисперсионные.

Большинство бездисперсионных спектрометров – анализаторы, состоящие из системы сеточных сферических замедлителей и коллектора. Источник электронов располагается в центре сферических замедлителей, а коллектор за замедлителем. Энергетический анализ осуществляется изменением потенциалов на замедлителях. Такие спектрометры характеризуются высоким значением светосилы (до 8% от 4π) и возможностью использовать источники большой площади. Недостатком бездисперсионных спектрометров является относительно меньшая разрешающая способность по сравнению с дисперси-

онными спектрометрами и высокий уровень фона.

В дисперсионных спектрометрах анализирующее поле осуществляет фокусировку расходящегося пучка моноэнергетических частиц на некоторую фокальную плоскость. Положение изображения на этой плоскости будет зависеть от энергии частиц. Величина относительного смещения изображения точечного источника при малом изменении dE характеризуется дисперсией спектрометра:

$$D = E \frac{dx}{dE}, \quad (2.6)$$

где E – энергия частиц. Величина дисперсии определяется линейными размерами спектрометра. Ширина изображения, а следовательно и разрешение дисперсионных спектрометров, в основном определяются: размерами источника, шириной входной щели и эффектами абберации. Существуют две группы дисперсионных электростатических анализаторов: дефлекторные и зеркальные. В дефлекторных анализаторах частицы движутся вдоль эквипотенциальной поверхности анализирующего поля и отклоняются в радиальном направлении в соответствии с их энергиями. В спектрометрах зеркального типа частицы входят в анализирующее поле под некоторым углом к эквипотенциальным поверхностям и отклоняются этим полем. При выполнении определенных условий поле осуществляет фокусировку пучка частиц и пространственное разделение по энергиям. К зеркальным энергоанализаторам относятся спектрометры типа плоского конденсатора, цилиндрического зеркала, сферического зеркала и гиперболического зеркала. Плоский конденсатор и гиперболическое зеркало не нашли широкого применения в электронной спектроскопии.

Использование поля цилиндрического конденсатора в качестве энергоанализатора пучков заряженных частиц впервые было предложено еще в 1952 г. Гриммелмайером см. [11]. Наиболее интенсивно теория цилиндрического зеркала развивалась в период с середины 60-х гг. по 70-е гг. благодаря

работам В.В.Зашквары и Х.З.Сар-эля [12, 13]. Существенное влияние на энергетическое разрешение анализаторов данного типа оказывает аксиальное размытие изображения в фокальной плоскости. Размытие изображения обусловлено наличием в пучках траекторий не лежащих в аксиальных плоскостях, возникающих из-за неточности источника. Для устранения этих траекторий применяется многокаскадное фокусирование анализируемого пучка.

Анализатор типа сферического зеркала образован концентрическими электродами сферической формы, на которые подается разность потенциалов. Спектрометры со сферическими зеркалами обладают исключительно высокой светосилой, но из-за сложности изготовления сферических электродов их применение ограничено узким кругом задач.

Достижение максимального разрешения является одной из основных проблем в спектрометрии. Улучшение разрешения можно достигнуть увеличением дисперсии (или габаритов) спектрометра. Поскольку величина дисперсии для данной геометрии спектрометра является постоянной, то нередко прибегают к искусственному методу улучшения разрешения – использованию предварительного замедления электронов. Так как абсолютное энергетическое разрешение ΔE_0 , энергия E_0 и относительное разрешение спектрометра связаны соотношением:

$$\frac{\Delta E_0}{E_0} = R_0, \quad (2.7)$$

то уменьшая E_0 до значения E_a , можно достичь либо уменьшения относительного разрешения R_0 до величины R_a при постоянном ΔE_0 , либо уменьшения ΔE_0 до ΔE_a при постоянном R_0 . Чаще всего замедление используется для улучшения абсолютного разрешения. Это дает возможность, во первых, увеличить светосилу спектрометра (за счет увеличения площади источника и телесного угла) и во вторых избежать релятивистских aberrаций при высоких энергиях. Характеристики магнитных и электростатических спек-

тронетров, используемых для прецизионной спектронетрии низкоэнергетических электронов имеются в литературе, например [14].

Для спектронетрии электронов применяются также полупроводниковые спектронетры. Несмотря на огромные достоинства которыми обладают спектронетры данного типа (высокая эффективность, многоканальность, сравнительно низкие стоимость и энергоемкость, компактность и удобства в эксплуатации) спектронетрия электронов с $E < 100$ кэВ с их помощью сопряжена с определенными трудностями, связанными с ухудшением разрешения (за счет флуктуации в сборе носителей заряда и влиянием конечной толщины входного окна) и снижением эффективности в области $E < 60$ кэВ [14]. Кроме того, при энергиях 40-60 кэВ, особенно для редкоземельных элементов, возрастает вероятность наложения линий электронов внутренней конверсии, X – излучения и мягкого γ -излучения. Подытоживая все выше сказанное, можно сделать вывод о преимуществе электростатических спектронетров перед магнитными и полупроводниковыми в области энергий электронов до нескольких единиц кэВ. Они обладают такими несомненными достоинствами как простота формирования анализирующего поля, меньшие габариты (а значит простота экранировки от внешних магнитных полей), нечувствительность к температурным изменениям, простота конструкции. При этом наибольшей простотой обладают анализаторы типа цилиндрического зеркала, поле которых хорошо изучено. Исключение влияния релятивистских эффектов на приборные характеристики, при расширении энергетического диапазона свыше 3 – 5 кэВ, может быть осуществлено, как указывалось выше, путем предварительного замедления электронов. Все эти достоинства есть в приборе, используемом для наших исследований, — комбинированном электростатическом спектронетре с двойной фокусировкой, ESA-50.

2.2. Методы приготовления радиоактивных источников

Точность и достоверность экспериментальных результатов прецизионной низкоэнергетической электронной спектрометрии сильно зависит от качества используемого радиоактивного источника.

Даже при наличии прибора с очень высоким разрешением и надёжного метода обработки спектров, пределы точности и достоверности получаемых экспериментальных данных определяет качество источника и в первую очередь его толщина. В случае толстого источника возникает деформация линий спектра вследствие неупругого рассеяния электронов в самом источнике, что может не только существенно затруднить обработку спектра но сделать её даже невозможной при исследовании например близлежащих линий разной интенсивности. Чтобы максимально использовать возможности спектрометров и получить неискажённые электронные спектры, радиоактивные источники должны соответствовать нескольким требованиям:

1) толщина источника должна быть малой по сравнению со средним значением свободного пробега электронов.

2) подложка источника должна быть достаточно тонкой и сделана из материала с низким атомным номером Z чтобы подавить обратное рассеяние электронов.

3) радиоактивные атомы не должны диффундировать в подложку источника и улетучиваться в вакуумную камеру спектрометра даже в течение длительных измерений.

4) достаточно высокая активность источника, позволяющая проводить измерения мало-интенсивных линий.

5) источник не должен содержать другие радиоактивные атомы кроме изучаемого изотопа {значит один изотоп или смесь исследуемого изотопа и калибровочного }.

6) источник должен иметь подходящую форму и размеры, чтобы было

возможно полностью использовать светосилу спектрометра и его разрешение.

7) радиоактивные источники должны сохранять свое химико-физическое состояние по крайней мере в течении эксперимента.

Приготовление источника методом испарения в вакууме позволяет получить источники высокого качества. Метод испарения свободен от таких нежелательных явлений как внедрение атомов в подложку, за исключением химически активных элементов и термодиффузии при длительных высокотемпературных нагревах и загрязнение поверхности источников примесями химикатов и реагентов. К его достоинствам следует отнести также простоту и соответственно небольшую стоимость оборудования. Недостатком метода являются неизбежные значительные потери испаряемого вещества.

Нанесение активности на подложку методом испарения в вакууме представляет собой процесс физического осаждения из газовой фазы, при котором покрытие получается только за счет конденсации испаряемого вещества. Вероятность испарения атома, энергия связи которого с поверхностью равна ϵ , в зависимости от температуры, можно записать в виде [15]:

$$P = \frac{2\epsilon}{kT\nu} \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT}\right), \quad (2.8)$$

где k – постоянная Больцмана, T – температура, ν – частота колебаний атомов на поверхности. Одновременно с испарением радиоактивных атомов испаряются также и материалы деталей, подвергающихся нагреву в особенности материалов испарителя. Количество испарившегося при этом материала можно оценить по формуле [16]:

$$V = \frac{M}{T} \exp\left(2.3 - \frac{\Delta H}{RT}\right), \quad (2.9)$$

где V – скорость испарения в $\text{г} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, M – молекулярный вес вещества, R – газовая постоянная, ΔH – энтальпия испарения в Дж/моль.

Эффективность осаждения испаряемого вещества при излучении в сферу (предполагая что коэффициент прилипания равен единице):

$$\eta = \frac{A}{4\pi z^2}, \quad (2.10)$$

где z – расстояние от испарителя до подложки, A – проекция площади подложки. Если z_0 – радиус сферы, в центре которой находится точечный источник, то толщина осадка на внутренней поверхности этой сферы определяется как [15]:

$$t_{\text{ц}} = \frac{w}{4\pi\rho z_0^2}, \quad (2.11)$$

где w – вес испаряемого вещества, а ρ – его плотность. В любой же точке P плоской поверхности, находящейся вне сферы на расстоянии z_p от источника, толщина слоя будет равна, согласно [17]:

$$t_p = \frac{w \cos^4 \theta}{4\pi\rho z_p^2}, \quad (2.12)$$

где θ – угол между нормалью и линией, соединяющей эту точку с источником. Тогда:

$$\frac{t_p}{t_{\text{ц}}} = (z_0/z_p)^6. \quad (2.13)$$

Следовательно, равномерность толщины осаждения зависит от расстояния между источником и подложкой.

Рассмотренные выше явления, сопровождающие процесс испарения, позволяют выбрать оптимальные условия для этой процедуры, а именно: процесс взрывного кипения и испарения материала нагревателя (2.9) ограничивают температуру нагрева сверху. Исходя из значений температуры, необходимой для полного испарения (2.8), можно выбрать режим и материалы нагревателя так, чтобы это не приводило к ухудшению источника. Требование равномерности толщины осаждения (2.13) и возможная диффузия атомов в подложку, вследствие нагрева последней, ограничивают минимальное расстояние, при

котором эффективность осаждения будет наибольшей.

Установка для приготовления источников испарением в вакууме, в ЛЯП ОИЯИ, создана на базе выпускаемого промышленностью вакуумного универсального поста ВУП2. Вакуум в рабочем объеме составляет 10^{-6} мм.рт.ст. и достигается с помощью диффузионного насоса снабженного ловушкой охлаждаемой жидким азотом. Предусмотрена возможность охлаждения подложки жидким азотом а также осуществление различных манипуляций в рабочем объёме без нарушения вакуума. Контроль температуры осуществляется в пределах до 2200 °С. Чтобы минимизировать испарение материала самого испарителя, при напылении источника, во всех наших экспериментах испаритель отжигался в вакууме при температуре около 1500 °С перед нанесением на него радиоактивного препарата методом электролиза.

2.3. Методы обработки электронных спектров

После получения электронного спектра встает задача его обработки.

Даже в самых простых случаях точный и подробный анализ электронных спектров из радиоактивных распадов не бывает простым из за следующих причин:

1) Квантово-механические явления – как например много-частичные эффекты, в следствии которых энергия ядерного возбуждения не передаётся только одному излучаемому электрону.

2) Энергетические потери электронов из-за рассеяния в радиоактивном источнике и его подложке.

3) Ограниченное приборное разрешение.

4) Несовершенство реального спектрометра из-за отклонения от идеальной геометрии, для которой фокусировка была вычислена, механические погрешности, рассеяние электронов на диафрагмах и стенках спектрометра и на молекулах остаточного газа в камере спектрометра, неоднородность

анализирующих полей.

5) Временные нестабильности разного вида, например изменения, условий при которых разные части спектра были измерены.

В идеальном случае (отсутствие взаимодействия электронов с веществом и т.п.) измеренная спектрометром форма линии электронов, испускаемых атомом, является сверткой Лоренциана (энергетическое распределение электронов в атомных подболочках):

$$L(E, E_0) = \frac{\Gamma}{2\pi((\Gamma/2)^2 + (E - E_0)^2)}, \quad (2.14)$$

с функцией отклика спектрометра на моноэнергетические электроны, принимаемой обычно в виде Гауссиана:

$$G(E, E_0) = \frac{1}{2\pi\sigma} \exp -\left(\frac{(E - E_0)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2.15)$$

т.е:

$$P(E) = G \cdot L = \int_{-\infty}^{\infty} G(E, E')L(E', E_0)dE', \quad (2.16)$$

где E_0 – положение пика линии,

Γ – ширина Лоренциана на полувысоте [3],

однако, в действительности, функция отклика есть не Гауссиан а некоторая функция $R(E, E')$ вид которой зависит от свойств спектрометра и от размера, формы и качества источника. Форма отдельной линии спектра, измеренной спектрометром, в общем виде есть:

$$S_i(E) = \int_{-\infty}^{\infty} R(E, E')L(E', E)dE' \quad (2.17)$$

На практике применяются два основных подхода к обработке дискретных электронных спектров. Первый из них основан на представлении S_i некоторой достаточно сложной аналитической функцией, содержащей зна-

чительное количество варьируемых параметров. Например Von Egidy et al. (1966) предложили следующую функцию [3]:

$$\begin{aligned} N_i &= a_{10} \{ \exp(-a_6(i - a_9)^2) + [a_3 \exp(a_4(i - a_9)) + a_7(a_8(i - a_9))] \times \\ &\quad \times [1 - \exp(-a_5 a_6(i - a_9)^2)] \} + a_1 + a_2(i - i_0) \quad \text{для } i \leq a_9 \\ N_i &= a_{10} \{ \exp(-a_6(i - a_9)^2) \} + a_1 + a_2(i - i_0) \quad \text{для } i > a_9. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Здесь N_i – счет в точке i и a_k – фитируемые параметры. Альтернативный способ обработки спектров основан на использовании контура реальной линии, характерной для исследуемой энергетической области и конкретного источника, в качестве $R(E, E')$. В простейшем случае для обработки используется хорошо измеренная конверсионная или Оже линия, расположенная вблизи исследуемого спектра. Такая линия уже является сверткой типа (2.17). Учёт естественных ширин обрабатываемого спектра требует свертки (2.17) с Лоренцианом с шириной равной разности естественных ширин исследуемых и использованной в качестве стандартной линий. Опыт показывает, что и не имея точного контура приборной линии можно также успешно обрабатывать спектр последовательно корректируя форму взятой за основу но несколько отличающуюся от истинной. Этот метод пригоден в особенности для обработки спектров, состоящих из сложных мультиплетов, которыми являются например спектры Оже-электронов или наложенные спектры конверсионных электронов а также конверсионных и Оже-линий. Данный подход используется в программе BRUNDIBAR [18]. Для обработки спектров в данной работе мы применяли именно эту программу. В этой программе теоретический спектр выражается как:

$$f(E) = \sum_{i=1}^N a_i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(i/2)^2}{(E' - E_o^i)^2 + (\Gamma_i/2)^2} R(E, E') dE', \quad (2.19)$$

где N - количество пиков линий в спектре, E_o^i , a_i и Γ_i – положение, высота

и полуширина, соответственно, отдельного Лоренциана, $R(E, E')$ – функция отклика. Программа BRUNDIBAR использует метод наименьших квадратов для фитирования теоретического спектра к экспериментальному. Фитируются только параметры a_i , E_0^i ($i = 1, 2, 7 \dots, N$). Полуширины Γ_i (в действительности разницы полуширин обрабатываемой линии и линии, контур которой выбирается в качестве ПФЛ) остаются фиксированными в течении фита но их значения могут быть изменены в любой момент обработки данных. Функция отклика $R(E, E')$ не изменяется в течение фитирования, так как она содержит в себе условия эксперимента. Естественно, чем точнее известна функция отклика тем более надёжные результаты обработки.

Глава 3

Комбинированный электростатический спектрометр ESA-50

3.1. Описание спектрометра

В настоящем разделе описывается электростатический β - спектрометр, предназначенный для прецизионного анализа электронных спектров в области энергий 0.5 – 50 кэВ. [19, 14, 20]. В этом приборе объединены два типа анализаторов: сферический замедлитель и двойное цилиндрическое зеркало. Принципиальная схема спектрометра представлена на рис. 3.1.

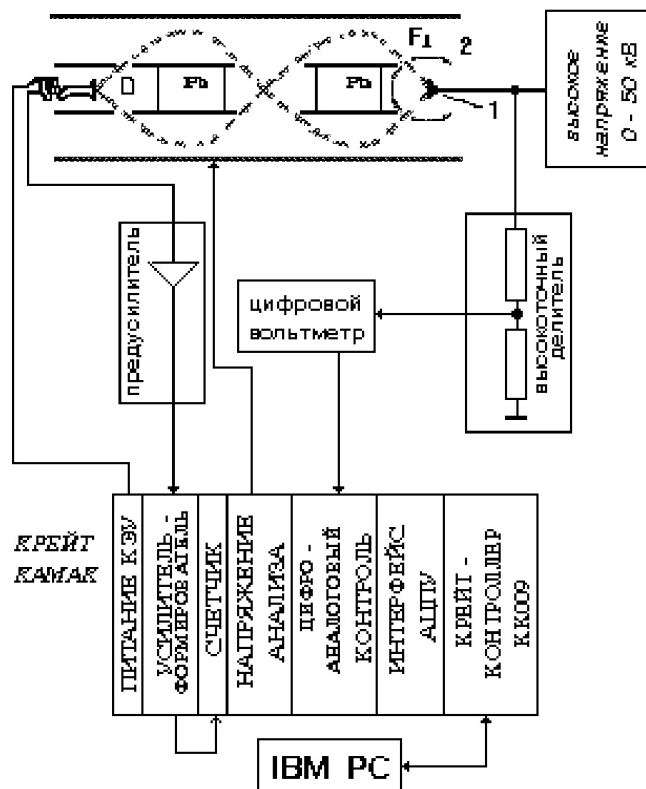


Рис. 3.1. Принципиальная схема электростатического спектрометра ESA - 50.

К сферическому источнику (1) исследуемого элемента приложено замедляющее напряжение U . Сфера (2) заземлена. Электроны, пройдя через широкую концентрическую щель F_1 , попадают в цилиндрический анализа-

тор.

Энергия замедленных электронов анализируется с помощью двойного цилиндрического зеркала. Два цилиндрических зеркала разделены экраном из изолятора, на котором установлены промежуточные электроды. Потенциалы на электродах подобраны таким образом, чтобы распределение анализирующего поля на границе между двумя зеркалами оставалось равномерным. Применение двойного цилиндрического зеркала позволило уменьшить вклад рассеянных высокоэнергетических и комптоновских электронов, а также электронов с неаксиальными траекториями. Внутренний цилиндр заземлен, а к внешнему цилиндру приложено напряжение анализа u . Пучок электронов ограничивается четырьмя круговыми диафрагмами на внутреннем цилиндре. Для защиты детектора от прямого облучения между ним и источником электронов установлены свинцовые поглотители. Внутренняя часть внешнего цилиндра имеет рифленую поверхность, что также позволяет снизить рассеяние электронов, имеющих энергию больше, чем фокусируемые. Защита спектрометра от внешних магнитных полей осуществлена тремя цилиндрическими магнитными экранами из μ -металла, которые конструктивно размещены внутри вакуумной камеры и перекрывают все пространство сферы и цилиндрического анализатора. Шесть цилиндров меньших размеров расположенных вокруг источника электронов и детектора также служат для магнитной экранировки. В результате величина остаточного магнитного поля в спектрометре меньше 1 мГс. В качестве детектора электронов используется каналный электронный умножитель, расположенный во втором фокусе (D). Диаметр входного окна детектора равен 12 мм. Позицию детектора можно изменять из вне без нарушения вакуума в спектрометре. Вакуумная система спектрометра состоит из форвакуумного насоса 2НВР-5Д с азотной ловушкой и магнитного электроразрядного насоса НОРД - 250. Рабочий вакуум в спектрометре порядка 7×10^{-7} Торр достигается в течение примерно часа.

Рассмотрим кратко основные параметры спектрометра. Электроны, вы-

летающие из источника S с энергией E_0 , замедляются до выбранной для анализа энергии E_a и через коническую щель попадают в цилиндрический анализатор. Энергия анализируемых электронов

$$E_a = E_0 + qU, \quad (3.1)$$

где $q=-1$ – заряд электрона.

После прохождения первого фокуса электроны входят во второй анализатор и детектируются во втором фокусе D.

Расчет параметров цилиндрического анализатора спектрометра был выполнен численно и проанализирован графическим методом [21].

Уравнение траектории заряженной частицы с зарядом q в области между цилиндрами радиусами r_1 и r_2 с общей осью Oz имеет вид:

$$(K_o^2 \cos \beta \cos \alpha_o)^2 (d^2 r / dz^2) + (2r)^{-1} - (K_o r_1 \sin \beta)^2 r^{-3} = 0, \quad (3.2)$$

где K_o есть безразмерный параметр, определяемый как:

$$K_o^2 = (qu)^{-1} E_a \lg(r_2/r_1), \quad (3.3)$$

где E_a – энергия частицы, u – анализирующее напряжение, α и β – соответственно, радиальные и азимутальные углы. Уравнение (3.2) справедливо лишь в первом приближении, когда провисание поля у диафрагм не учитывается.

Расчет оптимизации абберации для точечного источника электронов приводит к выражению для разрешения спектрометра:

$$\Delta E_a / E_a = 0.09 \left(\frac{d}{2r_1} + 1.6 \cdot 10^{-4} |\Delta \alpha_0|^3 \right), \quad (3.4)$$

где d – есть диаметр детектора.

Расчетные значения основных размеров спектрометра ESA-50 были по-

лучены как:

$$r_1 = 50 \text{ мм}; r_2 = 105 \text{ мм}; 2L = 615 \text{ мм}; a = 1.99,$$

где r_1 – радиус внутреннего цилиндра, r_2 – радиус внешнего цилиндра, $2L$ – расстояние между источником и детектором, a – постоянная прибора.

В выражении для разрешения (3.4) ΔE_a представляет собой энергетический интервал электронов со средней энергией E_a , которые могут достигнуть детектора. Величина E_a определяется выражением:

$$E_a = auq. \quad (3.5)$$

Разрешение комбинированного спектрометра в целом можно записать в виде:

$$R_{\text{сп}} = \frac{\Delta E_a}{E_a} \cdot \frac{E_a}{E_0} = R_{\text{цз}} \frac{auq}{E_0}, \quad (3.6)$$

или

$$\Delta E_a = R_{\text{цз}} auq, \quad (3.7)$$

где $R_{\text{цз}}$ – разрешение цилиндрического зеркала, которое выражается формулой (3.4). Следовательно, согласно формуле (3.6), для достижения высокого разрешения необходим режим анализа с малыми значениями u .

Преимуществом такого комбинированного спектрометра, по сравнению с другими, есть то, что инструментальную ширину линии ΔE можно регулировать в соответствии с требованиями эксперимента простым изменением u .

В комбинированном спектрометре возможны три режима работы:

- 1) с изменением замедляющего напряжения U
- 2) с изменением анализирующего напряжения u
- 3) с изменением U и u одновременно

На данном этапе спектрометр работает по первому режиму - постоянное напряжение анализа и развертка по напряжению замедлителя. Энергия

электронов, попадающих в детектор, остается постоянной во всем диапазоне изменения U , и нет необходимости учитывать зависимость эффективности детектора от энергии электронов. Определение зависимости трансмиссии от замедляющего напряжения было сделано в данной работе. Методика и результаты приводятся в следующем разделе.

Система управления спектрометра полностью автоматизирована на основе персонального компьютера и блоков в стандарте КАМАК.

Основные параметры спектрометра зависят от системы управления напряжением замедления U , для которой разработан специальный блок в стандарте КАМАК. С его помощью можно задавать U в пределах 0–50 кВ с шагом $\Delta U = 1B$, осуществлять стабилизацию на уровне $\sim 10^{-5}$ и оптимизировать время установления U . Блок может работать как под управлением ЭВМ, так и в автономном режиме, когда значение U можно задавать с помощью десятичного переключателя. Коротко принцип работы блока управления состоит в следующем. Источником высокого напряжения U управляет цифро-аналоговый преобразователь, входной код которого можно получить либо из ЭВМ, либо от специального переключателя. Специальная система стабилизации непрерывно сравнивает код напряжения U и код заданного на АЦП напряжения, если наблюдается отличие, компаратор вырабатывает разностный сигнал и происходит корректировка управляющего напряжения на входе источника высокого напряжения. Время установления U (мертвое время) подбирается эмпирически и задается как параметр режима измерения. Мертвое время поддерживается постоянным независимо от величины U и изменения шага ΔU .

3.2. Определение зависимости трансмиссии спектрометра ESA - 50 от замедляющего напряжения, в области энергий электронов от 3.7 до 20 кэВ

3.2.1. Измерение интенсивности конверсионных линий $^{169}\text{Tm}(I_e)$ из распада ^{169}Yb

Эффективность регистрации любого прибора, в ядерной спектроскопии, определяется отношением числа частиц зарегистрированных прибором к числу частиц, испущенных источником за одинаковый промежуток времени:

$$\epsilon = \frac{I_{\text{зар.}}}{I_{\text{исп.}}} \quad (3.8)$$

Для изучения поведения трансмиссии электростатического спектрометра ESA-50 в зависимости от замедляющего напряжения (а следовательно и от энергии вылетающих из источника электронов) был исследован спектр электронов внутренней конверсии, испускаемых ^{169}Tm после его образования из ^{169}Yb в результате электронного захвата. В эксперименте использовался источник ^{169}Yb активностью около 140.9 мкКи. Источник изготовлялся из препарата ^{169}Yb высокой удельной активности испарением на алюминиевую подложку в вакууме, по методике и на оборудовании, описанном выше. Диаметр пятна получаемых источников равнялся 8 мм.

Сканирование спектра осуществлялось изменением замедляющего напряжения при постоянном напряжении анализа, задаваемом на цилиндрическом зеркале. Характерной особенностью спектрометра в этом режиме работы является независимость величины R_0 от энергии анализируемых электронов.

В ходе эксперимента нами были отдельно измерены спектры ЭВК для различных энергетических регионов. Измерения проводились при напряжении анализа 100 В. В результате эксперимента измерялись следующие линии

ЭВК: К линии перехода 63 кэВ; M_1, M_2, M_3, N_1, N_2 линий перехода 8.4 кэВ; L_1, M_1 линий перехода 20.7 кэВ.

Кроме этого нами были взяты данные из экспериментов выполненных на этом же спектрометре в апреле 1992 г. Активность источника была около 140 мкКи. Эти измерения также проводились при напряжении анализа 100 В.

Ниже приведены примеры полученных в ходе эксперимента спектров.

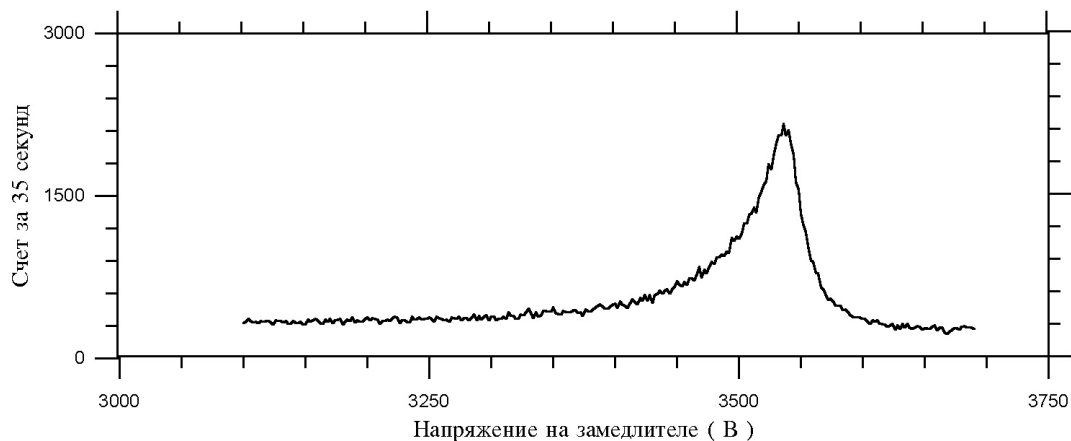


Рис. 3.2. К - линия, перехода 63.12 кэВ в ^{169}Tm из распада $^{169}\text{Yb} \rightarrow ^{169}\text{Tm}$.

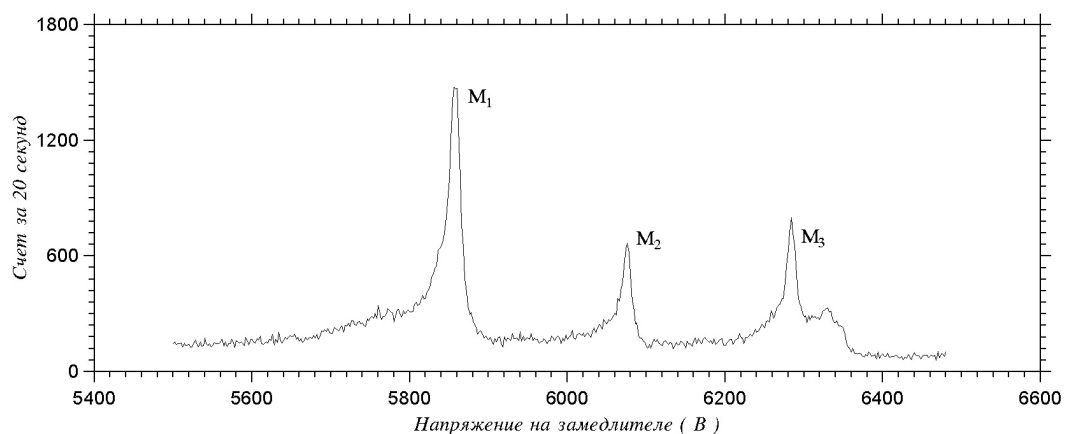


Рис. 3.3. $M_{1,2,3}$ - линии, перехода 8.41 кэВ в ^{169}Tm из распада $^{169}\text{Yb} \rightarrow ^{169}\text{Tm}$.

Для обработки спектров была использована программа BRUNDIBAR . В нашем случае как для обработки спектров из эксперимента 1992 г. так наших измерений в качестве приборной формы линии выбиралась L_1 -линия ЭВК перехода 20.7 кэВ.(см. рис. 3.6). При этом, естественно, для обработки каждого из экспериментов использовалась своя линия, т.к. в форму линии

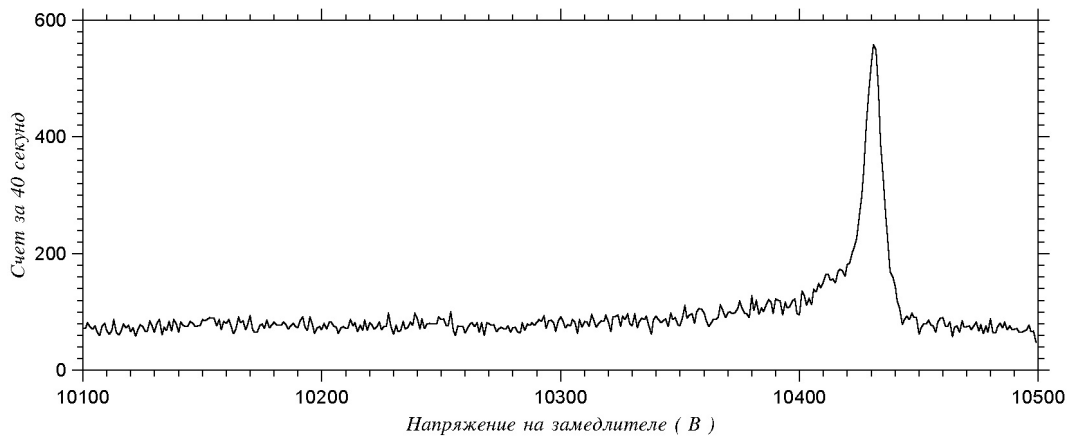


Рис. 3.4. L_1 - линия, перехода 20.74 кэВ в ^{169}Tm из распада $^{169}\text{Yb} \rightarrow ^{169}\text{Tm}$.

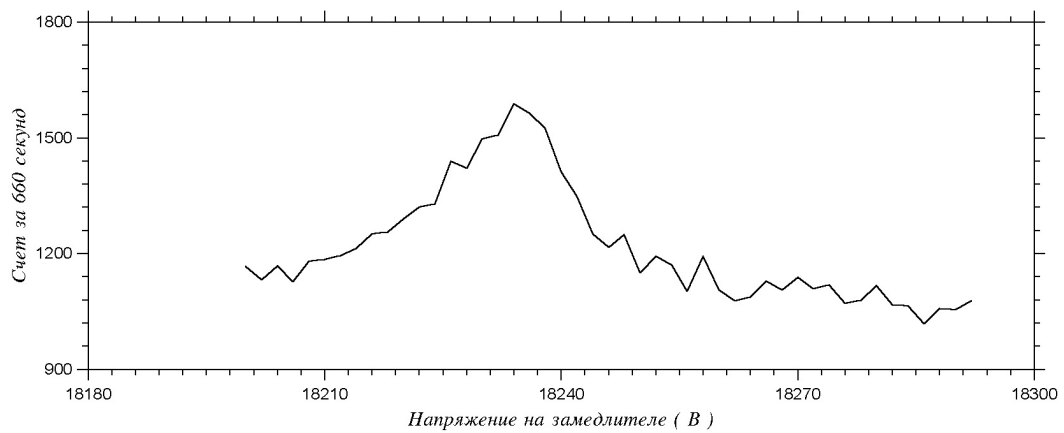


Рис. 3.5. M_1 - линия, перехода 20.74 кэВ в ^{169}Tm из распада $^{169}\text{Yb} \rightarrow ^{169}\text{Tm}$. Данный график является суммой 4 спектров.

заклучены условия эксперимента которые могут изменяться в зависимости от различных факторов, как указывалось ранее при описании способа обработки результатов измерений.

В результате обработки мы получаем сведения о интенсивности линии, ее положении, соотношениях между интенсивностями линий (если в обрабатываемом спектре их несколько), а также данные по ошибкам в определении этих величин. Данные обработки для интенсивностей линий ЭВК, нормированные на время измерения на канал равное 40 секунд, приведены в таблице 3.1.

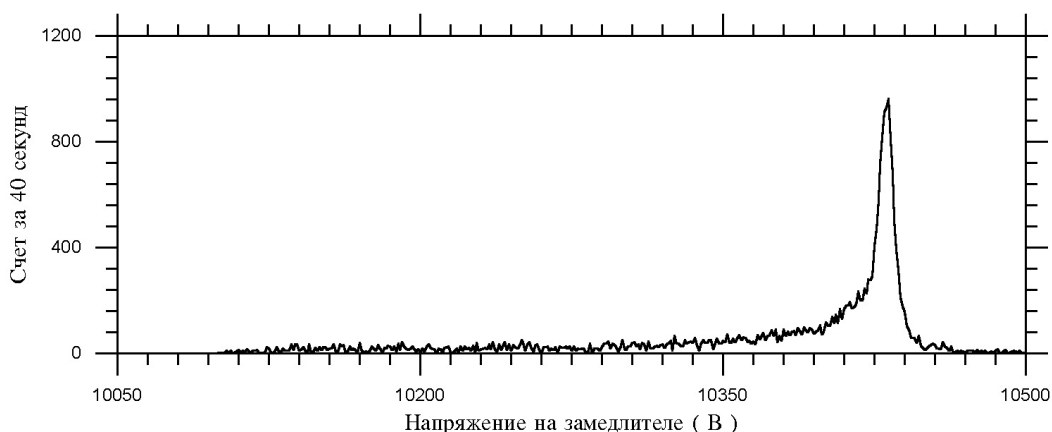


Рис. 3.6. Пример приборной формы линии. В качестве контура ПФЛ выбрана линия L_1 , см. рис. 3.4, перехода 20.74 кэВ в ^{169}Tm из распада $^{169}\text{Yb} \rightarrow ^{169}\text{Tm}$.

Таблица 3.1. Представлены данные по рассчитанным (I_e^{calc}) и экспериментально измеренным (I_e^{exp}) интенсивностям линий ЭВК. Экспериментальные данные нормированы на время измерения 40 сек.

энергия перехода keV	линия	энергия ЭВК eV	замедляющее напряжение kV	I_e^{exp} измер.92 г.	I_e^{exp} измер.94 г.	I_e^{calc}
63.12	K	3731	3540	201400	203300	112.6
8.41	M1	6103	5912	127000	130000	116.4
8.41	M2	6320	6129	45500	44400	41.6
8.41	M3	6526	6335	49200	48900	45.3
8.41	N1	7938	7747	25500	24900	28.28
8.41	N2	8073	7892	8000	7800	9.70
20.74	L1	10628	10437	11800	11700	10.42
20.74	M1	18437	18246	1400	1400	4.57

3.2.2. Получение расчетных значений I_e конверсионных линий ^{169}Tm

В исследуемом энергетическом регионе (0.5 – 20 кэВ), как указано выше, наблюдается вылет электронов конверсии, связанных с переходами 63.12, 20.75 и 8.41 кэВ в $^{169}\text{Tm}_{100}$ после его образования из $^{169}\text{Yb}_{99}$ в результате электронного захвата. Наряду с экспериментальными значениями интенсивности электронов внутренней конверсии, вылетающих из источника, были вычислены расчетные с использованием теоретических значений КВК [23, 25] и экспериментальных данных [22].

Полная интенсивность электронов конверсии с l – подболочки атома

Таблица 3.2. Данные по переходам 8.41, 20.75 и 63.12 кэВ в ^{169}Yb

энергия перехода, кэВ	I_γ relative units	мультипольность	δ
8.41	0.93	M1+E2	0.033
20.75	0.53	M1+E2	0.029
63.12	123.5	E1	—

есть:

$$I_e(l) = \sum_i I_e(i, l), \quad (3.9)$$

где $l = K, L_1, L_2, L_3, \dots$

$I_e(i, l)$ – интенсивность электронов внутренней конверсии, связанных с γ – переходом мультипольности $i, i = E1, E2, \dots, M1, M2, \dots$

Как известно, вероятность внутренней конверсии характеризуется коэффициентом внутренней конверсии (КВК) ($\alpha(i, l)$):

$$\alpha(i, l) = \frac{I_e(i, l)}{I_\gamma(i)}, \quad (3.10)$$

где $I_\gamma(i)$ – интенсивность γ – перехода данной мультипольности. Значения этих интенсивностей можно рассчитать, зная полную интенсивность данного γ – перехода I_{γ_i} и коэффициенты примеси мультипольности δ . К настоящему времени накоплен обширный материал по γ – излучению ^{169}Yb . Нами были использованы обобщенные данные (приведены в таблице 3.2) из [22].

Учитывая данные, приведенные в таблице 3.2, для переходов 20.75 и 8.41 имеем:

$$I_e(M1 + E2, l) = (sm1 \cdot \alpha(M1, l) + se2 \cdot \alpha(E2, l)) \cdot I_\gamma, \quad (3.11)$$

где:

$$sm1 = 1 - \Delta, se2 = 1 - sm1, \quad (3.12)$$

здесь:

$$\Delta = \frac{\delta^2}{1 + \delta^2}. \quad (3.13)$$

При написании данной формулы учтено соотношение:

$$\xi(M1 + E2) = (1 - \Delta)\xi(M1) + \Delta\xi(E2), \quad (3.14)$$

где ξ – интенсивности γ – переходов данной мультипольности.

Для перехода 63.12 просто имеем:

$$I_e(E1, l) = \alpha(E1, l) \cdot I_\gamma. \quad (3.15)$$

Зная $I_\gamma(i)$, можно записать:

$$I_e(l) = \sum_i \alpha(i, l) I_\gamma(i). \quad (3.16)$$

Для нахождения значений КВК была написана программа интерполяции теоретических значений КВК, взятых из таблиц КВК [23]. Наиболее эффективно для решения задач обработки экспериментальных зависимостей, имеющих достаточно сложную структуру, использовать сплайны. В нашем случае интерполяция была проведена кубическим сплайном вида [24]:

$$\begin{aligned} \varphi(x) = & K_{j-1} \frac{(x_j - x)^3}{6h_j} + K_j \frac{(x - x_{j-1})^3}{6h_j} \\ & + \frac{x_j - x}{h_j} \left(y_{j-1} - \frac{K_{j-1}h_j^2}{6} \right) + \frac{x - x_{j-1}}{h_j} \left(y_j - \frac{K_j h_j^2}{6} \right), \end{aligned} \quad (3.17)$$

где $x \in \Delta_i = [x_{j-1}, x_j]$, $j = 2, \dots, N$

$h_j = x_j - x_{j-1}$

$K_j = \varphi''(x_j)$ для $j = 1, \dots, N$.

Для того, чтобы найти коэффициенты сплайна K_j , необходимо задать краевые условия. В нашем случае нами были заданы y'_1 и y'_N – значения производной на концах отрезка интерполяции. Для задачи y'_1 и y'_N была

проведена аппроксимация по первым трем и последним трем точкам интерполяционным полиномом Лагранжа:

$$P_{N-1}(x) = \sum_{i=1}^n y_i \frac{(x - x_1) \dots (x - x_{j-1})(x - x_{j+1}) + (x - x_N)}{(x_j - x_1) \dots (x_j - x_{j-1})(x_j - x_{j+1}) \dots (x_j - x_N)}. \quad (3.18)$$

Здесь N – степень полинома, n – количество точек по которым проводится интерполяция, y_i – значение интерполируемой функции в узлах интерполяции x_i .

Далее, взяв $\epsilon_1 = \frac{1}{10}(x_2 - x_1)$ и $\epsilon_N = \frac{1}{10}(x_N - x_{N-1})$, вычисляем производные по формулам:

$$y'_1 = \frac{P(x_1 + \epsilon_1) - P(x_1)}{\epsilon_1}, y'_N = \frac{P(x_N) - P(x_N - \epsilon_N)}{\epsilon_N}. \quad (3.19)$$

Коэффициенты сплайна теперь можно найти по формулам [24]:

$$K_N = \frac{z_N}{p_N}, K_j = \frac{z_j - \lambda_j K_{j+1}}{p_j}, j = N - 1, N - 2, \dots, 1, \quad (3.20)$$

где :

$$\begin{aligned} p_1 &= 2, & p_j &= 2 - \mu_j \frac{\lambda_{j-1}}{p_{j-1}}, \quad j = 2, \dots, N \\ z_1 &= d_1, & z_j &= d_j - \mu_j \frac{\lambda_{j-1}}{z_{j-1}}, \quad j = 2, \dots, N \\ \lambda_i &= \frac{h_{j+1}}{h_j + h_{j+1}}, & \mu_j &= 1 - \lambda_j, \quad j = 2, \dots, N - 1 \\ z_1 &= y_1, & z_j &= y_j - \frac{z_{j-1}}{p_{j-1}} a_j, \quad j = 2, \dots, N \\ d_1 &= \frac{6}{h_2} \left(\frac{y_2 - y_1}{h_2} - y'_1 \right), & d_N &= \frac{6}{h_N} \left(y'_N - \frac{y_N - y_{N-1}}{h_N} \right), \\ d_j &= \frac{6}{h_j + h_{j+1}} \left(\frac{y_{j+1} - y_j}{h_{j+1}} - \frac{y_j - y_{j-1}}{h_j} \right), & j &= 2, \dots, N - 1. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Листинг программы интерполяции, использующей написанные соотношения, приведен в приложении. Оценка погрешностей интерполяции была выполнена путем определения разницы между сплайном по всем точкам и сплайном по точкам из которых выброшены точки наиболее близко находящиеся к зна-

чениям изучаемых энергий. Данная процедура была проведена для каждой из изучаемых точек, результаты приведены в таблице 3.3. Там же приведены КВК, рассчитанные в обобщенной модели ядра специально для данных энергий. Эти данные были выполнены по нашей просьбе Рышавы [25].

Таблица 3.3. Коэффициенты внутренней конверсии. ¹⁾ – коэффициенты рассчитанные Рышавы.

энергия перехода кэВ	линия	мультипольность перехода	КВК	Δ КВК	КВК	Δ КВК
			наши расчеты		расчеты ¹⁾	
63.12	K	E1	0.911	0.064	—	—
8.41	M1	M1	120.7	1.8	124.9	2.5
8.41	M1	E2	399.6	4.6	400.1	8.0
8.41	M2	M1	12.63	0.3	12.73	0.25
8.41	M2	E2	29422	217	29444	589
8.41	M3	M1	2.028	0.010	2.023	0.041
8.41	M3	E2	42939	971	42919	858
8.41	N1	M1	—	—	30.35	0.61
8.41	N1	E2	—	—	92.76	1.86
8.41	N2	M1	—	—	2.970	0.06
8.41	N2	E2	—	—	6865.7	137.3
20.74	L1	M1	36.68	0.76	—	—
20.74	L1	E2	24.43	0.82	—	—
20.74	M1	M1	8.178	0.150	—	—
20.74	M1	E2	4.068	0.035	—	—

Зная значения КВК и интенсивности γ – переходов были рассчитаны интенсивности электронов внутренней конверсии для наблюдаемых нами в эксперименте энергий. Данные приведены в таблице 3.1.

3.2.3. Поведение зависимости трансмиссии спектрометра от замедляющего напряжения

После определения расчетных и экспериментальных интенсивностей линий электронов внутренней конверсии в спектре ^{169}Tm мы можем определить трансмиссию для замедляющего напряжения, соответствующего положению

конверсионных линий. Для удобства мы перенормировали расчетные интенсивности (I_i^{calc}) таким образом, чтобы общая площадь всех используемых для построения зависимости пиков была равна соответствующей площади, полученной из эксперимента. Для этого мы просто сложили отдельно расчетные и экспериментальные интенсивности для всех исследуемых линии и нашли коэффициент пересчета.

$$I_i^{calc*} = I_i^{calc} \frac{\sum_l I_l^{exp}}{\sum_l I_l^{calc}}, \quad (3.22)$$

где I_i^{calc*} - перенормированные значения расчетных интенсивностей.

Далее разделив экспериментальные интенсивности на перенормированные расчетные для каждой из полученных линий находим некоторые коэффициенты $k[i]$, характеризующие трансмиссию спектрометра для электронов с данной энергией (или для данного замедляющего напряжения).

$$k[i] = \frac{I_i^{exp}}{I_i^{calc*}}. \quad (3.23)$$

Оценка ошибок $k[i]$ производилась по формуле:

$$\Delta k[i] = k[i] \sqrt{\left(\frac{\Delta I^{calc}}{I^{calc}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I^{exp}}{I^{exp}}\right)^2}.$$

Значения полученных таким образом коэффициентов $k[i]$, как для первого так и для второго эксперимента, приведены в таблице [3.4](#).

Для получения таких коэффициентов для любого замедляющего напряжения, в исследуемой области, была проведена аппроксимация полученных значений методом наименьших квадратов. Из теоретических соображений предполагается, что в исследуемой области поведение трансмиссии, а следо-

Таблица 3.4. Представлены значения коэффициентов $k[i] = \frac{I_e^{exp}}{I_e^{calc*}}$ для линий ЭВК в ^{169}Tm а также ошибки в их определении. I_e^{calc*} – перенормированные значения рассчитанных интенсивностей.

энергия перехода keV	линия	энергия ЭВК eV	замедляющее напряжение kV	$\frac{I_e^{exp}}{I_e^{calc*}}$	$\Delta \frac{I_e^{exp}}{I_e^{calc*}}$	$\frac{I_e^{exp}}{I_e^{calc*}}$	$\Delta \frac{I_e^{exp}}{I_e^{calc*}}$
				измерения 92 г.		измерения 94 г.	
63.12	K	3731	3540	1.441	0.073	1.447	0.019
8.41	M1	6103	5912	0.879	0.045	0.894	0.022
8.41	M2	6320	6129	0.880	0.049	0.854	0.043
8.41	M3	6526	6335	0.875	0.048	0.865	0.040
8.41	N1	7938	7747	0.726	0.044	0.705	0.049
8.41	N2	8073	7892	0.620	0.067	0.601	0.096
20.74	L1	10628	10437	0.489	0.035	0.482	0.032
20.74	M1	18437	18246	0.260	0.061	0.259	0.070

вательно и коэффициентов $k[i]$, подчиняется закону:

$$k[u] = a + \frac{b}{u}. \quad (3.24)$$

Была проведена минимизация χ^2 - распределения в зависимости от параметров **a** и **b**

$$\chi^2 = \sum_i w_i \left(a + \frac{b}{u_i} - k[u_i] \right)^2, \quad (3.25)$$

где $w_i = \frac{1}{\sigma^2 k[u_i]}$ - вес $k[u_i]$, соответствующий дисперсии $k[u_i]$, равной $\sigma^2 k[u_i]$.

Коэффициенты **a** и **b** вычисляются по формулам:

$$a = \frac{\sum_{k=1}^M k[u_k] w_k}{\sum_{k=1}^M w_k} - \frac{\sum_{k=1}^M \frac{1}{u_k} w_k}{\sum_{k=1}^M w_k} \frac{\sum_{k=1}^M k[u_k] w_k \left(\frac{1}{u_k} - \frac{\sum_{n=1}^M \frac{1}{u_n} w_n}{\sum_{n=1}^M w_n} \right)}{\sum_{k=1}^M w_k \left(\frac{1}{u_k} - \frac{\sum_{n=1}^M \frac{1}{u_n} w_n}{\sum_{n=1}^M w_n} \right)^2} \quad (3.26)$$

$$b = \frac{\sum_{k=1}^M k[u_k] w_k \left(\frac{1}{u_k} - \frac{\sum_{n=1}^M \frac{1}{u_n} w_n}{\sum_{n=1}^M w_n} \right)}{\sum_{k=1}^M w_k \left(\frac{1}{u_k} - \frac{\sum_{n=1}^M \frac{1}{u_n} w_n}{\sum_{n=1}^M w_n} \right)^2}$$

Используя написанные соотношения, была написана программы определения коэффициентов $k(u)$. Результат фитирования представлен на рис. 3.7.

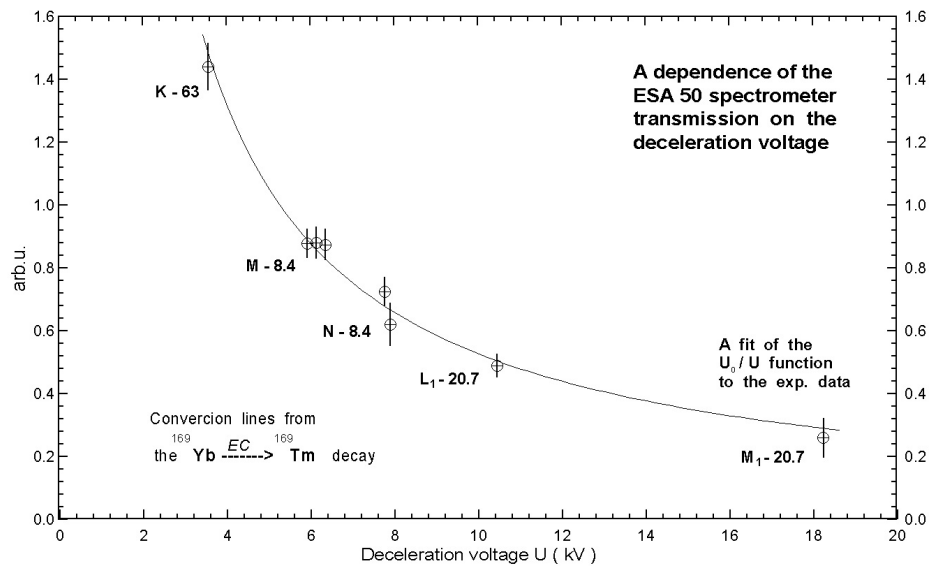


Рис. 3.7. Зависимость трансмиссии спектрометра ESA-50, от напряжения на замедлителе, при постоянном напряжении анализа, равном 100 В.

Из графика, аппроксимирующего экспериментальные результаты, видно, что предположение о поведении трансмиссии вида (3.24) подтвердилось. Полученный результат имеет существенное значение для определения относительных интенсивностей линий на большом энергетическом интервале, измеряемом спектрометром ESA-50.

Глава 4

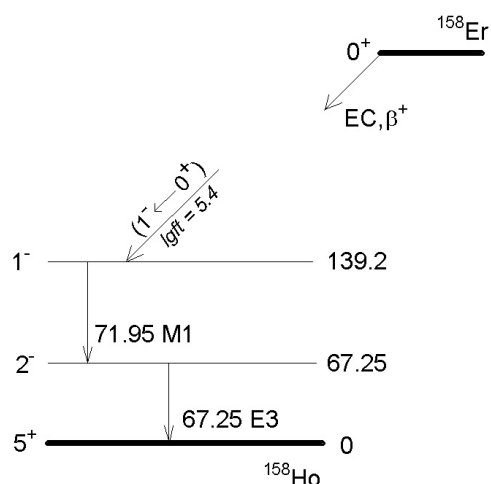
Изучение электронного спектра из распада ^{158}Er 4.1. Общие сведения о распаде ^{158}Er

В 1954 г. Handley и Olson [26] первыми заметили, что изолированная фракция Er является радиоактивной. Полные исследования фракции Er, полученной бомбардировкой танталовой мишени протонами с энергией 660 МэВ, были выполнены Громовым и др. в 1959 г. [27]. Исследования конверсионного спектра дочернего ^{158}Ho привели к выводу о существовании цепочки:



Исследованию радиоактивного распада нейтронодефицитного изотопа ^{158}Er посвящен ряд работ [2, 28, 29, 30]. В результате проведенных исследований была установлена схема возбуждения состояний в дочерних ядрах гольмия.

Особенно детально были выполнены исследования схемы распада четно-четных изотопов Er в Ho в работе [2]. Из теоретических представлений следует, что при ЕС и/или β^+ – распаде четно - четных изотопов Er должен реализовываться разрешенный незадержанный переход Гамова – Теллера типа $p7/2^-/523/ \longrightarrow n5/2^-/523/$ с возбуждением в дочерних нечетно-нечетных ядрах гольмия состояния $1^+\{p7/2^-/523/ - n5/2^-/523/\}$. В ядрах Ho с $A = 160, 162, 164, 166$ состояние 1^+ , указанного выше типа, было однозначно идентифицировано [1]. Однако в ядрах ^{158}Ho , несмотря на детальное изучение распада ^{158}Er , состояния 1^+ , указанного типа не было идентифицировано. В работе [2] состояние с $E=139.25$ кэВ, изомерное состояние с $E=67.25$ кэВ и основное состояния в ^{158}Ho идентифицируются как двухчастичные состояния $\{p523 \uparrow n521 \uparrow\}$, $\{p523 \uparrow n621 \downarrow\}$, $\{p411 \downarrow n521 \uparrow\}$, соответственно.



Часть схемы распада ^{158}Er , не укладывающаяся в современные теоретические представления.

В работе [2] в ядре ^{158}Ho интерпретирован ряд низколежащих двухквaziчастичных состояний и высказано предположение, что уровень $1^+\{p523 \uparrow n523 \downarrow\}$ лежит вблизи изомерного состояния 2^- и разряжается на него интенсивным E1 – переходом.

4.2. Экспериментальное изучение спектра ^{158}Er на спектрометре ESA-50. Обработка спектров и обсуждение результатов.

Нейтронно-дефицитные изотопы Er были получены бомбардировкой танталовой мишени протонами с энергией 640 МэВ на синхроциклотроне ОИЯИ в Дубне. Бомбардировка продолжалась около 2 часов. Немедленно после этого Ta мишень была растворена в смеси $\text{HF} + \text{HNO}_3$ и изотопы Er соединялись с LaF_3 и сепарировались без носителя на хроматографической микроколоне. Фракция Er была выделена примерно через два часа после конца бомбардировки. Источник для спектроскопии электронов был получен термическим испарением в вакууме. Диаметр приготовленного источника равнялся 8 мм. Измерения спектра электронов начались через 4-5 часов после конца облучения Ta. Полученный таким способом источник содержал главным образом следующие изотопы: ^{158}Er ($T_{1/2} = 2.3$ часа) + ^{158}Ho (дочерний изотоп); ^{160}Er ($T_{1/2} = 28.5$ часа) + ^{160}Ho (дочерний изотоп); ^{161}Er ($T_{1/2} = 3.2$ часа) + ^{161}Ho (дочерний изотоп); ^{163}Er ($T_{1/2} = 1.3$ часа); ^{165}Er ($T_{1/2} = 10.4$ часа).

Энергетический анализ электронов осуществлялся посредством спектрометра ESA-50. Сперва был измерен низко-энергетический регион от 0.8 до

20 кэВ с шагом 10 эВ и приборным разрешением 20 эВ для идентификации электронных линий в изучаемом регионе т. к. источник был не моноизотопным. Кроме интенсивных линий спектра L – Оже электронов Ho и Dy мы также наблюдали не идентифицированные узкие линии. Некоторые из них были связаны с переходом 7.1 кэВ в ^{160}Ho , образующегося в результате EC/ β^+ – распада ^{160}Er . Остальные линии были измерены с шагом 2 эВ и приборным разрешением 6.5 эВ. Пример полученных спектров приведен на рис. 4.1 и 4.3. Из сравнения разницы в энергии линий с разностями соответствующих энергий связи электронов в Dy, Ho и Er, мы пришли к выводу что наблюдаемые линии действительно есть конверсионные линии перехода в Ho, но не в Er или Dy (см. таблицу 4.1).

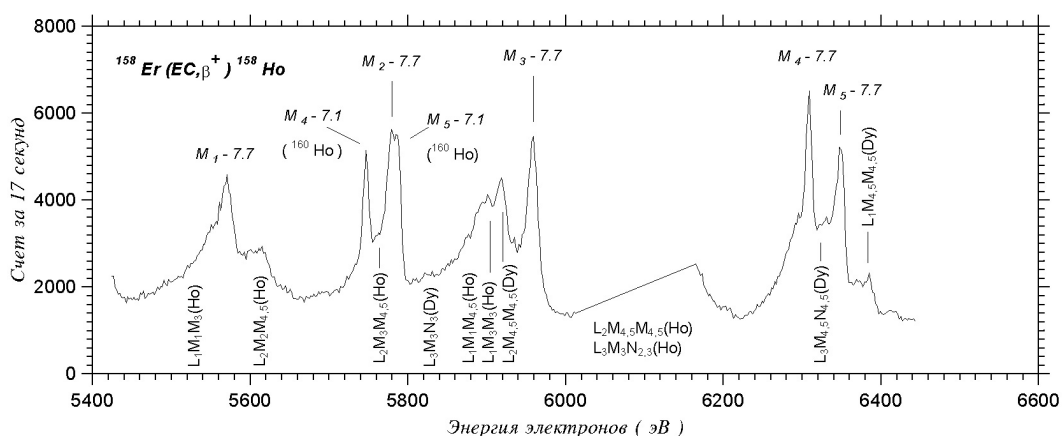


Рис. 4.1. Пример спектра низко-энергичных электронов, измеренного с шагом 2 В и инструментальным разрешением 6.5 эВ.

Интенсивности линий были измерены в 5 последовательных сериях и было найдено, что они уменьшаются с $T_{1/2} = 2.5 \pm 0.3$ часа. Это хорошо согласуется с периодом полураспада ^{158}Er ($T_{1/2} = 2.4$ ч.) . Таким образом мы сделали заключение о связи найденных линий с распадом ^{158}Er .

Для окончательного определения интенсивностей и энергий конверсионных линий, наблюдаемых в эксперименте, была использована программа BRUNDIBAR. В качестве приборной формы линии был выбран контур конверсионной линии $M_{4,5}$ перехода 7.1 кэВ в ^{160}Ho (см. рис. 4.2). Данная линия

была измерена для этой цели с шагом 1 эВ.

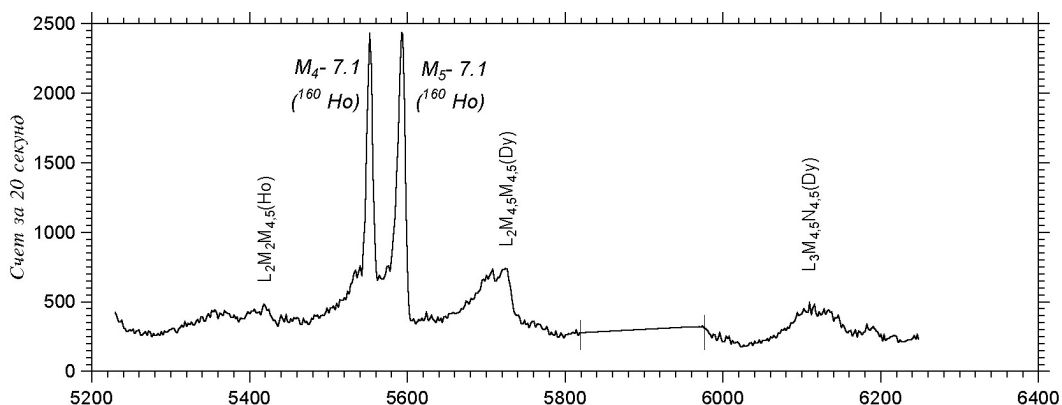


Рис. 4.2. Спектр низко-энергичных электронов той-же области что на рис. 4.1, измеренный на 24 часа позднее. По оси x – замедляющее напряжение (В)

Обработке измеренных электронных спектров сильно препятствовало перекрывание L – Оже спектров двух вышеупомянутых элементов(Ho и Dy), интенсивности которых изменялись во времени. Поэтому для аппроксимации L – Оже фона использовались измерения выполненные через 24 часа после начала эксперимента (рис. 4.2 и 4.4).

Были получены следующие отношения интенсивностей конверсионных линий в ^{158}Ho : $M_1 : M_2 : M_3 : M_4 : M_5 : N_1 : N_2 : N_3 : N_{4,5} : O_1 : O_{2,3} : N_{6,7} = 7.0(7) : 10.1(1.0) : 17.8(1.2) : 8.8(7) : 13.1(1.0) : 2.2(3) : 2.4(4) : 5.3(4) : 2.8(4) : 0.3(1) : 1.1(2) : 0.5(2)$. В скобках приведены наши оценки стандартных отклонений.

Калибровка по энергиям спектрометра осуществлялась посредством K и M_{1-3} конверсионных линий переходов 63.12 и 8.41 в ^{169}Tm . Используя измеренные энергии, обнаруженных конверсионных линий, и соответствующие энергии связи электронов из [20], мы определили энергию перехода в гольмии. Она равна 7697 ± 4 эВ. В приведенную ошибку включена погрешность, связанная с возможным химическим сдвигом энергии связи электронов в обоих изотопах, химическое состояние которых в нашем источнике не было известно.

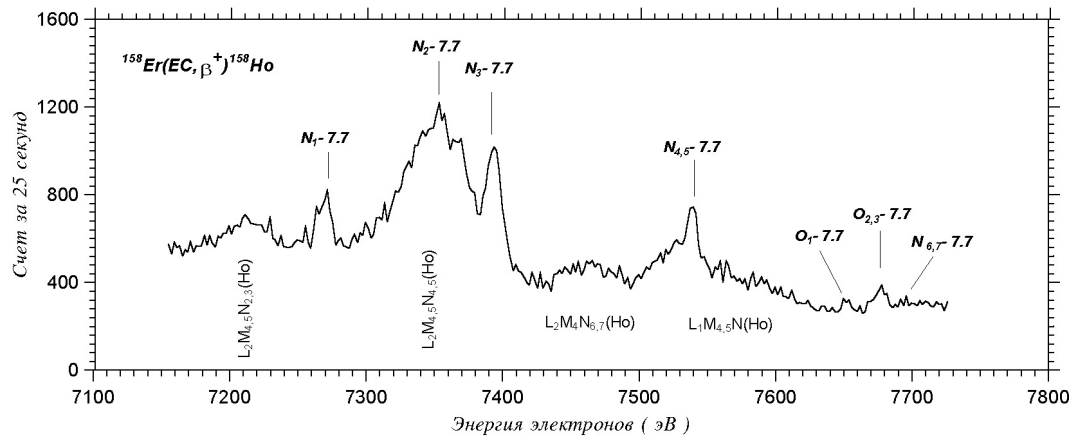


Рис. 4.3. Другая часть низко-энергичного спектра электронов, измеренная при одинаковых условиях как на рис. 4.1. Спектр не корректирован на период полураспада и трансмиссию спектрометра.

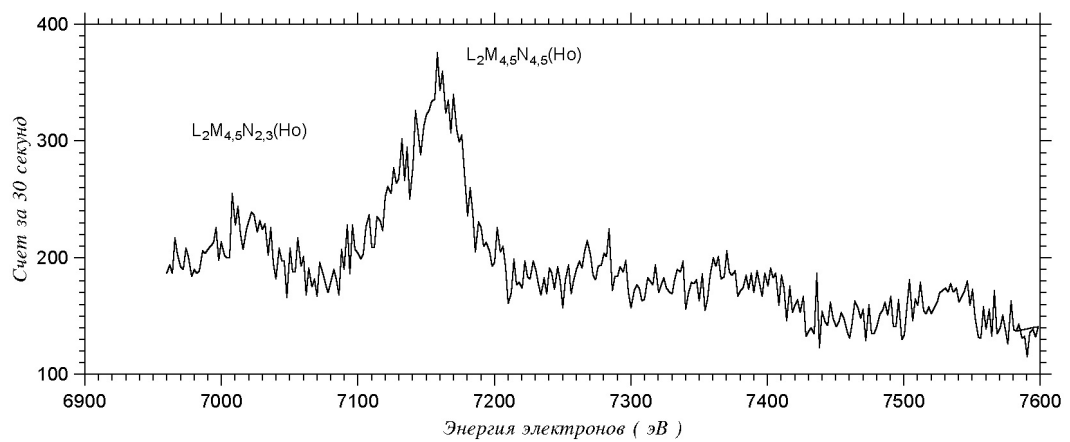


Рис. 4.4. Спектр измеренный с одинаковыми условиями, как на рис. 4.3, но 24 часа спустя.



Обнаружение данного перехода вносит существенные изменения в принятую ранее схему распада. Фрагмент схемы распада, претерпевший изменения, представлен на рисунке слева.

Для определения мультипольности найденного ядерного перехода была использована компьютерная программа [30], основанная на фитировании методом наименьших квадратов теоретических значений КВК к экспериментальным. Для анализа были использованы только статистически независимые и наиболее надежные отношения интенсивностей конверсионных линий (см. таблицу 4.2).

Теоретические значения КВК для энергии перехода 7.7 кэВ, для нужных подболочек нейтрального атома Ho были вычислены в релятивистской Хартри-Фоковской модели при помощи компьютерной программы [31] используя атомные потенциалы [32] и экспериментальные энергии связи [20]. Отношения КВК для E1 и M2 мультипольностей вместе с результатами анализа также представлены в таблице 4.2. Примесь мультипольности M2 в данном переходе ^{158}Ho была получена меньше чем $1 \cdot 10^{-6}$.

Таблица 4.1. Сравнение разницы между энергиями связи электронов [20] и экспериментальными разностями энергий конверсионных линий.

Оболочка	$E_{b,M_3} - E_{b,i}$ (eV)			$E_{e,i} - E_{e,M_3}$ (eV)
	^{66}Dy	^{67}Ho	^{68}Er	
M_1	-371.3(1.0)	-387.1(1.1)	-404.9(1.6)	-389.6(2.6)
M_2	-166.2(1.0)	-181.6(1.3)	-194.0(9)	-179.9(1.8)
M_4	343.1(1.0)	349.7(1.1)	358.5(8)	350.3(1.3)
M_5	380.7(1.0)	389.8(1.2)	402.5(8)	391.1(1.4)
N_1	1259.3(1.0)	1305.5(1.2)	1362.7(1.2)	1311.2(3.5)
N_2	1343.8(1.1)	1397.7(1.7)	1445.6(1.6)	1394.7(4.0)
N_3	1382.7(1.1)	1434.6(1.3)	1491.8(9)	1435.9(1.5)
$N_{4,5}$	1521.4(1.0)	1580.2(1.3)	1639.7(1.4)	1580.8(1.9)
O_1	1612.7(1.0)	1690.0(1.6)	1752.0(1.8)	1693.2(3.5)
$O_{2,3}$	1649.3(1.1)	1719.9(1.7)	1787.6(3.1)	1718.6(2.5)
$N_{6,7}$	1671.4(1.8)	1737.5(3.1)	1807.5(1.5)	1739.1(2.8)
χ^2_ν	330	0.58	283	

Таблица 4.2. Отношения некоторых коэффициентов конверсии для перехода 7.698 в ^{158}Ho .

Отношение	Эксперимент	Расчет		Fitted	$\frac{(Exp-Fit)}{\sigma_{\text{exp}}}$
		E1	M2		
M_1/M_3	0.39(3)	0.41	1.36	0.34	-1.8
M_2/M_3	0.57(7)	0.56	0.05	0.60	0.37
M_4/M_5	0.66(7)	0.73	11.2	0.73	0.98
N_1/N_3	0.39(3)	0.48	1.46	0.40	0.47
$O_{2,3}/N_{4,5}$	0.25(4)	0.20	8.15	0.19	-1.5
$O_1/O_{2,3}$	0.24(4)	0.40	1.78	0.33	2.1

Глава 5

Заключение

Комплекс проведенных исследований и полученных результатов позволяет заключить, что цель работы, поставленная во введении, достигнута. Основным выводом работы состоит в том, что из изучения спектра электронов, из распада ^{158}Er , в области энергий от 0.8 до 20 кэВ на электростатическом спектрометре ESA-50, удалось обнаружить новые конверсионные линии. В результате проведенного детального изучения линий было установлено существование перехода 7697 ± 4 эВ в ^{158}Ho . Была определена также его мультипольность E1 и примесь мультипольности M2 меньше чем $1 \cdot 10^{-6}$. Обнаружение перехода вносит существенные изменения в принятую схему распада ^{158}Er .

Кроме этого была выполнена работа по определению зависимости трансмиссии электростатического спектрометра ESA - 50 от замедляющего напряжения, а следовательно и от энергии вылетающих из источника электронов. Было установлено что в области энергий от 3.7 до 20 кэВ тансмиссия уменьшается по закону, который хорошо описывается гиперболой.

В завершение, хочу выразить признательность В.М. Вахтелю, В.М. Горожанкину, В.Г. Калининкову, К.В. Каляпкину, А. Ковалику и М.А. Махмуду за постоянную поддержку и помощь.

Список литературы

1. Tables of isotopes 7 - th edition. Ed. by Lederer C. H. and Shirley W. S., J. Wiley, New York, 1978.
2. Ц.Вылов, В. Г. Калинин, В. В. Кузнецов и др. Препринт ОИЯИ 6-81-388, Дубна 1981 .
3. O. Dragoun Internal conversion-electron spectroscopy. Advances in electronies and electron physics. vol.60, p.23, 1983.
4. Зигбан К. и др. Электронная спектроскопия. (пер. с англ.). – М.:Мир. 1971 , 493 с .
5. В кн.: Альфа- , бета- и гамма- спектроскопия. (Под ред. К. Зигбана) (пер. с англ.) – М.:Атомиздат, 1969, вып. 1, с96 - 217.
6. Ахметов К. М. и др. Призмный бета - спектрометр для низких энергий. В сб. докл. семинара "Применение призмных бета – спектрометров ". Вильнюс. 1974. с 34 – 42.
7. Карлсон Т. Фотоэлектронная и Оже – спектроскопия. (пер. с англ.) –Л. Машиностроение, 1981, – 431 с.
8. Berenyi D. Adv.Electr.Electron.Phys.,1976, v 42, p 55.
9. Wannberg B., Gelius U., Siegbahn K. Design principls in electron spectroscopy. – J.Phys.E. 1974, v 7, p 149 - 159.
10. Sevier K. D. Low energy electron spectrometry. (Wileg – Interscience, New - York , 1972, - 397 p.
11. Афанасьев В. П., Явор С. Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. – М.:Наука, 1978,- 224 с.
12. Зашквара В. В., Корсунский М. И., Космачев О. С. Фокусирующие св-ва электростатического зеркала с цилиндрическим полем. ЖТФ, 1966, т. 36, с 132- 138; 1969 ,т 39 с 1452-1456; 1973 т. 43 с 1833-1854.
13. Сар-Эль Х. З. Цилиндрический конденсатор в качестве анализатора. Приборы для научных исследований. 1967, 9, с 10 -14; 1972, 2 с 77-82.

14. Инояттов А. Х. Новый комбинированный электростатический бета – спектрометр и возможности его применения в задачах прецизионной спектроскопии низкоэнергетических электронов. Диссертация на соискание ученой степени к.ф-м.н. Дубна, 1986.
15. В книге: Осаждение из газовой фазы (под ред. Пауэла К. и др.) – М. Атомиздат , 1970, с 61, 185.
16. Лукашенко Э. Е. К расчету скорости возгонки и испарения металлов , хлоридов и фторидов в вакууме. – Изв. АН СССР, металлы, 1970, 3, с 14 - 92.
17. Dabiri A. E., Lee T. S. Sticksey Surfase Since. 1971, v 262, p 524 - 544.
18. Kovalhk A., Gorozhankin V. M. and Novgorodov A. F. Electron Spectrosc.Relat. Phenom. 1992,v60, p71.
19. Вылов Ц. Минкова А. Инояттов А. Х. Электростатический бета - спектрометр в области энергий 0.5 - 50 кэВ.Препринт ОИЯИ Р6 - 82 - 918, 1982, 13 с.
20. Briancon Ch. Legrand B. Walen R. J. et.al. Nucl.Instr. and Meth. 1984, v 221, p 547 - 557.
21. Legrand B. Characterictics of a doble - cilinrical mirror electrostatic energy - analyser for electrons. Dubna, 1983, 9p (Coom. JINR E 13-83-326)
22. Nuclear Data Sheets, 1991, v 64 n.2,p 505.
23. И. М. Банд, М. Б. Тржасовская. Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма - лучей на К,L и М оболочках $10 \leq Z \leq 104$ Л. ЛИЯФ, 1978.
24. Носач В. В. Решение задач аппроксимации с помощью персональных компьютеров. - М.:МИКАП, 1994,с 125.
25. Ryšavý M. et al. Z. Phys. A 281 (1977) 347
26. T. Handley and E. Olson Phys.Rev. 1954,v 93 ,p 524.
27. К. Ya. Gromov et.al. Preprint of the JINR 483(1959) p37.
28. Александров А. А. и др. Извест. АН СССР, сер.физ. 1975, 39, с. 1661.

29. Harmatz B. and Handley T.H. Nucl.Phys., 1972, A191, p497.
30. Borchert G. L., Scheck W. and Wieder K. P. Z.Naturforsch,1975,A,v 30,p274.
31. Nefedov V.I. X-Ray Photoelectron Spectroscopy of Chemical Compounds, Handbook,1984, M,:Khimiya,p235.
32. Ryšavý M. and Dragoun O. Comput.Phys.Commun. 1980,v 19,p93.