

**Messung von Q_{β} -Werten neutronenreicher Tc- bis Pd-Isotope
im Massenbereich $A = 110$ bis $A = 117$**

Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
im Promotionsfach Chemie

im Fachbereich Chemie, Pharmazie und Geowissenschaften
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Ingo Klöckl

geboren in Wiesbaden

Mainz, Juni 2008

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Q_β -Werte von Isotopen der Elemente Pd, Ru, Rh und Tc gemessen. Der betrachtete Massenbereich $A = 110$ bis $A = 117$ liegt am Rande des bekannten Gebiets der Nuklidkarte und enthält sehr neutronenreiche Isotope dieser Elemente, die sich durch kurze Halbwertszeiten im Bereich von Sekunden und darunter sowie geringe Spalthäufigkeit auszeichnen. Durch die ausgesprochen geringen Häufigkeiten der Nuklide in diesem Bereich liegen kaum Daten vor, teilweise auch nicht über die γ -Zerfallsschemata. Es ist daher notwendig, eine protoneninduzierte Spaltungsreaktion zur Darstellung dieser Isotope zu verwenden und die Spaltprodukte innerhalb kürzester Zeit für die Messung nach Massen aufzutrennen, wie dies am IGISOL in Jyväskylä/Finnland geschieht.

Die aufgebaute Apparatur zur β, γ, X -Koinzidenz erlaubt es, während ein und desselben Experiments neben der Messung der Q_β -Werte gleichzeitig γ, X -Koinzidenzen auszuwerten, die die benötigten Grundinformationen für die Q_β -Bestimmung über die β, γ -Koinzidenzen liefern. Es können somit nicht nur Q_β -Werte von Nukliden mit bereits bekannten Niveauschemata ermittelt, sondern auch erfolgreich Nuklide mit sehr unvollständigen Niveauschemata einer ersten Messung unterzogen werden. Umgekehrt können die β, γ -Koinzidenzdaten weitere Informationen zum Aufbau neuer Niveauschemata liefern.

Mit Hilfe der beschriebenen β, γ, X -Koinzidenzmessung konnten zwölf Q_β -Werte von sehr neutronenreichen Pd- bis Tc-Isotopen gemessen und daraus die Kernmassen, Massenüberschüsse und Neutronen-Separationsenergien bestimmt werden. Von diesen wurden acht Werte erstmalig bestimmt, ein weiterer Wert konnte bestätigt sowie die Fehler von drei weiteren Werten um den Faktor Zehn verringert werden. Die gewonnenen Daten sind von Interesse für die Beurteilung von Kernmassenmodellen und gehen ebenso in Modellrechnungen der nuklearen Astrophysik ein.

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung 1

- 1.1 Warum Q_{β} -Werte messen? 1
- 1.2 Kernmodelle 6
 - 1.2.1 Kollektivmodelle 6
 - 1.2.2 Modelle unabhängiger Teilchen 7
 - 1.2.3 Die Entwicklung von Kernmodellen 9
- 1.3 Kernparameter sichtbar gemacht 10
- 1.4 Planung des Experimentes 13

2 Experimentelles 15

- 2.1 Einfache Q_{β} -Messung 15
- 2.2 Die Fermi-Kurie-Linearisierung 15
- 2.3 Überlagerungsspektren 16
- 2.4 Koinzidenzmessungen 18
- 2.5 Der Meßaufbau 19
- 2.6 Nukliderzeugung 24
- 2.7 Auswertung 26

3 Experimentelle Ergebnisse 29

- 3.1 Ergebnisse 29
- 3.2 Die β -Eichung 31
- 3.3 Technetium 110 34
- 3.4 Rhodium 110 39
- 3.5 Technetium 111 41

- 3.6 Ruthenium 111 48
- 3.7 Rhodium 111 52
- 3.8 Technetium 112 54
- 3.9 Ruthen-113 56
- 3.10 Rhodium-113 60
- 3.11 Rhodium 114 62
- 3.12 Ruthen 115 65
- 3.13 Rhodium 115 68
- 3.14 Palladium 117 72

4 Diskussion und Zusammenfassung 75

- 4.1 Massenexzesse 75
 - 4.1.1 Vergleich mit Fallenexperimenten 75
 - 4.1.2 Vergleich mit Massenmodellen 76
- 4.2 Verlauf der S_{2n} -Werte 82
- 4.3 Way-Wood-Darstellungen 89
- 4.4 Ausblick 92

1 Einführung

Worin eine kurze Einführung in die Materie und Motivation der vorliegenden Arbeit nebst einem Überblick über die Planung der Experimente gegeben wird.

1.1 Warum Q_β -Werte messen?

Blick in den Himmel

Seit Menschengedenken haben die Sterne – wenn auch auf andere Art und Weise, als von Astrologen gemeinhin angenommen wird – das Schicksal der Menschen bestimmt und ihre Phantasie beflügelt. Als weder von Menschen geschaffene, noch von ihnen faßbare, ja bis vor kurzem auch nicht erfaßbare Objekte waren sie Sinnbild eines göttlichen Schöpfungsaktes. Ihr über Jahrtausende währendes Leuchten machte sie zugleich zum Symbol für Herrlichkeit und Beständigkeit. Zugleich mit der Entstehung der Sterne durch die Schöpfung war auch die Entstehung der Erde erklärt. Blickte man in den Himmel und nahm dort Gesetzmäßigkeiten wahr, geschah dies nur zur Navigation oder der Bestimmung der Jahreszeiten, nicht jedoch zu ihrer Erklärung.

Doch schon zu Zeiten der chinesischen Astronomen wurden Veränderungen der so fest gefügt scheinenden Sternenwelt bemerkt, so beobachtete Hipparchus um 130 vor Christus eine Nova. Einige Mitglieder der festen Ordnung am Firmament leuchteten in kürzester Zeit heller und heller, andere verschwanden im Laufe der Zeit gänzlich. Gesahen diese Vorfälle im rechten Moment, konnten sie zunächst Zeugnis für den Glauben werden (Stern von Bethlehem), andere Irregularitäten jedoch konnten als von göttlichen Mächten gesandte Unglücksboten nicht immer überzeugen. Mehr und mehr Astronomen und Wissenschaftler beschäftigten sich, zunächst unter Einsatz ihres Lebens, mit dem Himmel und seinen Objekten und sammelten zunächst Beobachtungen, später dann auch Theorien zur Natur und Geschichte dieser Objekte.

Vom Stern zum Kern

Die Erkenntnisse der klassischen Physik mit ihren Teilgebieten Mechanik und Hydrodynamik erlaubten es, die Sterne als fluide Materie zu betrachten und Vorgänge wie zum Beispiel die (gravitative) Zusammenballung von im Weltraum verteilter Materie zum Protostern und Stern, die vom inneren Strahlungsdruck hervorgerufene Ausdehnung der Sterne und die innere Bewegung von Sternmaterie, etwa durch die Eigendrehung oder Konvektion, zu beschreiben. Erst im 20. Jahrhundert jedoch wurde durch die Kernphysik die Möglichkeit geschaffen, auch den Energiehaushalt des Sterns zu verstehen und somit die Entstehung der Sterne und ihren Lebensweg in Modellen zu beschreiben.

Aufgrund solcher Modelle kann ein Stern mit vorgegebenen Parametern berechnet und sein Lebensweg und seine Zusammensetzung bestimmt werden. Die Darstellung eines Sternenlebens kann beispielsweise im sog. Hertzsprung-Russel-Diagramm

erfolgen, in dem die absolute Helligkeit gegen den Spektraltyp oder die Oberflächentemperatur aufgetragen wird. Erfolgt diese Auftragung für eine große Anzahl an Sternen und ihrer augenblicklichen Daten, erhält man ein charakteristisches Linienmuster, das darauf hindeutet, daß Helligkeit und Spektraltyp gesetzmäßig miteinander zusammenhängen. Trägt man dagegen im Rahmen eines Sternenmodells die Daten des Modellsterns über die Zeit auf, ergeben sich wiederum charakteristische Bewegungsmuster.

Ein solches Sternenmodell baut neben den Gesetzen der Mechanik auf den ablaufenden Kernreaktionen auf, da diese in den meisten Lebensphasen einen Großteil der auftretenden Energie liefern oder verbrauchen. Sie erklären auch die Bildung und den Verbrauch der verschiedensten, in den Sternen auftretenden Teilchen wie Neutrinos, Protonen, Neutronen oder Photonen. Hierzu gehören auch die höheren Elemente, die auf verschiedenen Wegen aufgebaut werden können.

Die Natur der Kernreaktionen und der an ihnen beteiligten Atomkerne selber war schon lange Gegenstand zahlreicher Untersuchungen, aus denen eine Reihe von Theorien der zugrundeliegenden Kernkräfte hervorgegangen sind und noch immer hervorgehen. Unverzichtbar zur Entwicklung von Sternmodellen ist somit die Entwicklung von Atom-, speziell von Kernmodellen.

Bei der praktischen Anwendung der Theorien im Rahmen einer Sternsimulation ist es erforderlich, neben der allgemeinen Natur der Kernkräfte bestimmte Größen, die spezifisch für ein Nuklid sind, zu kennen. Zu diesen Größen gehört etwa die Kernmasse, die Bindungsenergie und die Energieumsätze, Reaktionsquerschnitte und Halbwertszeiten gegenüber den fraglichen Kernreaktionen. Die Kenntnis dieser physikalischen Daten beschränkt sich derzeit auf den kleinen Bruchteil der stabilen und längerlebigen Nuklide, die experimentell leicht zugänglich sind. Da die Sternsimulationen diese Daten jedoch auch für „exotische“ Nuklide weitab der Stabilität benötigen, um den Energie- und Materieumsatz korrekt zu berechnen, ist es erforderlich, auch diese Daten zu messen oder zumindest durch ein zutreffendes Kernmodell zugänglich zu machen. Ein konkretes Beispiel einer solcher Gruppe instabiler Nuklide ist am sog. *r-Prozess* beteiligt, der maßgeblich am Aufbau schwerer Elemente beteiligt ist.

Stellare Elementsynthese – der r-Prozess

Unter den in einem Stern herrschenden extremen Bedingungen entsteht eine Vielzahl von „exotischen“ Nukliden, die maßgeblich am Geschehen beteiligt sind, jedoch unter irdischen Bedingungen nicht oder nur schwer erforscht werden können. Ein Beispiel hierfür ist der *r-Prozess*, der die Grundlage für die Erklärung des Vorhandenseins schwerer Elemente darstellt, aber in einem Gebiet der Nuklidkarte verläuft, das von Experimentatoren zum großen Teil noch als terra incognita betrachtet wird.

Als *r-Prozess* wird ein Vorgang bezeichnet, der innerhalb der Sterne bei hohen Neutronendichten stattfindet. Ausgehend von einem bestimmten Nuklid, werden an dieses sehr rasch mehrere Neutronen angelagert, so daß die Massenzahl des entstandenen Kernes sprunghaft steigt. Je größer der Neutronenüberschuß des so entstandenen Kernes ist, desto geringer wird jedoch die Bindungsenergie eines Nukleons, so daß der hohe Neutronenüberschuß durch eine Kette nachfolgender β^- -Zerfälle abgebaut wird, wodurch – nunmehr bei gleicher Massenzahl – die Ordnungszahl des Kernes steigt. Im Vergleich zum Ausgangskern erzielt der Prozess einen starken Anstieg der Ordnungszahl Z . Aus einem leichten Element mit niedriger Ordnungszahl kann so eine Reihe deutlich schwererer Kerne mit höheren Ordnungszahlen entstehen. Abbildung 1.1 zeigt den typischen *r-Prozess*-Pfad auf einer Nuklidkarte.

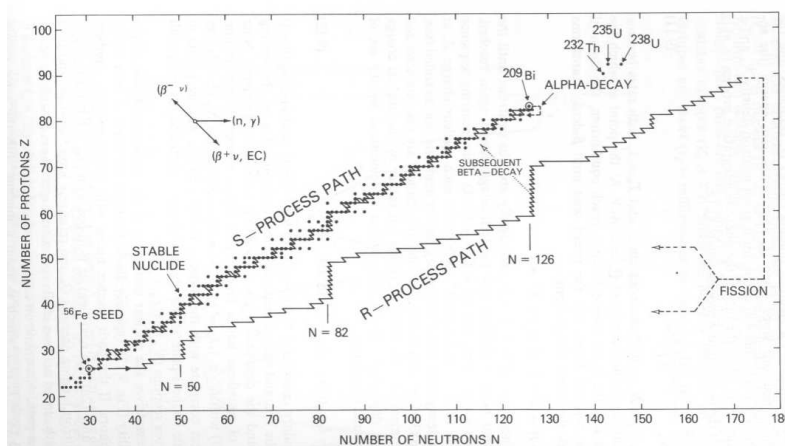


Abbildung 1.1 Ausschnitt aus der Nuklidkarte mit den typischen elementaufbauenden Reaktionspfaden (aus [32]).

Um die durch Beobachtung aufgefundene Häufigkeitsverteilung der Elemente im Kosmos im Rahmen eines Sternmodells theoretisch nachzuvollziehen, muß man alle Kernreaktionen, die von allen vorhandenen Nukliden nebeneinander eingegangen werden können, nachvollziehen. Dies geschieht in Form von sog. Netzwerkrechnungen, das sind Gleichungssysteme, die die unbekanntes Häufigkeiten der Nuklide über die Kernreaktionen miteinander in Beziehung setzen (siehe hierzu [23]).

Wie bereits erwähnt, müssen alle wesentlichen kernphysikalischen Parameter der in den Rechnungen auftretenden Nuklide bekannt sein, damit Umfang, Energieumsatz und Teilchenumsatz der Kernreaktionen korrekt berechnet werden können: ihre Lebensdauer, ihr Q_{β} -Wert, die Neutronenseparationsenergien, die Kerndeformationen und die Neutronen-Emissionswahrscheinlichkeiten. Da diese Daten von den meisten, sehr instabilen Kernen nicht bekannt sind, ist man an dieser Stelle auf Kernmodelle angewiesen, die diese Zahlen liefern können.

Einige Bilder mögen die Bedeutung guter Modelle illustrieren, indem die gemessenen Häufigkeiten den Vorhersagen aufgrund zweier Modelle gegenübergestellt werden. In Abbildung 1.2 ist die gemessene Häufigkeitsverteilung der Elemente in der solaren Materie, also der Materie im Sonnensystem, jeweils als Meßpunkt mit Fehlerbalken dargestellt. Zum Vergleich wurde als durchgezogene Linien die berechnete Häufigkeit unter Zuhilfenahme jeweils eines Kernmodells dargestellt. Bei den verwendeten Modellen handelt es sich um das FRDM-Modell sowie das Modell von Hilf (siehe hierzu auch [23]).

Man erkennt deutlich, daß keines der Modelle in der Lage ist, Daten zu liefern, mit denen der gesamte Kurvenverlauf richtig wiedergegeben werden kann. Es können jedoch einige Teilbereiche, so z. B. der Peak der Häufigkeitsverteilung um $A = 130$, angenähert werden. Bei einer detaillierteren Diskussion solcher Verteilungen, wie sie in [23] gegeben wird, stellt man fest, daß bereits geringe Unsicherheiten der Modelle bezüglich der Kernkräfte erhebliche Veränderungen an den makroskopisch beobachtbaren Häufigkeitsverteilungen bewirken.

Neben einer verbesserten Grundlage in Form genauerer Kernmodelle können auch weitergehende astrophysikalische Modelle zu einer Präzisierung der Häufigkeitsverteilungen führen, wie die Abbildung 1.3 zeigen möge. Für jedes dieser Diagramme wurde eine Umgebung mit einer *anderen* Neutronendichte angenommen. Es zeigt sich, daß hiermit ein bestimmter Massenausschnitt der Verteilung besonders gut angenähert

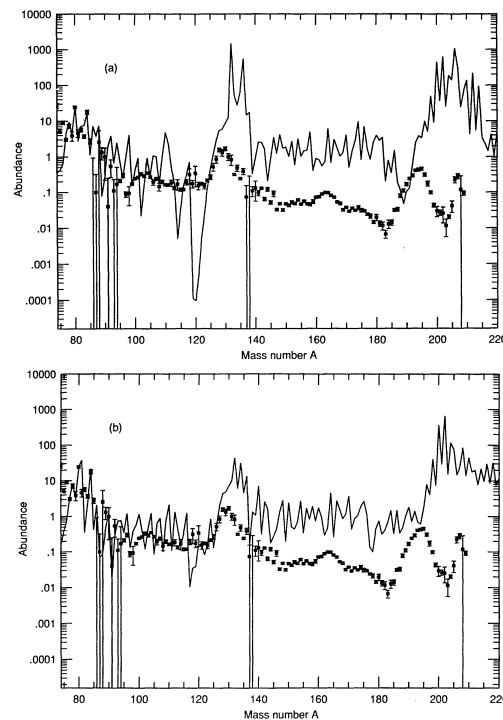


Abbildung 1.2 Einfluß von Kernparametern, die von zwei verschiedenen Modellen (oben: FRDM, unten: Hilf, aus [23]) geliefert wurden, auf die berechnete Häufigkeitsverteilung der Elemente in der solaren Materie. Die Berechnung erfolgt statisch, auf Basis einer festen Neutronendichte mit Hilfe der nuklearen Saha-Gleichung.

werden kann. Eine Superposition aller Ergebnisse führt dann zu einer deutlich verbesserten Reproduktion der solaren Häufigkeiten über den gesamten Massenbereich. [23] diskutiert die Gültigkeit der Annahme verschiedener Neutronendichten im Detail. Eine weitere Verbesserung ist die Hinzunahme der *zeitlichen* Komponente. Anstelle der Berechnung von Gleichgewichtshäufigkeiten, die im wesentlichen auf Verhältnissen von (β -)Halbwertszeiten beruhen (daher die starke Abhängigkeit von den Kernmodellen), wird in diesen Diagrammen berücksichtigt, daß sich in der Sternrealität Masse über die typische r-Prozess-Zeit (einige Sekunden) hinweg von leichten Saatkernen durch aufeinanderfolgende Kernreaktionen hin zu schweren Kernen bewegt und dabei die beobachteten Häufigkeitspeaks aufbaut. Selbstverständlich werden auch für diese verfeinerten Modelle genaue Werte für Kerneigenschaften benötigt, die für den großen Bereich der instabilen Nuklide nur von Kernmodellen geliefert werden können.

Korrekte Modelle sind die unabdingbare Voraussetzung für das Verständnis der aufgefundenen Verteilung, wie auch umgekehrt die Beobachtung der Häufigkeiten zur Überprüfung der Modellvoraussagen dienen kann. Um genauer entscheiden zu können, in welchen Bereichen ein Kernmodell verbessert werden muß, ist es über die globalen Beobachtungen hinaus erforderlich, die Modellvoraussagen mit gemessenen Werten der *Kernparameter* zu vergleichen, also die mikroskopische Struktur der Materie zu untersuchen. Aus den Q_{β} -Werten, wie sie in dieser Arbeit experimentell gewonnen wurden, kann die Zweineutronenseparationsenergie S_{2n} bestimmt werden. Bei diesem Wert handelt es sich um den Energiebetrag, der frei wird, wenn zwei Neutronen aus dem Kernverband entfernt werden beziehungsweise der – im Rahmen des r-Prozesses – aufgewendet werden muß, um sie anzulagern. Ein Vergleich der Voraussagen einiger Kernmodelle mit den experimentell bestimmten Daten wird ab Seite 75, speziell für die

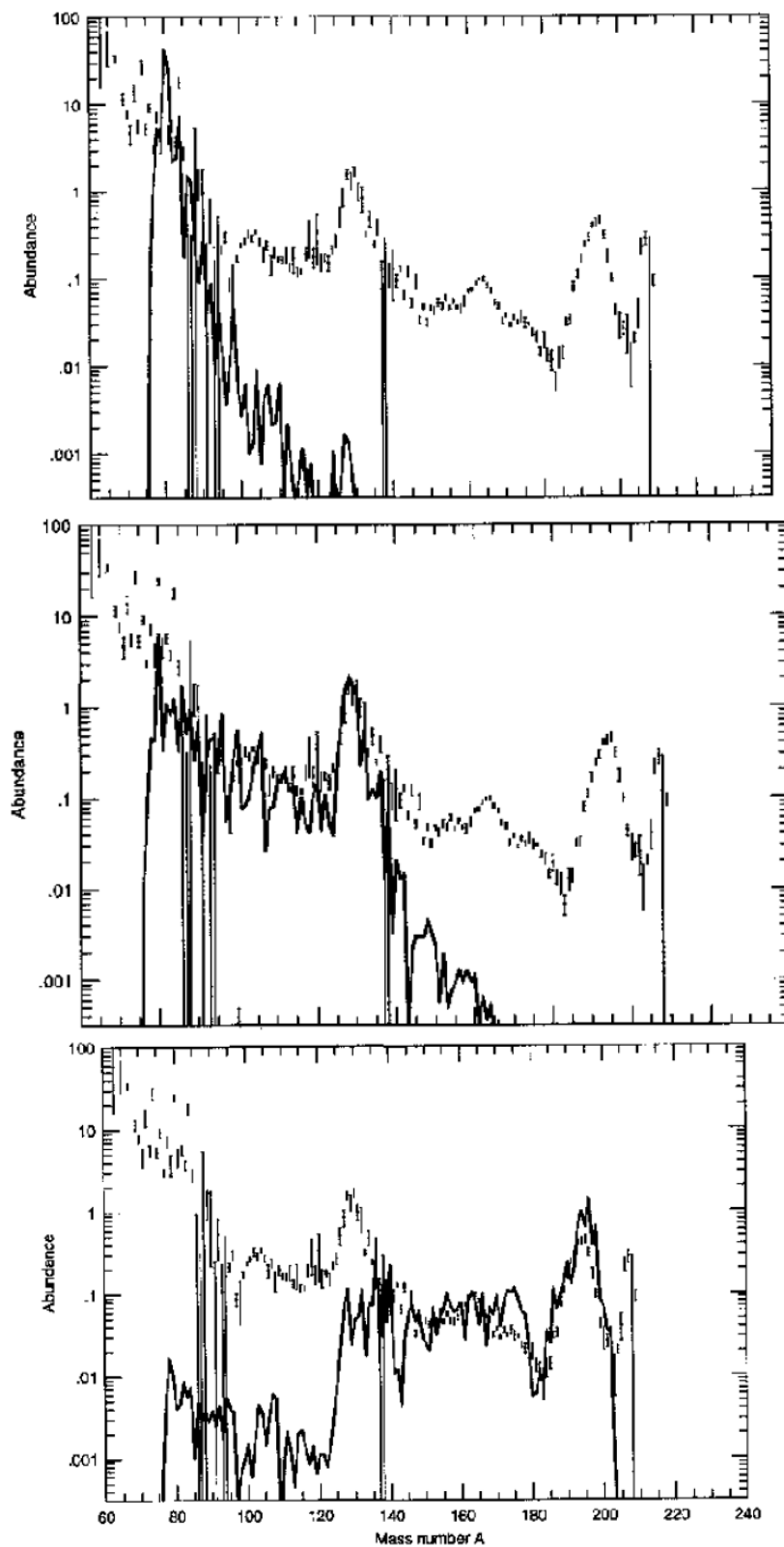


Abbildung 1.3 Verbesserte Berechnung der solaren Häufigkeiten durch Hinzunahme des astrophysikalischen Hintergrundes: die Berechnung erfolgt nun zeitabhängig für drei verschiedene Neutronendichten (ebenfalls [23]). Jede Dichte erlaubt die Reproduktion eines bestimmten Bereichs.

S_{2n} -Werte ab Seite 82 gegeben.

1.2 Kernmodelle

Wie in den letzten Abschnitten diskutiert wurde, ist es derzeit noch nicht möglich, für weite Bereiche der Nuklidkarte zutreffende Parameter der Atomkerne anzugeben. Die Ergebnisse theoretischer Rechnungen, die solche Eingaben benötigen, erlauben infolgedessen noch keine überzeugende Beschreibung der Realität. Anstelle fehlender Werte benutzt man Daten, die von *Kernmodellen* geliefert werden. Solche Modelle stellen eine theoretische Beschreibung des Atomkerns dar und gestatten es, unterschiedliche Kerneigenschaften mit unterschiedlicher Zuverlässigkeit zu berechnen. Seit dem Beginn der Kernphysik existiert eine große Anzahl von Kernmodellen, die sich in ihrem Lösungsansatz zum Teil stark voneinander unterscheiden:

- Phänomenologische Modelle geben eine oder mehrere Eigenschaften durch eine geeignete Funktion wieder. Eventuell auftretende Parameter in dieser Funktion werden anhand experimenteller Beobachtungen der Eigenschaft bestimmt. Die Funktion kann „geraten“ oder aufgrund physikalischer Überlegungen entwickelt werden. In diesem Falle kann den Parameterwerten eine physikalische Bedeutung unterstellt werden.
- Mikroskopische Modelle gehen von grundlegenden Teilcheneigenschaften und Kernkräften aus und versuchen, darauf aufbauend die Eigenschaften von Vielteilchensystemen (Kernen) zu entwickeln. Diese Modelle erlauben den tiefsten physikalischen Einblick. Sie verwenden in unterschiedlichem Maße die experimentellen Daten, um auftretende Parameter zu bestimmen.

Die Übergänge zwischen beiden Typen von Modellen ist fließend, auch mikroskopische Modelle können phänomenologische Komponenten (etwa Kräfte, die zwischen Teilchen wirken), beinhalten.

Ein anderer, physikalischerer Blick nimmt die Unterscheidung der Modelle aufgrund eines Vielteilchen- oder Einteilchen-Ansatzes vor (Teilchen=Nukleonen).

1.2.1 Kollektivmodelle

Kollektivmodelle entwickeln die Eigenschaften von Kernen aus dem Teilchenkollektiv heraus, das heißt aus der gleichzeitigen Betrachtung *aller* Nukleonen. Man nimmt dabei eine starke Wechselwirkung aller Nukleonen untereinander an. Diese Art von Modellen kann die kollektiven Eigenschaften wie Bindungs- und Ruheenergien gut beschreiben.

Tröpfchenmodell

Ein frühes Kollektivmodell ist das *Tröpfchenmodell*, das C. F. von Weizsäcker, H. Bethe und E. Fermi bereits im Jahre 1935 vorgestellt haben. Dabei wird angenommen, daß sich die Nukleonen ähnlich wie die Moleküle einer Flüssigkeit verhalten, die stark miteinander wechselwirken. In Analogie zur Flüssigkeit werden verschiedene additive Terme eingeführt:

$$E_B = \underbrace{aA}_{\text{Volumenterm}} + \underbrace{b \frac{(N-Z)^2}{A}}_{\text{Asymmetrieterm}} + \underbrace{c \frac{Z^2}{\sqrt[3]{A}}}_{\text{Coulombterm}} + \underbrace{dA^{2/3}}_{\text{Oberflächenterm}} + \underbrace{\Delta}_{\text{Paarungsterm}} \quad (1.1)$$

Der Volumenterm berücksichtigt die Kondensationsenergie, die frei wird, wenn sich A Nukleonen zum Kern zusammenfinden. Der Coulombterm trägt der elektrostatischen Abstoßung der Protonen Rechnung, die umgekehrt proportional zum Kernradius ($r \propto A^{1/3}$) ist. Der Oberflächenterm beschreibt, wie Nukleonen an der Oberfläche weniger stark gebunden sind als Nukleonen im Inneren und ist proportional zur Oberfläche $A^{2/3}$. Modellfremd sind der Asymmetrieterm und der Paarungsterm. Dieser beschreibt das Phänomen, daß GG-Kerne mit gepaarten Nukleonen fester gebunden sind als uA- oder UU-Kerne, jener erzeugt eine Lockerung der Bindung, die umso größer wird, je mehr das N/Z -Verhältnis von $N = Z$ abweicht. Beide Terme können nicht aus der Flüssigkeit heraus verstanden werden und dienen der Anpassung des Modells an die Beobachtung. Sämtliche Parameter werden an die experimentellen Beobachtungen angepaßt.

Das Tröpfchenmodell gestattet es, die Grundzustands- und Bindungsenergie eines Kerns zu bestimmen.

FRDM-Modell

Ein weiterentwickeltes Tröpfchenmodell ist das FRDM-Modell (Finite Range Droplet Model) von P. Möller und R. Nix [3, 4]. Es benutzt zur Beschreibung der makroskopischen Eigenschaften ein Tröpfchenmodell und fügt diesem Schalenkorrekturen hinzu.

1.2.2 Modelle unabhängiger Teilchen

Im Gegensatz zu den Kollektivmodellen bauen die *Modelle unabhängiger Teilchen* auf der grundlegenden Schrödinger-Gleichung auf:

$$\mathbf{H}\Psi = E\Psi \quad (1.2)$$

mit $\mathbf{H} = \mathbf{T} + \mathbf{V} = \sum_i^A -\frac{\hbar^2}{2m_i} \nabla_i^2 + V(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$

aus, in der die potentielle Energie der Nukleonen V , hervorgerufen durch ihre gegenseitige Wechselwirkung, nicht genau bekannt ist. Das Problem wird von den verschiedenen Modellen unterschiedlich gelöst.

Fermigas

Dieses Modell nimmt an, daß sich die Nukleonen wie die Moleküle eines Gases unabhängig voneinander bewegen. Der Potentialterm $V(\vec{r}_i)$ wird damit Null und die Gesamtwellenfunktion Ψ des Kernsystems kann als Produkt von Einteilchenwellenfunktionen $\prod_i^A \phi_i$ formuliert werden. Das Fermi-Gasmodell liefert zum Beispiel die Tiefe der Potentialtöpfe für Neutronen und Protonen.

Schalenmodell

Das Schalenmodell geht von der Schrödinger-Gleichung 1.2 aus und liefert Ergebnisse, die denen der Atomhüllenphysik ähneln: wie dort die Elektronen, gruppieren sich hier die Nukleonen, getrennt nach Neutronen und Protonen, in energetisch sehr ähnlichen Zuständen, den Schalen, zwischen denen Energielücken klaffen. Die Gruppe der Schalenmodelle formuliert den Hamiltonoperator der Gleichung 1.2 zunächst wie folgt:

$$\mathbf{H} = \mathbf{T} + \mathbf{V}$$

$$= \sum_i^A -\frac{\hbar^2}{2m_i} \nabla_i^2 + \sum_i^A \sum_{j<i}^A V_{12}(\vec{r}_{ij}) \quad (1.3)$$

Man nimmt dabei an, daß das Potential nur vom Abstand von je zwei Nucleonen abhängig ist (Zweiteilchenpotential $V_{12}(\vec{r}_{ij})$).

Einteilchen-Schalenmodell Zur Lösung dieser Gleichung führt die Gruppe der *Einteilchen-Schalenmodelle* nun folgende Umformulierung von Gleichung 1.3 vor:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \mathbf{T} + \mathbf{V} \\ &= \sum_i^A -\frac{\hbar^2}{2m_i} \nabla_i^2 + \sum_i^A \sum_{j<i}^A V_{12}(\vec{r}_{ij}) \\ &= \sum_i^A -\frac{\hbar^2}{2m_i} \nabla_i^2 + \sum_i^A V(\vec{r}_i) + \underbrace{\left(\sum_i^A \sum_{j<i}^A V_{12}(\vec{r}_{ij}) - \sum_i^A V(\vec{r}_i) \right)}_{\text{Restwechselwirkung}} \end{aligned} \quad (1.4)$$

Durch die Annahme, daß sich jedes Nucleon unabhängig von den anderen in einem mittleren Potential bewegt, das von allen Nucleonen erzeugt wird, kann die Summe über das Zweiteilchenpotential durch eine Summe über ein Einteilchenpotential und eine Korrektur durch die Restwechselwirkung ersetzt werden. Diese wird gleich Null gesetzt, sodaß zur Lösung der Gleichung nur mit den Einteilchenpotentialen gerechnet werden muß. Mögliche Potentiale sind:

- Das Potential des harmonischen Oszillators

$$V(\vec{r}_i) = \frac{1}{2} m_i \omega^2 r_i^2$$

- Das realistischere Woods-Saxon-Potential lehnt sich an die Dichteverteilung im Kern an und läßt sich durch die Formel

$$V(\vec{r}_i) = -\frac{V_0}{1 + e^{(r_i - R)/a}}$$

darstellen.

Wiederum ist die Gesamtwellenfunktion das Produkt der Einteilchenfunktionen $\prod \phi_i$. Da beide Potentiale zentralsymmetrisch sind, sind die auf ihnen aufbauenden Modelle nur für sphärische Kerne gültig.

Ein erster Erfolg des Schalenmodells, 1949 von O. Haxel, J. H. Jensen, H. S. Suess und M. Goeppert-Mayer beschrieben, war die korrekte Voraussage der magischen Zahlen. Hierzu mußte das einfache zentralsymmetrische Potential allerdings bereits durch einen Term, der die Spin-Bahn-Kopplung beschreibt, erweitert werden:

$$V(\vec{r}_i) = V_0(\vec{r}_i) + V_{ls}(\vec{l} \cdot \vec{s})$$

Der Nachteil des einfachen Schalenmodells, die Beschränkung auf sphärische Kerne, wurde 1955 von S. G. Nilsson durch Benutzung eines nicht-zentralsymmetrischen Potentials erstmalig überwunden. Er verwendete ein Oszillatorpotential der Form

$$V(\vec{r}_i) = \frac{1}{2} m_i \left(\omega_{xy}^2 (x_i^2 + y_i^2) + \omega_z^2 z_i^2 \right)$$

in dem die Abhängigkeit vom Teilchenabstand r , die zur Zentralsymmetrie führt, durch eine Abhängigkeit von x , y und z ersetzt wurde, sodaß das resultierende Potential rotationssymmetrisch deformiert ist. Weitere Modelle setzen elliptisch deformierte Woods-Saxon-Potentiale ein. Mit solchen Modellen können auch Kerne beschrieben werden, die deformiert sind, was in den Bereichen zwischen den magischen Zahlen häufig der Fall ist. Als Konsequenz der Deformation wird die Entartung von Zuständen, die zur Schalenbildung führen, aufgehoben und es entstehen unter Umständen neue Bereiche hoher Zustandsdichten (Schalen) bei anderen Nukleonenzahlen.

Mehrteilchen-Schalenmodell Die Schalenmodelle können verbessert werden, indem die Restwechselwirkung aus Gleichung 1.4 in die Rechnung miteinbezogen wird oder das Potential V aus Gleichung 1.3 durch ein realistisches Vielteilchenpotential beschrieben wird. Eines dieser Potentiale ist die *Skyrme-Kraft*, die neben einem Zweiteilchen- noch einen Dreiteilchenanteil enthält.

Die im Skyrme-Ansatz enthaltenen Parameter bilden Parametersätze, die verschiedene Varianten der Skyrmekraft liefern, zum Beispiel die Skyrmekraft P, abgekürzt SkP. Sie können durch Anpassung der berechneten an experimentell ermittelte Werte bestimmt werden. Man benutzt zur Lösung dieser Schrödingergleichungen ein sehr rechenintensives Hartree-Fock-Verfahren (HF-Verfahren) oder in neuerer Zeit das Hartree-Fock-Bogoljubov-Verfahren, das durch Transformation des Hamiltonoperators auf eine andere Darstellung eine einfachere Handhabung liefert, mit der besonders deformierte Kerne berechnet werden können. Diese Verfahren stellen das HFB-Modell beziehungsweise HFB-SkP von J. Dobaczewski [7] dar, das den Kern vollständig aus mikroskopischer Sicht heraus beschreibt. Aufgrund der benötigten hohen Rechenleistungen ist dieses Modell noch sehr jung.

Weniger rechenintensiv und daher bereits häufig eingesetzt ist das ETFSI-Modell (Extended Thomas-Fermi mit Strutinsky-Integral) von J. M. Pearson [5]. Es bestimmt den Parametersatz der Skyrmekraft nicht durch selbstkonsistente Näherung, sondern benutzt die Thomas-Fermi-Theorie zur Berechnung der benötigten Werte. Schalenkorrekturen werden mit einem Strutinsky-ähnlichen Verfahren hinzugefügt. Eine Weiterentwicklung des ETFSI-Modells, das auch ETFSI-1 genannt wird, ist mit ETFSI-Q gegeben, wobei „Q“ für Quenching steht, das bedeutet, daß der Einfluß eines Schalenabschlusses gedämpfter, also niedriger als erwartet ist.

Weitere Potentiale können durch die Betrachtung der Austauschteilchen, durch die die Nukleonenwechselwirkung, die starke Kernkraft, hervorgerufen wird, abgeleitet werden, so zum Beispiel das *Yukawa-Potential*, das die Kraftwirkung von π -Mesonen berücksichtigt. Dieses Potential ist auch Bestandteil der Schalenkorrektur des bereits beim Tröpfchenmodell erwähnten FRDM-Modells.

1.2.3 Die Entwicklung von Kernmodellen

Ausgehend von beiden Extremen, dem kollektiven und dem Teilchenmodell, wurden eine Reihe weiterer Kernmodelle entwickelt, die besondere Stärken und Schwächen aufweisen. Sie liefern jeweils andere Sätze von Eigenschaften, die mit ihnen besonders genau bestimmt werden können. Zur Fortentwicklung dieser Theorien ist experimentelles Material im unerforschten Bereich der atomaren Landkarte erforderlich. Unabhängig von der praktischen Anwendung der Modelle in der Astrophysik ist eine hochwertige und realistische Vorstellung der Kernstruktur ein wertvoller Grundlagenbeitrag für das gesamte Gebiet der Physik. Eine Verbesserung der Modelle erlaubt eine verbesserte Sicht der Welt überhaupt.

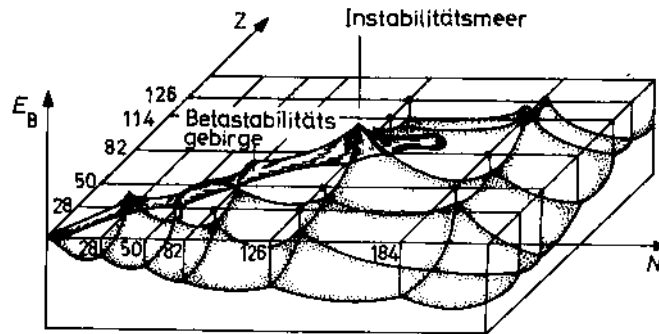


Abbildung 1.4 Die Bindungsenergie als Funktion der Protonenzahl Z und der Neutronenzahl N als Relief. Man erkennt den Kamm der stabilen Elemente. (Aus [13, S. 324].)

1.3 Kernparameter sichtbar gemacht

Nach der grundlegenden Besprechung der wichtigsten Kernstrukturmodelle soll nun gezeigt werden, welche Kernparameter überhaupt sichtbar gemacht, das heißt gemessen werden können.

Die Kerneigenschaften werden maßgeblich von der Zahl der Nukleonen, der Neutronen und Protonen, und ihren Wechselwirkungen untereinander, der starken Kernkraft, bestimmt. Eine beobachtbare Eigenschaft ist die *Bindungsenergie*, die aussagt, wieviel Energie frei wird, wenn sich eine gegebene Anzahl an Nukleonen zu einem Atomkern vereinigt. Je größer diese Bindungsenergie E_B ist, umso stabiler ist der Kern. Damit sich überhaupt ein Kern bildet, muß der freigewordene Energiewert positiv sein, sonst können sich die Nukleonen nicht zusammenfügen, das Kerngebilde zerfällt sofort wieder.

Trägt man die Bindungsenergie eines Kernes über den beiden Achsen N (Neutronenzahl) und Z (Protonen- oder Ordnungszahl) auf, ergibt sich ein charakteristisches dreidimensionales Relief, das einem Gebirgskamm ähnelt, auf dessen Grathöhe die stabilsten Nuklide zu finden sind (Abbildung 1.4). Bei den leichten Atomkernen wird der Kammverlauf durch die Winkelhalbierende $N \approx Z$ beschrieben. Bei höheren Massen krümmt er sich jedoch in Richtung der Neutronenachse, da dort immer mehr Neutronen erforderlich sind, um die wachsende elektrostatische Abstoßung der gleichgeladenen Protonen untereinander zu kompensieren und den Kern zu stabilisieren. Diese Kompensation erfolgt durch eine Wechselwirkung der Neutronen und Protonen untereinander, die *starke Kernkraft* genannt wird und neben der elektrostatischen Kraft, der Gravitation und der schwachen Kernkraft die Quadriga der derzeit bekannten elementaren Wechselwirkungen komplettiert. Es handelt sich um die stärkste der vier Kräfte, die jedoch in ihrer Reichweite auch sehr stark eingeschränkt ist, nämlich auf die Dimension des Atomkerns, $\approx 1 - 8 \text{ fm}$ oder 10^{-15} m . Bei einem sehr hohen Neutronenüberschuß ergibt sich jedoch wiederum ein zunehmend instabiler Kern, was in der Gleichung 1.1 zum Beispiel durch den Asymmetrieterm berücksichtigt wird.

Normiert man die Bindungsenergie, indem man diesen Wert durch die Anzahl der Nukleonen A dividiert, erhält man in Form der „Bindungsenergie pro Nukleon“ eine Größe, die einen Vergleich der Bindungsenergie zwischen verschiedenen Kernen erlaubt. Abbildung 1.5 zeigt den Verlauf dieser normierten Bindungsenergie für alle Massenzahlen A . Deutlich sichtbar ist ein Maximum in der Gegend des ^{56}Fe , welches das stabilste Nuklid darstellt. Durch *Zerfalls- und Fusionsreaktionen* haben Nuklide mit geringerer Bindungsenergie die Möglichkeit, in Richtung dieses stabilsten Nuklids zu gelangen. Leichte Kerne mit niedrigem A bevorzugen dabei die Kernfusion, um zu

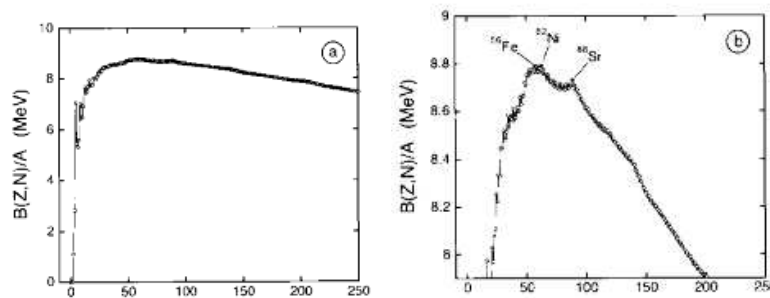


Abbildung 1.5 Der Verlauf der Bindungsenergie pro Nukleon. Oben: Gesamtdarstellung über den gesamten Massenbereich, unten: Detailansicht des Bereichs der stabilsten Elemente. Besonders bei den leichten Elementen erkennt man den Effekt der Paarbildung, der sich in einer alternierenden Folge von Minima und Maxima äußert. (Aus [29, S. 35].)

höheren Massenzahlen zu gelangen, während schwere Nuklide durch Kernspaltung ihre Massenzahl verringern können. Dies erklärt, warum bestimmte Kernreaktionen auf bestimmte Gebiete begrenzt sind.

Eine genaue Betrachtung des Bindungsenergie-Gebirges zeigt, daß die Kerne nicht gleichförmig instabiler werden, sondern sich kleine Gipfel zeigen, die besonders stabile Elemente markieren: Ca, Sn und Pb. Diese beobachtete Feinstruktur war Anlaß zur Entwicklung des bereits vorgestellten Schalenmodells. Die Auswirkungen der Neutronen- und Protonenschalen bei den sogenannten *magischen* Zahlen $N, Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$ treten dabei nicht nur bei der Bindungsenergie in Erscheinung, sondern auch bei Größen wie der Neutronenseparationsenergie oder der Lage der ersten Anregungszustände, die sich γ -spektroskopisch messen lassen. Kerne wie ^{40}Ca oder ^{132}Sn , die sowohl magische Neutronen- wie auch Protonenzahlen haben, werden *doppelt magisch* genannt, da sich bei ihnen die Einflüsse durch die abgeschlossenen Neutronen- wie auch Protonenzahlen besonders deutlich in den meßbaren Werten niederschlagen. Zahlreiche Messungen verschiedener Eigenschaften bestätigen das Schalenmodell.

Neben der Schalenstruktur tritt eine weitere Struktur in Erscheinung, die durch die *Paarung* von Neutronen oder Protonen hervorgerufen wird. Kerne, die paarweise auftretende Neutronen oder Protonen besitzen (GU- oder UG-Kerne), sind stabiler als Kerne mit ungepaarten Nukleonen. Sind sogar Protonen und Neutronen gleichzeitig gepaart wie in den GG-Kernen, wird besondere Stabilität beobachtet. Dieser Effekt läßt sich besonders gut beobachten, wenn man die Bindungsenergie normiert, das heißt durch die Zahl der Nukleonen dividiert und so eine „Bindungsenergie pro Nukleon“ erhält. In Abbildung 1.5 oben sieht man im Bereich der leichten Elemente den Paarungseffekt deutlich, der sich in einem zickzack-artigen Verlauf der Kurve äußert. Dieser Effekt muß zum Beispiel im Tröpfchenmodell als phänomenologischer und modellfremder Korrekturterm eingeführt werden.

Der Paarungseffekt verwischt teilweise andere Struktureffekte in derselben Größenordnung. Im folgenden werden daher zweckmäßig einige der gewonnenen Meßdaten für UU-, GU-, UG- und GG-Kerne getrennt dargestellt, wie die Way-Wood-Diagramme, oder mit einer Differenz von jeweils Zwei, z. B. die Zwei-Neutronenseparationsenergie S_{2n} anstelle der Neutronenseparationsenergie S_n .

Die unterschiedlichen Bindungsenergien der verschiedenen Kerne äußern sich in Zerfallsprozessen, mittels derer wir wertvolle Aufschlüsse über das Innenleben der Atomkerne erhalten können.

Kernzerfälle

Bedingt durch die unterschiedliche Stabilität, können *Kernzerfälle* auftreten. Durch diese wird in einem instabilem Kern mit Neutronenüberschuß ein Neutron in ein Proton umgewandelt (β^- -Zerfall) oder umgekehrt in einem neutronendefizienten Kern ein Proton in ein Neutron (β^+ -Zerfall). Da durch diese beiden Zerfälle, ausgehend von einem bestimmten Nuklid, sowohl die Ordnungszahl erhöht wie auch erniedrigt werden kann, ist es für jeden Kern möglich, in Richtung des stabilsten Protonen/Neutronenverhältnisses zerfallen. Die dabei freiwerdenden Zerfallsenergien stehen in einem definierten Zusammenhang mit der Bindungsenergie.

Über die bekannte Formel $E = mc^2$ läßt sich die freigewordene Bindungsenergie bei der Kernbildung aus den Nukleonen in ein Massenäquivalent Δm umrechnen:

$$E_B = \Delta mc^2 \quad (1.5)$$

Für $E_B > 0$ ist auch $\Delta m > 0$. Beim Zusammenfügen der Nukleonen zum Atomkern ist also ein gewisser Teil Δm der Masse in Bindungsenergie umgewandelt worden, die Masse des sich ergebenden Atomkerns $m(Z, N)$ ist *geringer* als die Summe der Nukleonenmassen:

$$\Delta m = Zm_p + Nm_n - m(Z, N)$$

Berücksichtigt man in Δm noch die Elektronenmassen, erhält man den Ausdruck

$$\Delta(Z, N) = Z(m_p + m_e) + Nm_n - m(Z, N) \quad (1.6)$$

für den *Massenexzeß* oder *Massenüberschuß* Δ , der das Massenäquivalent zur Bindungsenergie ist. Damit kann der Massenexzeß durch eine genaue Messung der tatsächlichen Kernmasse $m(Z, N)$ durch eine Differenzbildung bestimmt werden. Um eine solche absolute Masse zu bestimmen (direkte Massenmessung), werden physikalische Methoden eingesetzt, mit deren Hilfe die Massenexzesse zahlreicher Nuklide nahe der Stabilität sehr genau (mit Fehlern unter 2 keV) bestimmt worden sind. Diese Methoden beruhen zumeist auf der Ablenkung von geladenen Kernen durch elektrische und magnetische Felder in einem Massenspektrometer. Aus der Geschwindigkeit der Kerne, der Ladung, der Ablenkung und der Feldstärke lassen sich die Massen berechnen. Ihr Nachteil ist, daß ein hoher Ionenstrom benötigt wird und so nur Nuklide mit hohen Produktionsraten, im allgemeinen Kerne nahe der Stabilität, für diese Messungen in Frage kommen.

Hat man durch absolute Methoden einmal eine bekannte Kernmasse gewonnen, kann man, da die Bindungsenergie als Zerfallsenergie auftritt, durch die Messung der Zerfallsenergie die Masse dessen Vorläufernuklids bestimmen. Die in der vorliegenden Arbeit betrachteten Nuklide sind β^- -instabil, sodaß speziell diese Zerfallsreaktion exemplarisch vorgeführt werden soll. Bei der Reaktion



wird die Zerfallsenergie Q_β frei. Kennt man durch eine absolute Methode die Masse $m(Z+1, N-1)$ des Tochternuklids Y, kann man anhand der Masse-Energie-Äquivalenz den Wert Q_β in eine Massendifferenz m_β umrechnen und mit dieser die Masse des Ausgangsnuklids bestimmen:

$$\begin{aligned} m(Z, N) &= m(Z+1, N-1) + m_\beta \\ &= m(Z+1, N-1) + \frac{Q_\beta}{c^2} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Führt man in den Gleichungen die *Massenzahl* $A = Z + N$ ein, kann man formulieren

$$m(Z, A) = m(Z + 1, A) + \frac{Q_\beta}{c^2}$$

oder, wenn die betrachteten Größen über $E = mc^2$ in Energieeinheiten (MeV) ausgedrückt werden

$$m(Z, A) = m(Z + 1, A) + Q_\beta \quad (1.9)$$

Mit der atomaren Masseneinheit $u = 931\text{MeV}$ und den Beziehungen

$$\begin{aligned} m(Z, A) &= Au + \Delta(Z, A) \\ m(Z + 1, A) &= Au + \Delta(Z + 1, A) \end{aligned}$$

kann man Gleichung 1.9 auch schreiben als

$$\begin{aligned} Au + \Delta(Z, A) &= Au + \Delta(Z + 1, A) + m_\beta \\ \Delta(Z, A) &= \Delta(Z + 1, A) + m_\beta \end{aligned}$$

Setzt man in der letzten Gleichung wiederum alle Massen in eV oder zweckmäßig gleich in MeV ein, so erhält man die Endgleichung

$$\Delta(Z, A) = \Delta(Z + 1, A) + Q_\beta \quad (1.10)$$

mit der aus dem bekannten Massenexzeß $\Delta(Z + 1, A)$ der Tochter und dem gemessenen Q_β -Wert unmittelbar der Massenexzeß für das Mutternuklid berechnet werden kann. Zu beachten bei diesem Verfahren ist allerdings, daß sich die Fehler der Massenexzesse immer weiter aufsummieren, je weiter man sich dabei von der bekannten Masse entfernt. Weiterhin ist anzumerken, daß die Messung von Q_β -Werten innerhalb einer *Massenkette* $A = \text{const}$ erforderlich ist. Bei der praktischen Durchführung eines Q_β -Experimentes wird daher vorzugsweise in Massenketten gedacht.

1.4 Planung des Experimentes

Nuklidiübersicht

Beim hier untersuchten Massenbereich $A \approx 115$ handelt es sich um eine Gegend, in der die Isotopenausbeuten, die aus der Spaltung herrühren, bereits sehr gering sind. Es war geplant, die Experimente am Separator IGISOL in Jyväskylä, Finnland, durchzuführen, bei dem die Spaltung durch Protonen induziert wird, da auf diese Weise ein höherer Anteil der symmetrischen Spaltung erreicht werden kann.

In [9, 10] wurden einige Ergebnisse vorgestellt, die den zu Beginn der 90er Jahre bekannten Rand des Gebietes darstellen. (Eine im Juni 2007 erschienene Arbeit hat dasselbe Massengebiet mit Fallentechnik untersucht; eine Gegenüberstellung der erzielten Ergebnisse wird in Abschnitt 4.1.1 gegeben.) Ziel der vorliegenden Arbeit war es, zunächst durch ein Übersichtsexperiment zu klären, ob die Strahlintensität des Separators für die Durchführung von Q_β -Messungen ausreichen würde. In einem Hauptexperiment sollten dann Q_β -Werte von außerhalb des bekannten Gebietes liegenden Nukliden gemessen werden.

Die Abbildung 1.6 zeigt einen Ausschnitt aus der Nuklidkarte, in der die zum damaligen Zeitpunkt bekannten Nuklide hellgrau dargestellt sind. In dunklerem Grau sind die Nuklide markiert, für die 1995 und 1996 ein Q_β -Wert gemessen werden konnte.

Ag										
Pd						5735				
Rh	5240	3640		5008	7392	6456				
Ru			5253		6480		7780			
Tc			9029	8055	9484					
			↙ 109	↙ 110	↙ 111	↙ 112	↙ 113	↙ 114	↙ 115	↙ 116


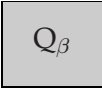
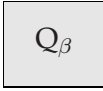
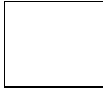
			
Q_β -Wert bekannt	Q_β -Wert grob bekannt	Q_β -Wert erstmals gemessen	unbekannt

Abbildung 1.6 Übersicht über das untersuchte Gebiet auf der Nuklidkarte. Alle eingetragenen Zahlen entsprechen den in dieser Arbeit gemessenen Werten.

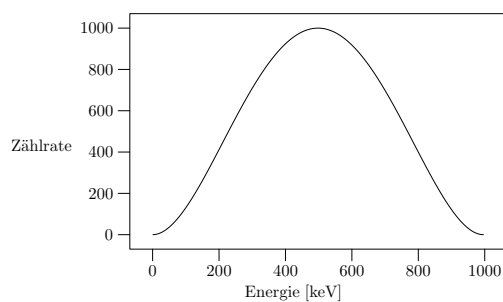
Da zu Beginn der Arbeit nicht klar war, ob IGISOL die benötigten Ausbeuten liefern würde, wurde 1995 zunächst eine Strahlzeit von insgesamt drei Wochen dafür benutzt, um die zum Einsatz gelangende Elektronik und das Beta-Teleskop am IGISOL zu testen und einen Überblick über die zu erwartenden Ausbeuten zu erhalten.

2 Experimentelles

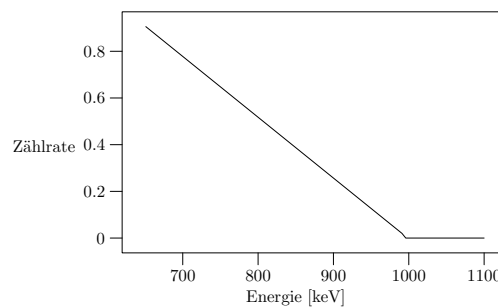
Schilderung der Grundlagen, der verwendeten Elektronik sowie der Auswertungsverfahren.

2.1 Einfache Q_{β} -Messung

Zur Messung von Q_{β} -Werten kann ein einfacher Plastiksintillator verwendet werden, der je nach der Energie der einfallenden Elektronen Lichtblitze unterschiedlicher Intensität erzeugt. Dieser Lichtstrom kann in einem Photomultiplier in einen elektrischen Strom umgewandelt und in dieser Form gemessen werden. Man erhält ein β -Spektrum gemäß Abbildung 2.1(a).



(a) Ein einfaches β -Spektrum.



(b) β -Spektrum in Fermi-Kurie-Linearisierung.

Abbildung 2.1 β -Spektrum eines einfachen Grundzustandszerfall.

Die Voraussetzung dieses einfachen Verfahrens ist ein *Grundzustandsübergang*, das heißt es findet ein β -Zerfall statt, der direkt den Grundzustand im Tochterkern bevölkert. Dies ist in der Abbildung 2.2 dargestellt, die die angeregten Energieniveaus des Tochterkerns A_ZX enthält. Ein Pfeil auf der linken Seite symbolisiert das Niveau, das von dem Zerfall populierte wird, im gezeigten Schema wird zu 100% der Grundzustand gefüttert. In diesem Falle entspricht der Endpunkt des β -Spektrums genau dem Q_{β} -Wert, da die höchste bei den Elektronen beobachtete Energie auch der höchsten (gesamten) Zerfallsenergie entspricht. Das gemessene Spektrum kann mit einem mathematischen Ausdruck, der die Form des β -Spektrums beschreibt und den Q_{β} -Wert als Parameter enthält, gefittet und der Parameter bestimmt werden.

2.2 Die Fermi-Kurie-Linearisierung

Wie aus der Abbildung 2.1(a) ersichtlich, ist es vor allem bei geringen Zählraten schwierig, in dem zu hohen Energien hin sehr flach verlaufenden Spektrum den Punkt zu finden, an dem das Spektrum sich der Nulllinie nähert. Man überführt daher durch die *Fermi-Kurie-Linearisierung* das β -Spektrum in eine Gerade. Bei dieser Transformation bleibt der Nulldurchgang des Spektrums erhalten, kann aber in der linearisierten Form

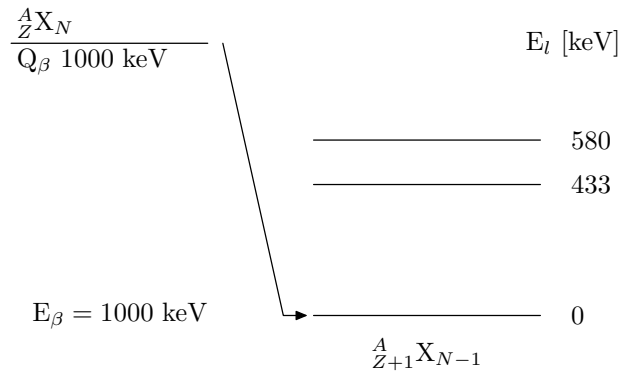


Abbildung 2.2 Fiktives Niveauschema eines einfachen β -Zerfalls aus Abbildung 2.1(a). Der Zerfall bevölkert nur den Grundzustand im Tochternuklid. Die beiden angeregten Niveaus bei 433 keV und 580 keV werden nicht bevölkert. Die freiwerdende Zerfallsenergie entspricht dem Q_β -Wert.

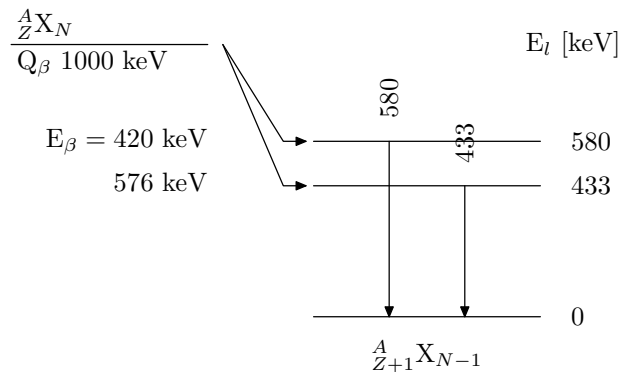


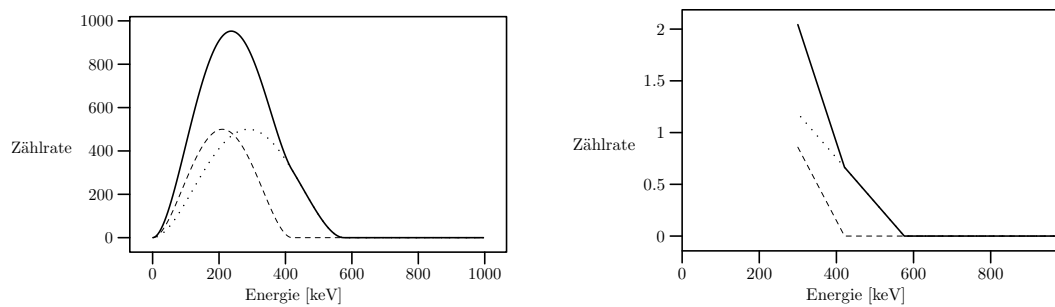
Abbildung 2.3 Fiktives Niveauschema eines Zerfalls, der zwei höherliegende Niveaus des Tochternuklids füttert. In diesem Falle entsprechen die beiden gemessenen Zerfallsenergien E_β nur mehr einem gewissen Teil ($Q_\beta - E_l$) des Q_β -Wertes, der sich jeweils aus der Summe von Niveauenergie und gemessener Zerfallsenergie ergibt.

erheblich genauer bestimmt werden (man vergleiche dazu Abbildung 2.1(b) mit Abbildung 2.1(a)).

2.3 Überlagerungsspektren

Die Voraussetzung des in Abschnitt 2.1 geschilderten Verfahrens war ein Grundzustandsübergang. In einer Vielzahl von Fällen werden jedoch mehrere Niveaus im Endkern durch β -Zerfälle gefüttert. Jeder dieser β -Zerfälle trägt zum resultierenden Gesamtspektrum bei, so daß nur die Summe aller Spektren gemessen werden kann. Die Abbildung 2.3 zeigt ein fiktives Niveauschema eines Zerfalls, der anstelle des Grundzustands zwei angeregte Niveaus der Tochter füttert. In Abbildung 2.4(b) ist das dazugehörige β -Spektrums sowie der Fermi-Kurie-Plot zu sehen.

Im Falle solcher Summenspektren ist es schwierig, die flachen Auslaufbereiche der einzelnen Teilspektren voneinander zu unterscheiden und so den genauen Endpunkt des Spektrums mit der höchsten Energie zu bestimmen. Häufig kann der direkte Zerfall zum Grundzustand, dessen Zerfallsenergie E_β dem Q_β -Wert entspricht, nicht beobachtet werden. Ein solcher Fall ist im Beispiel Abbildung 2.3 gezeigt. Eine bloße Betrachtung des höchsten Endpunktes würde in diesen Fällen einen falschen Q_β -Wert liefern.



(a) Die beiden Teilspektren (gestrichelt und gepunktet), die sich zum Gesamt- β -Spektrum überlagern (durchgezogene Linie).

(b) Der Fermi-Kurie-Plot des komplexen β -Spektrums (durchgezogen) weist zwei deutlich sichtbare Komponenten (unterbrochene Linie) auf. Die Endpunkte der einzelnen Spektren sind hier der Nulldurchgang sowie der Knickpunkt des Linienzuges.

Abbildung 2.4 β -Spektrum eines Zerfalls, der zwei angeregte Niveaus im Tochternuklid bevölkert. Das Summenspektrum setzt sich aus zwei Teilspektren zusammen.

Man benutzt zur Auswertung solcher Überlagerungsspektren zweckmäßig die nach Fermi-Kurie linearisierte Form, die eine zumeist deutliche Unterscheidung der einzelnen Komponenten erlaubt. Wie Abbildung 2.4(b) zeigt, erhält man durch die Linearisierung keine Gerade mehr, sondern einen Graph, der aus mehreren Geraden zusammengesetzt ist, eine für jedes Teilspektrum. Zum Auftrennen des Spektrums bestimmt man den Nulldurchgang des Geradenzuges und erhält die Endpunktsenergie für das Teilspektrum mit der höchsten Zerfallsenergie. Die zugeordnete Gerade kann hernach vom Gesamtplot subtrahiert werden, wodurch man einen um ein Teilspektrum reduzierten Fermi-Kurie-Plot erhält. Der Nulldurchgang dieses Plots liefert den zweithöchsten Endpunkt. Wiederholte Anwendung des Verfahrens liefert nach und nach alle Endpunkte.

Im Fermi-Kurie-Plot kann man die einzelnen Geraden umso genauer voneinander unterscheiden, je unterschiedlicher die Endpunktsenergien voneinander sind und je höher die Statistik der Messung ist. Dicht beieinanderliegende Endpunkte liefern zwei Geraden, die fast parallel verlaufen und somit nicht mehr individuell identifizierbar sind. Die Genauigkeit sinkt bei Mehrkomponentenspektren auch zu den Spektren geringerer Energie hin, da jede Gerade durch lineare Regression bestimmt wird und der dabei entstehende Fehler bei der Subtraktion hinzukommt und sich so von Spektrum zu Spektrum vergrößert.

Zur Bestimmung des Q_{β} -Wertes aus den einzeln ermittelten Endpunktsenergien sind lediglich die Niveauenergie und die gewonnene Endpunktsenergie zu addieren. Bei mehreren Spektren kann man dies für jedes einzelne Spektrum durchführen und so eine größere Zahl von individuellen Q_{β} -Werten erhalten, über die anschließend gemittelt werden kann, um den Gesamtfehler zu minimieren. Es ist auch möglich, die einzelnen Endpunktsenergien gegen die Niveauenergie aufzutragen und die sich dabei ergebende Gerade durch lineare Regression zu bestimmen. Abbildung 2.5(b) zeigt dies für die Endpunkte, die durch das Niveauschema in Abbildung 2.5(a) vorgegeben sind. Die Gerade weist stets eine Steigung von -1 auf. Sehr vorteilhaft ist es, wenn die dabei benutzten Niveauenergien möglichst unterschiedlich voneinander sind und damit einen weiten Energiebereich umfassen, da dann die Fehler bei der Regression verringert werden.

Bei der Ermittlung der Q_{β} -Werte nach dem gezeigten Verfahren ist es unbedingt er-

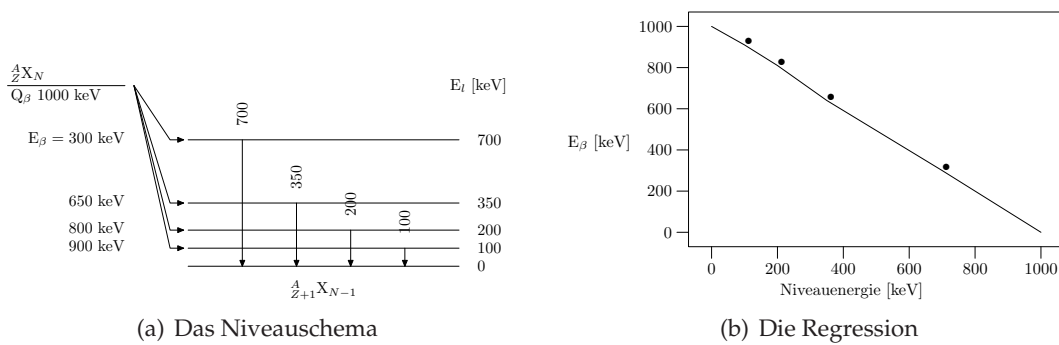


Abbildung 2.5 Ermittlung des Q_{β} -Wertes anhand mehrerer Endpunktsenergien, die gegen die Niveauenergie aufgetragen werden.

forderlich, genaue Kenntnis des zugrundeliegenden Niveauschemas zu haben, da sonst eine Aussage über den Q_{β} -Wert nicht möglich wird, lediglich die Endpunktsenergien der einzelnen Zerfälle sind ja direkt meßbar. Gerade bei Nukliden fernab der Stabilität ist dieses Schema jedoch nicht immer verfügbar. Mit Hilfe der Koinzidenzmethode, die im folgenden besprochen wird, ist es jedoch auch in diesen Fällen möglich, das Zerfallsgeschehen zu analysieren. Gleichzeitig bietet sich damit eine Möglichkeit, die Summenspektren zu entzerren und in mehrere einfachere aufzuteilen.

2.4 Koinzidenzmessungen

Die Nuklide in bestimmten Massenbereichen neigen dazu, sehr stark aufgespaltene Zerfälle aufzuweisen. Diese Kerne sind deformiert, wodurch die Entartung der Kernenergieniveaus aufgehoben wird. Es resultieren zahlreiche, in ihrer Energie ähnliche Niveaus. Als Folge davon treten statt eines einzelnen oder weniger Übergänge zahlreiche, aber intensitätsschwächere β -Spektren auf, die sich zu einem kompliziert zu analysierenden Gesamtspektrum überlagern. Mit Hilfe einer Koinzidenztechnik ist es allerdings möglich, nur diejenigen Spektren zu erfassen, deren zugeordnete Zerfälle in ein und dasselbe Niveau erfolgen. Prinzipiell werden dabei zwei Detektoren verwendet, ein herkömmlicher Plastiksintillator zur Messung der Elektronenenergien und ein γ -Detektor (Ge-Detektor). Ereignisse werden nur dann verarbeitet, wenn sowohl im β - als auch im γ -Detektor ein Ereignis aufgetreten ist.

Wie bereits im letzten Abschnitt klar wurde, tritt bei einem komplizierten Zerfall stets ein das Elektron begleitendes γ -Quant auf, dessen Energie durch das Niveauschema genau definiert ist (wobei auch mehrere γ -Quanten unterschiedlicher, jedoch immer noch genau festgelegter Energie auftreten können, wenn das Niveau entweder durch mehrere γ -Übergänge oder durch eine γ -Kaskade entvölkert wird). Weiß man aufgrund des Niveauschemas, welche γ -Energien von einem bestimmten Niveau emittiert werden, kann man das β -Spektrum mit diesen γ -Energien „gaten“, das heißt nur Ereignisse in das β -Spektrum aufnehmen, wenn das korrespondierende γ -Quant in dem Bereich des γ -Peaks liegt. Man erhält dabei mehrere einfachere β -Spektren, eines pro γ -Peak, die nur noch dem einen Zerfallskanal entsprechen, der das betreffende Niveau füttert. Das Verfahren führt somit zu einer Entflechtung der komplexen Überlagerungsspektren.

Dieses freundliche Bild wird leider etwas durch die Tatsache getrübt, daß das betrachtete Niveau nicht nur durch direkte β -Speisung, sondern auch indirekt durch γ -Kaskaden bevölkert werden kann. Man beobachtet dann nicht nur das β -Spektrum der direkten Speisung, sondern auch diejenigen, die die höherliegenden Niveaus bevölkert

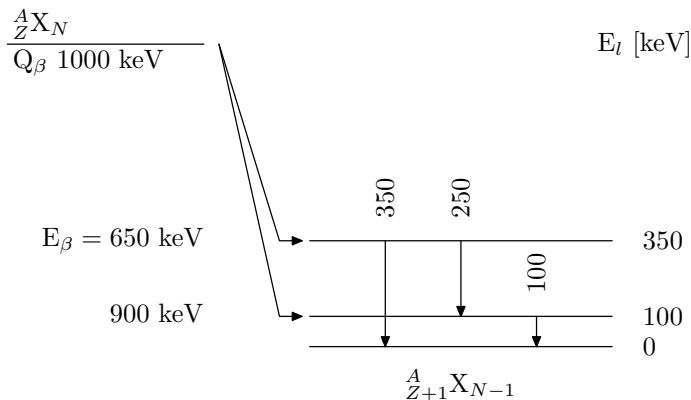


Abbildung 2.6 Ein Niveauschema mit γ -Kaskade.

haben. Diese Spektren weisen jedoch im allgemeinen niedrigere Endpunktsenergien auf, sodaß sie vom Spektrum der direkten Fütterung in der Regel unterschieden werden können, sofern sich die Endpunkte hinreichend voneinander unterscheiden.

Ein Beispiel für eine solche γ -Kaskade ist im Niveauschema Abbildung 2.6 enthalten: das 350 keV-Niveau wird bevölkert und regt sich über zwei γ -Übergänge ab. Ein Gate auf die 350 keV-Linie wird ein reines β -Spektrum mit einer Endpunktsenergie von 650 keV liefern. Das Gate auf das 100 keV-Niveau dagegen enthält zwei β -Spektren: eines mit einem Endpunkt von 900 keV, das die direkte Speisung darstellt, und eines mit dem Endpunkt 650 keV, das miterfaßt wird, da der zeitliche Abstand zwischen den 350 keV- und den 100 keV- γ -Quanten meist so gering ist, daß er mit der verwendeten Meßelektronik nicht aufgelöst werden kann.

Die Wahl der zur Auswertung herangezogenen Linien wird bei Koinzidenzmessungen von zwei Überlegungen geleitet: zum einen steigen die Intensitäten der niedrig im Niveauschema liegenden γ -Linien erheblich an, was die Statistik in den korrespondierenden β -Spektren erfreulich erhöht, zum anderen enthalten diese β -Spektren jedoch immer mehrere Komponenten, da die untersten Niveaus als Sammelbecken für über ihnen liegende γ -Kaskaden dienen. Es wird daher trotz teilweise sehr hoher Zählraten unter Umständen sehr schwierig, die einzelnen Komponenten voneinander zu unterscheiden. Die Fermi-Kurie-Plots weisen einen gekrümmten Verlauf anstelle eines polygonzugartigen Aufbaus auf. Hochliegende Niveaus dagegen liefern sehr saubere β -Spektren, weisen aber geringere Statistik auf.

2.5 Der Meßaufbau

Der Meßaufbau bestand 1995 aus einer β, γ -Koinzidenzapparatur. Da die Niveauschemata der in Aussicht genommenen Nuklide damals noch sehr unvollständig waren, wurde dieser Aufbau 1996 um eine γ, γ -Koinzidenz erweitert, mit der die Schemata kontrolliert und eventuell ergänzt werden konnten.

Der 95er-Aufbau

Das Experiment 1995 war primär als Übersichtsexperiment geplant, um die Möglichkeiten für betaspektroskopische Messungen am IGISOL auszuloten. Es wurde daher eine reine β, γ -Koinzidenz betrieben. Sie bestand aus einem 60%igen Ge(HP)-Detektor für den Nachweis der γ -Strahlung sowie einem Plastikszintillator als β^- -Teleskop.

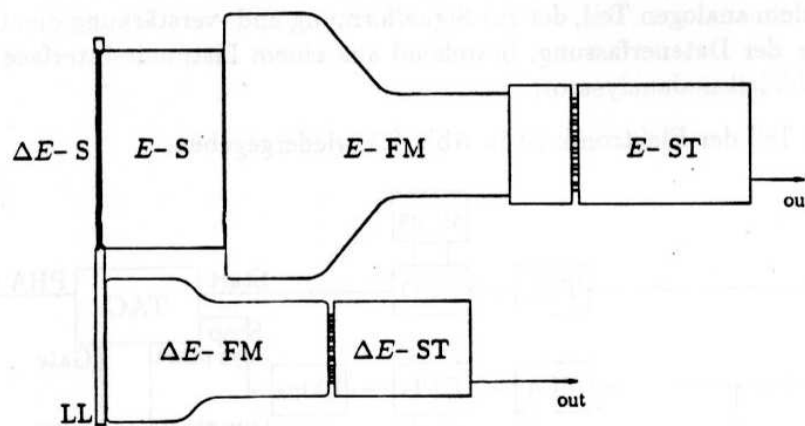


Abbildung 2.7 Das β^- -Teleskop. Deutlich sichtbar ist der große Plastikszintillator für die Energiedetektion sowie, über einen Lichtleiter nach unten versetzt, der dünne ΔE -Szintillator. Es bedeuten: S Szintillator, FM: Photomultiplier, LL: Lichtleiter. (Aus [15, S. 12].)

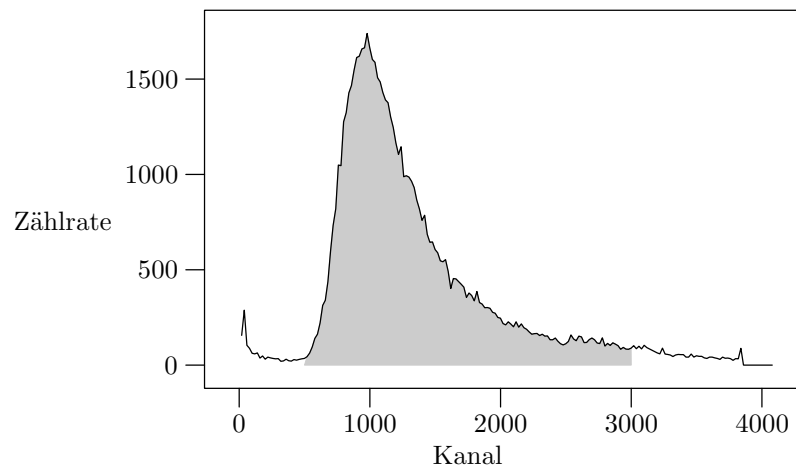


Abbildung 2.8 Ein typisches Energieverlustspektrum (Masse 115) des ΔE -Detektors. Grau schattiert ist der Bereich, der für Elektronen typisch ist und im Experiment als Bedingung genutzt wurde.

Das β^- -Teleskop Braunschweiger Bauart ist in [15] detailliert geschildert. Abbildung 2.7 zeigt den prinzipiellen Aufbau aus zwei Szintillatorblöcken. Der große Szintillator ist für die Energiedetektion vorgesehen (E-Detektor), während die dünne Plasticscheibe des zweiten nur den *Energieverlust* der eintretenden Teilchen erfaßt (ΔE -Detektor). Mit diesem Signal kann einfallende γ -Strahlung über ihren spezifischen kleinen Energieverlust von echten Elektronen unterschieden werden. Abbildung 2.8 zeigt ein solches Energieverlustspektrum für die Masse $A = 115$. Man erkennt bei Kanalzahlen um Null herum, durch die Offseteinstellung des ADC fast gänzlich abgeschnitten, den Peak, der durch einfallende γ -Strahlung hervorgerufen wird und bei Kanalzahlen von mehr als 500 den sehr deutlichen und breiten Peak, der für β -Strahlung typisch ist. Der grau schattierte Bereich wurde bei den Messungen als zusätzliche Triggerbedingung gewählt. Er beginnt deutlich über dem γ -Bereich und endet vor dem Ende der Kanalskala, um nicht zu stark in den Untergrund zu geraten.

Die Elektronik ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Sie besteht aus zwei großen Blöcken:

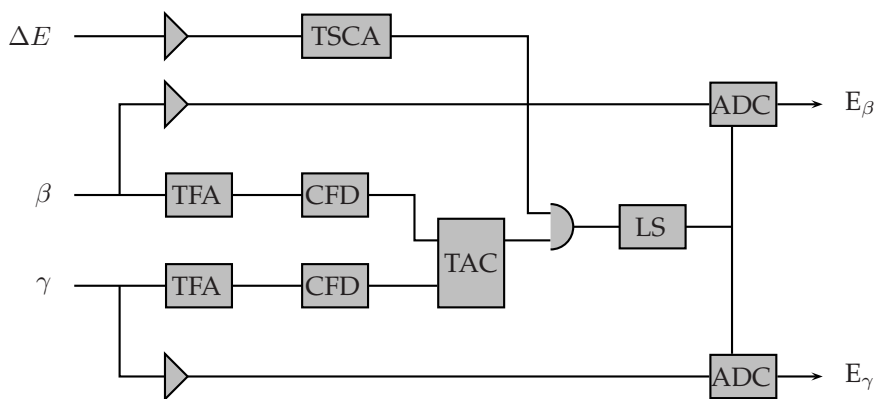


Abbildung 2.9 Elektronik-Setup 1995. Es bedeuten \triangleright Vorverstärker oder Verstärker, TFA timing filter amplifier, CFD constant fraction discriminator, TAC time-to-amplitude converter, LS logic shaper, ADC analog-to-digital converter, D logisches Modul (UND-Verknüpfung).

die Erfassung der Energiesignale des Ge-Detektors und des Plastiksintillators und die Zeitkoinzidenz. Die Energiesignale beider Detektoren werden über Verstärker den ADCs (analog to digital converter) zugeführt, die die analogen Signale in eine für den Rechner erfassbare digitale Form umwandeln. Diese Konversion findet nur statt, wenn die Koinzidenzbedingung erfüllt ist, die durch die zweite Gruppe von Elektronik realisiert wird. Zunächst werden die Signale der Detektoren nach der Verstärkung mit einem schnellen Verstärker TFA (timing filter amplifier) mit einem CFD (constant fraction discriminator) in ein scharfes, pulsartiges Signal umgewandelt, das unabhängig von der Amplitude des Eingangssignals stets in derselben zeitlichen Relation zum Signalbeginn steht. Diese beiden Signale bedeuten, daß der betreffende Detektor ein Ereignis detektiert hat. Mit Hilfe eines TAC (time to amplitude converter) wird die Zeitdifferenz zwischen den beiden logischen Signalen in eine Spannung umgewandelt. Ein in den TAC eingebauter Schaltkreis erzeugt nur dann ein logisches Ausgangssignal, wenn diese Spannung in einem bestimmten Bereich liegt. Durch die Proportionalität zwischen Spannung und Zeitdifferenz können auf diese Weise Ereignispaare ausgesondert werden, die zu lange auseinanderliegen und daher mit großer Wahrscheinlichkeit nicht von ein und demselben Zerfall stammen. Hiermit wird also die Zeitkoinzidenz realisiert.

Im Prinzip könnte man dieses Signal bereits zum Steuern der ADCs einsetzen, es wird jedoch zum Ausblenden von γ -Strahlung im β^- -Teleskop noch das erwähnte ΔE -Signal herangezogen. Ein TSCA (timing single channel analyzer) trifft dabei die Auswahl, ob das Signal innerhalb der grau schattierten Fläche der Abbildung 2.8 liegt, also kein γ -Ereignis vorliegt. Beide Signale, das des TSCA und der Zeitkoinzidenz, werden UND-verknüpft und liefern das endgültige Steuersignal.

In summa werden also nur Daten aufgezeichnet, wenn sowohl β^- - wie auch γ -Detektor ein Ereignis gesehen haben. Diese Ereignisse müssen innerhalb einer bestimmten Zeit aufeinanderfolgen, damit sie als zum selben Zerfall gehörig erkannt werden. Typischerweise liegt diese Zeit im Bereich zwischen 40 und 100 ns. Weiterhin muß der Energieverlust im β^- -Detektor größer als der für γ -Strahlung sein, um nur die Elektronen auszusondern.

Die digitalisierten Energiesignale werden von einer PC-Karte simultan erfaßt. Diese

Karte benutzt die digitalisierten Werte als x - beziehungsweise y -Koordinate einer Matrix, in der die Häufigkeit gespeichert wird, mit der die betreffende x/y - oder E_β/E_γ -Kombination auftritt, und erhöht diese Häufigkeit bei jedem Ereignis um Eins. Durch diese Darstellung kann die Matrix bei der späteren Auswertung direkt benutzt werden, um β -Projektionen in Koinzidenz mit einer bestimmten γ -Linie zu erstellen.

Der Aufbau 1996

Aus den Erfahrungen der 95er-Messung heraus wurde die Messung 1996 mit einer kombinierten β, γ - und γ, γ -Koinzidenz mit drei Detektoren ausgeführt. Für den Nachweis der Strahlung wurden verwendet:

- ein Ge(HP)-Detektor mit 30% Nachweiswahrscheinlichkeit zur Detektion der höherenergetischen γ -Strahlung bis etwa 4 MeV;
- ein Ge-Planar-Detektor mit hoher Energieauflösung für den niederenergetischen Bereich bis etwa 500 keV zum Aufbau einer γ, x -Koinzidenz;
- das β -Teleskop, $\varnothing \approx 10$ cm mit dünnem ΔE -Szintillator davor für die eigentliche β, γ -Koinzidenz.

Der elektronische Aufbau ist in Abbildung 2.10 gezeigt. Neben den Energiesignalen der einzelnen Detektoren werden die Zeitdifferenzen zwischen je zwei Signalen mit dem Datenerfassungssystem VENLA im Listmode-Format aufgezeichnet.

Ein Gesichtspunkt für den von 1995 abweichenden Aufbau war die lückenhafte Kenntnis der Zerfallsschemata in dem untersuchten Massenbereich. Um hier eventuell neue Informationen zu erlangen, sollte neben der β, γ -Koinzidenz eine γ, γ -Koinzidenz aufgebaut werden, mit deren Daten eine Zuordnung etwaiger neuer γ -Linien zu bestimmten Isotopen ermöglicht werden würde. Weiterhin stand die PC-Karte zum Einsortieren der Ereignispaare in Matrixform nicht zur Verfügung. Alle Daten sollten im Listmode-Format aufgezeichnet werden, um bei der Auswertung eine größere Kontrolle über die Randbedingungen zu haben. Zur Aufzeichnung wurde das von den finnischen Partnern bereitgestellte Online-Erfassungssystem VENLA eingesetzt.

Das Setup läßt sich wieder in mehrere Teile gliedern: die Erfassung der Energiesignale (diesmal zwei γ - und ein β - sowie das ΔE -Signal), die Erfassung der zeitlichen Korrelation zwischen den drei eigentlichen Signalen sowie Elektronik, mit der eine Triggerbedingung für die ADCs erzeugt wird.

Die Energiesignale werden wiederum über Verstärker direkt auf die ADCs gelegt. Da VENLA einen separaten Triggereingang aufweist, mit dem die Datendigitalisierung angestoßen werden kann, sind hierbei keine ADC-Gates mit Signalen zu versorgen. Der Energieverlust (ΔE) wird nicht mit Hilfe von Hardware als Bedingung eingesetzt, sondern ebenfalls digitalisiert und kann später zur Diskriminierung dienen.

Die Zeitbeziehung zwischen zwei γ -Ereignissen, beziehungsweise zwischen dem β - und einem der beiden γ -Ereignissen, wird wiederum mit Hilfe von TACs in eine Amplitude umgewandelt und dann digitalisiert. Einige der verwendeten logischen Bausteine dienen dabei nur zur Signalverstärkung und -verzweigung. Weiterhin sind einige Verzögerungselemente im 100 ns Bereich erforderlich, um die Signale zeitlich zur Deckung zu bringen. Die Signale der beiden Ge-Detektoren werden mit einem ODER-Glied verknüpft, sodaß im β -Zeitspektrum zwei Peaks zu sehen sind. Dies ist in Abbildung 2.11 dargestellt. Bei kleinen Kanalzahlen und hellgrau schattiert dargestellt, ist die Zeitverteilung zwischen Elektronen und γ -Quanten im Planardetektor zu sehen. Die hauptsächlich interessierende Zeitverteilung zwischen Elektronen und Ereignissen

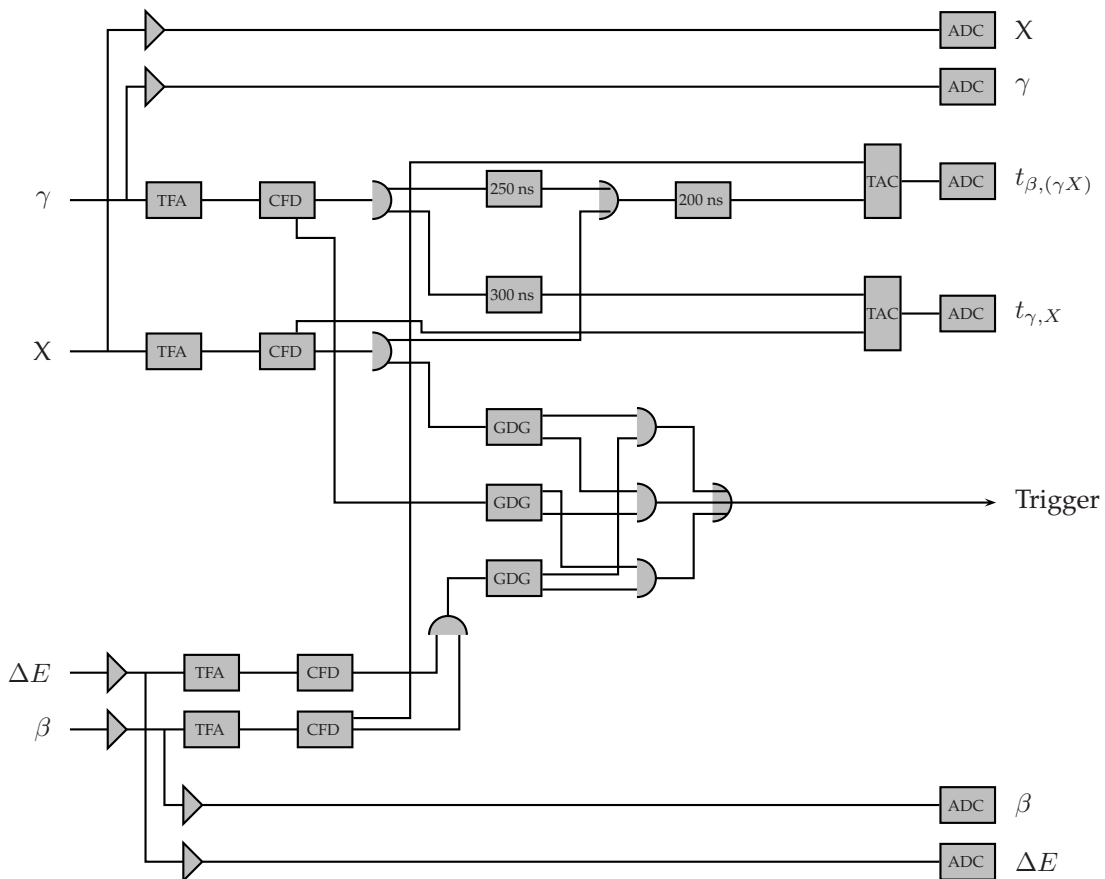


Abbildung 2.10 Elektronik-Setup 1996. Es bedeuten \blacktriangleright Vorverstärker oder Verstärker, TFA timing filter amplifier, CFD constant fraction discriminator, TAC time-to-amplitude converter, GDG gate and delay generator, ADC analog-to-digital converter, \curvearrowright logisches Modul (durchgezogene Linie: Oder, keine Linie: Und).

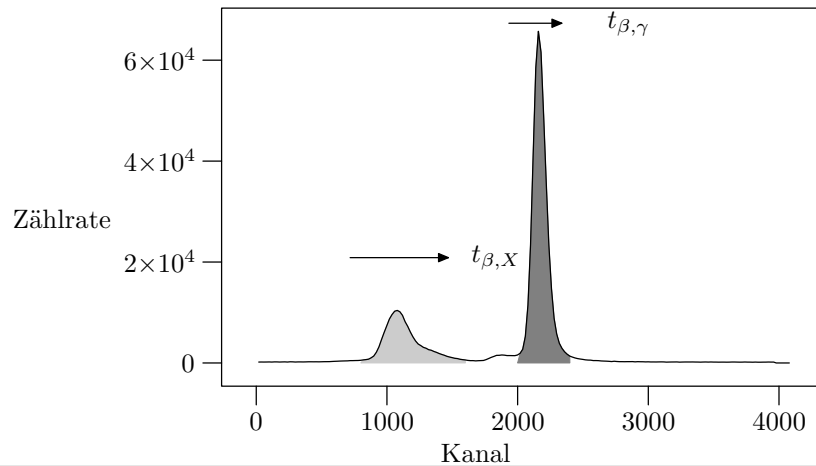


Abbildung 2.11 Ein typisches Zeitspektrum am Beispiel der Masse 115. Hellgrau schattiert ist der β,X -Zeitpeak, dunkelgrau schattiert der Peak der β,γ -Zeitverteilung.

im Ge(HP)-Detektor ist oberhalb Kanal 2000 zu finden. Im Gegensatz zu 1995 wird die Zeitkoinzidenz erst bei der Auswertung durch Setzen von Software-Gates auf die einzelnen Peaks realisiert. Der dunkelgrau schattierte Bereich in der Abbildung 2.11 markiert dabei das Gate auf den eigentlichen Zeitpeak. Die Breite des Peaks beträgt 100 ns.

Der letzte Block betrifft die Triggerbedingung: sie besteht aus einigen logischen UND/ODER-Gliedern, die ein Triggersignal genau dann liefern, wenn mindestens zwei der drei Detektoren ein Ereignis gesehen haben.

Nicht im Schaubild dargestellt ist die Erfassung der Synchrotronaktivität sowie eines laufenden Zählers, die von VENLA automatisch vorgenommen wird. Mit Hilfe der Aktivitätsdaten können Bereiche der Messung, in denen das Synchrotron ausgefallen ist, von der Auswertung herausgenommen werden.

Im Listmode-Format werden die Signale aller ADCs bei Vorliegen einer Triggerbedingung digitalisiert und auf Magnetband gespeichert. Mit Hilfe eines Programmes können diese Daten ebenfalls in eine Matrix nach dem Vorbild von 1995 umgewandelt und dann mit denselben Methoden analysiert werden. Dazu werden die Daten sequentiell gelesen und im Speicher eines Computers eine Matrix aufgebaut. Wiederum dienen die Daten des γ - und des β -Detektors als Koordinaten in dieser Matrix, deren Größe im Gegensatz zu der Einsteckkarte nicht begrenzt, sondern frei wählbar ist. Es wurden jedoch ebenfalls 4096 Kanäle für den γ - und 256 Kanäle für den β -Bereich gewählt als Kompromiß zwischen erreichbarer Genauigkeit, Auflösung und Zählrate.

Um die Zeitkoinzidenz zu realisieren, erfolgt eine Einsortierung der Daten jedoch nur, wenn gleichzeitig der den beiden Ereignissen zugeordnete zeitliche Verzug in einem bestimmten Intervall, ebenfalls typischerweise unter 100 ns, liegt (Gate auf den Zeitpeak). Zusätzlich wird wiederum der Energieverlust im ΔE -Peak als Kriterium für das Vorliegen eines echten Elektronenereignisses herangezogen (Abbildung 2.8).

2.6 Nukliderzeugung

Die in dieser Arbeit gemessenen Nuklide liegen allesamt in einem Massenbereich, dessen Ausbeute bei der Kernspaltung mit thermischen Neutronen, wie sie an einer Kernreaktion eingesetzt werden, sehr gering ist, da er im Zwischenminimum der Ausbeutekurve liegt (Abbildung 2.12).

Der Anteil der symmetrischen Spaltung und damit die Ausbeute der interessieren-

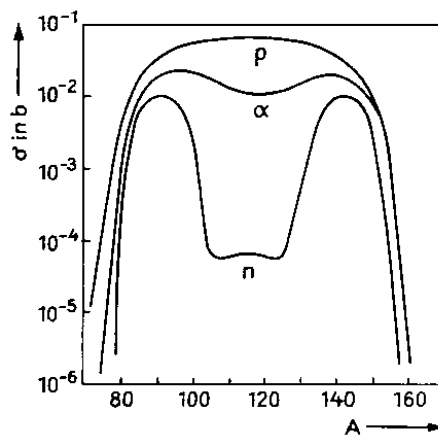


Abbildung 2.12 Ausbeutekurven bei der Kernspaltung von ^{232}Th mit verschiedenen Geschossteilchen. Die untere Kurve n zeigt das deutliche Zwischenminimum bei der Spaltung mit Neutronen von 2,5 MeV im interessierenden Massenbereich $A \approx 110$. Die oberen Kurven α und p illustrieren die Vorteile der Spaltung mit α -Teilchen von 37,5 MeV sowie Protonen von 480 MeV. (Aus [27, S. 263].)

den Nuklide kann durch die Erhöhung der Neutronenenergie verbessert werden. Wie die obere Kurve der Abbildung 2.12 schematisch zeigt, kann auch durch einen Wechsel von neutronen- zu protoneninduzierter Spaltung eine Verbesserung der Ausbeute erzielt werden. Die Experimente wurden daher am Accelerator Laboratory der Universität in Jyväskylä durchgeführt, das über ein Zyklotron und einen Massenseparator verfügt.

Die Protonen werden von einem Zyklotron erzeugt und mit einer Einschussenergie von 25 MeV auf ein Target mit ^{238}U geführt, um die Spaltung einzuleiten. Die Spaltfragmente werden am Massenseparator IGISOL (Ion Guide Isotope Separator On-Line) nach der Masse getrennt.

Die Vorteile des Systems sind insgesamt:

- Es können kurze Trennungszeiten, typischerweise im Bereich von Millisekunden, erzielt werden. Damit werden auch kurzlebige Isotope erfassbar.
- Durch den erhöhten Anteil an symmetrischer Spaltung aufgrund des Einsatzes von 25 MeV-Protonen werden die Ausbeuten der interessanten Nuklide erhöht und die Meßzeiten verkürzt.
- Die Ionisierung und Massentrennung der Spaltfragmente erfolgen ohne chemische Selektion, alle aus der Spaltung resultierenden Elemente werden gleichmäßig geliefert.

Aufbau des IGISOL

Ein entscheidender Faktor zur Erhöhung der Ausbeute an kurzlebigen Spaltprodukten ist neben ihrer durch Protonen vergrößerten Spaltausbeute die Verweilzeit im nachfolgenden Separatorsystem, das gewöhnlich aus Abschnitten besteht, in denen die Fragmente thermalisiert, sodann – meist durch hochehitze Kathoden oder Plasmen – ionisiert, wieder beschleunigt und schließlich nach Masse aufgetrennt werden. Die Durchgangszeiten durch diese Anlage können zwar sehr kurz gehalten werden, jedoch kann der Anteil an in dieser Zeit zerfallenen Nukliden beträchtlich sein.

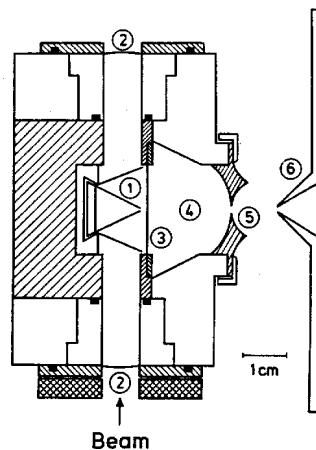


Abbildung 2.13 Die Targetkammer von IGISOL. Es bedeuten (1) U-Target im Strahlengang; (2) Eintrittsfenster; (3) dünne Folie; (4) Abbremskammer mit He gefüllt; (5) Austrittsloch; (6) Skimmerelektrode zur Nachbeschleunigung. Der Protonenstrahl fällt von unten ein und tritt am oberen Ende wieder aus der Targetkammer aus.

Der Massenseparator IGISOL beschreitet daher einen anderen Weg. Der durch das Zyklotron erzeugte Protonenstrahl trifft auf vier schräg im Vakuum des Strahlenganges angeordnete Uranfolien, in denen die Spaltreaktion stattfindet. Die dabei entstandenen primären Ionen treten durch ein dünnes Fenster in eine Kammer, die mit Helium gefüllt ist, wobei sie thermalisiert werden. Aufgrund des hohen Ionisierungspotentials des Heliums werden die Spaltfragmente auf einen einheitlichen Ladungszustand von 1^+ gebracht. Diese sekundären Ionen werden in einem elektrischen Feld wieder auf eine kinetische Energie von 20 keV beschleunigt und einem elektromagnetischen Separatorsystem zugeführt.

Insgesamt erhält man mit diesem Aufbau eine sehr rasche Massentrennung, das kürzestlebige nachweisbare Nuklid war ^{204}Tl mit $64 \mu\text{s}$ Halbwertszeit; in der Praxis sind also bei Nukliden mit Halbwertszeiten unter einer Sekunde keine Verluste durch den Separator zu erwarten.

2.7 Auswertung

Die Auswertung der Daten verläuft für beide Experimente nach demselben Schema. Von Bedeutung hierbei ist das Vorliegen der $\beta\gamma$ -koinzidenten Daten als *Matrix*, deren eine Achse die β -Energien darstellt und deren andere Achse die γ -Energien umfaßt. Betrachtet man die Matrix also längs der β -Achse, so sieht man ein β -Spektrum, das sämtliche Zerfallskanäle enthält. Nimmt man hierfür nur einen bestimmten Ausschnitt der γ -Achse, so erhält man ein zu einem bestimmten γ -Gate korrespondierendes β -Spektrum. Im idealen Fall, daß nur die zu genau einer γ -Linie gehörenden Kanäle der γ -Achse benutzt werden, stellt das β -Spektrum das Spektrum genau eines einzelnen Niveaus dar.

Im 95er-Experiment wurden die Energiesignale bereits online in eine solche Matrix einsortiert, während 1996 sämtliche Signale (Energien und Zeiten) zunächst als Listmode-Datei gesammelt wurden. Man hat hierbei den Vorteil, Fenster auf einzelne Zeitspannen und somit die Koinzidenzen während der Auswertung nach Bedarf neu setzen zu können. Zur Gewinnung einer beschriebenen Koinzidenzmatrix müssen die folgenden Bedingungen erfüllt sein:

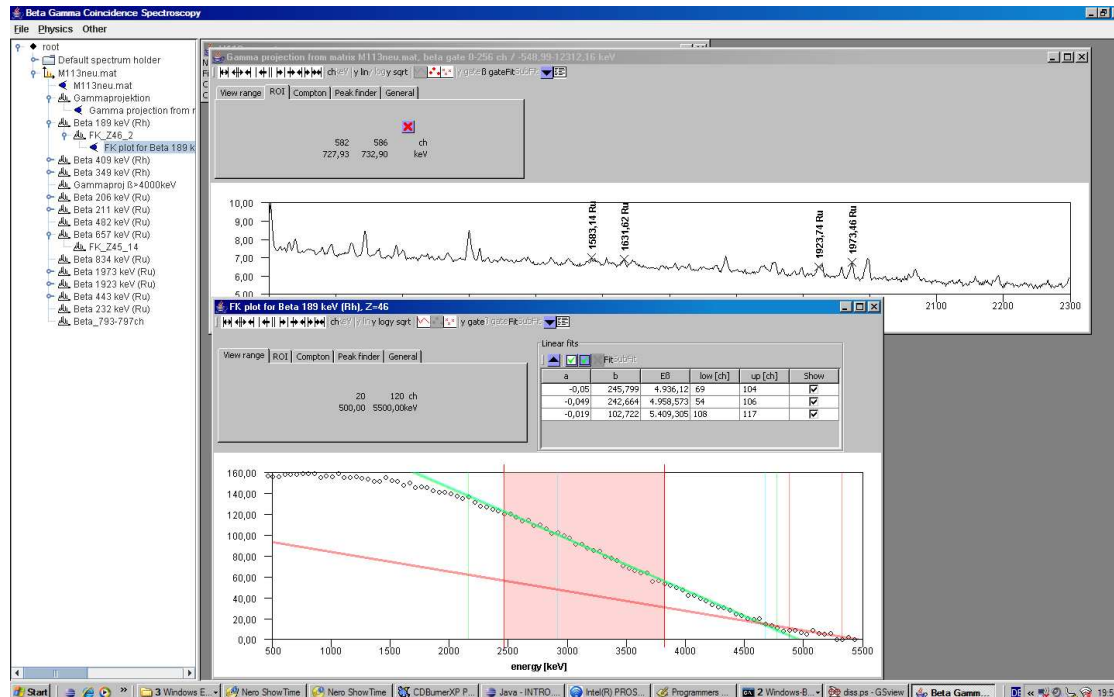


Abbildung 2.14 Screen shot des für die Auswertung von β , γ -Koinzidenzspektren geschriebenen Programms mit einem γ -Spektrum und einem Fermi-Kurie-Plot mit verschiedenen linearen Fits.

- Ein β -Ereignis muß mit mindestens einem γ -Ereignis zeitlich korreliert sein. Dies wird durch das Setzen eines Fensters auf das Signal $t_{\beta\gamma}$ erreicht. Die Größe dieses Fensters ist hierbei frei wählbar und kann bei Bedarf verkleinert werden, um die Wahrscheinlichkeit einer echten Koinzidenz zu erhöhen. Im Experiment wurde ein 300 ns großes Zeitfenster benutzt.
- Der Energieverlust im β -Szintillator muß ein Elektronenereignis anzeigen. Dies war 1995 in der Elektronik verdrahtet und 1996 durch Softwaregates steuerbar, da der Energieverlust ebenfalls in digitalisierter Form in den Listmode-Daten enthalten war.
- Ein Signal, das die Synchrotronintensität enthält, muß größer als Null sein. Hiermit wird sichergestellt, bei Strahlausfall keine Störungen durch den Untergrund als Koinzidenzen zu akzeptieren.

Zur β -Analyse werden die β - und γ -Ereignisse offline in eine Matrix einsortiert. Schnitte in dieser Matrix stellen dann β -Projektionen zu bestimmten γ -Gates dar.

Während 1995 für die Analyse der Matrix ein Programm von Herrn Dr. P. Jürgens aus der Braunschweiger Arbeitsgruppe verwendet wurde, wurde für die Auswertung der Listmode-Daten resp. der aus diesen gewonnenen Matrizen ein eigenes Windows-Programm geschrieben, das neben der Fermi-Kurie-Linearisierung und der linearen Regression auch eine komfortable Verwaltung der γ - und β -Spektren erlaubt sowie Manipulationen der Spektren anbietet: Additionen, Subtraktion von Compton-Gates sowie direkte Erzeugung von β -Projektionen aus dem γ -Spektrum heraus. Abbildung 2.14 liefert einen Eindruck des Programms.

Die γ , γ -Koinzidenz wird zur Kontrolle der in diesem Bereich teilweise lückenhaften oder unbekanntenen Niveauschemata eingesetzt, ferner zur Einsortierung evtl. neuer

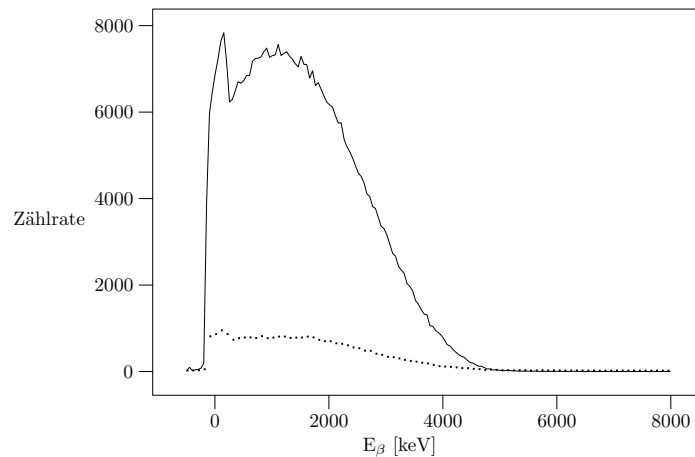


Abbildung 2.15 Illustration des Comptonabzugs am Beispiel der 189 keV-Linie von ^{113}Rh . Durchgezogene Linie: γ -gates β -Spektrum, gepunktet: Untergrundspektrum dazu.

Linien in ein Schema.

In der Praxis enthalten die β -Spektren, die innerhalb bestimmter γ -Gates liegen, neben den echten Ereignissen noch Untergrund, der durch Compton-Streuung höher-energetischer Peaks herrührt. Um diesen Untergrund zu eliminieren, wird neben dem eigentlichen Gate, zu höheren γ -Energien hin, ein zweites Gate derselben Größe gesetzt, das keinen Peak enthalten soll. Dieses Untergrundspektrum wird vom eigentlichen β -Spektrum abgezogen und liefert so ein compton-bereinigtes Spektrum, das nur noch von einem echten Ereigniss herührende Energien erfaßt. Die Abbildung 2.15 zeigt die beiden Spektren: als durchgezogene Linie das zum γ -Peak koinzidente β -Spektrum, mit Punkten markiert die zum Untergrund koinzidente β -Projektion, die vom echten Spektrum subtrahiert werden muß.

3 Experimentelle Ergebnisse

Vorstellung der Resultate aus den experimentell gewonnenen Daten: tabellarische Zusammenfassung der Ergebnisse sowie einiger davon ableitbarer Größen sowie die Details zur Auswertung der einzelnen Nuklide.

3.1 Ergebnisse

Die Tabelle 3.1 enthält eine detaillierte Auflistung der in dieser Arbeit gemessenen β -Endpunkte. Die meisten dieser Werte wurden erstmalig gemessen, lediglich ^{111}Rh wurde bereits in einem Reaktorexperiment bestimmt, bislang aber noch nicht in die Literatur aufgenommen ([11]), dieser Wert konnte bestätigt werden. Bei ^{110}Rh wurde der in der Literatur angegebene Fehler von ± 220 keV um den Faktor Vier gesenkt. $^{114,115}\text{Rh}$ wurden mit einem Fehler von ± 500 keV grob bestimmt, hier liegen nun um den Faktor Zehn genauere Werte vor.

Die der Auswertung zugrundeliegenden Niveauschemata wurden aus [8, 9, 10] sowie den Nuclear Data Sheets [17]–[22] entnommen. Die systematischen Werte sind [1] entnommen; zum Vergleich sind auch die Werte der zwischenzeitlich erschienenen neuen Ausgabe [2] aufgeführt, in die viele der vorläufigen Ergebnisse eingeflossen sind.

Massenexzesse

In Tabelle 3.2 sind die aus den Q_β -Werten nach der Gleichung

$$\Delta(Z, A) = \Delta(Z + 1, A) + Q_\beta \quad (3.1)$$

bestimmten Massenexzesse $\Delta(Z, A)$ in kursiver Schrifttype enthalten. Ebenfalls angegeben (in aufrechter Schrift) sind die letzten bekannten Massenexzesse, die die Grundlage für die Berechnung der Exzesse mit niedrigerem Z bilden. Man sieht dabei deutlich die Vergrößerung der Fehler innerhalb einer Zerfallsreihe von der Tochter zu den Vorläuferkernen hin, die durch die additive Verschleppung aller Einzelfehler zustandekommt. In der Tabelle sind die Fehler nicht aufsummiert worden, sondern nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz

$$\Delta f(x_i, \Delta x_i) = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2}$$

und der Beziehung

$$\begin{aligned} f(a, b, \Delta a, \Delta b) &= a + b \\ \Delta f &= \sqrt{\Delta a^2 + \Delta b^2} \end{aligned}$$

quadratisch fortgeführt worden.

Tabelle 3.1 Übersicht über die gemessenen β -Endpunkte.

Nuklid	Q_β exp. [keV]	andere [keV]		Syst. [1] [keV]	Syst. [2] [keV]	
^{110}Tc	9029±	55		8778±	462	9020± 60
^{110}Rh	5240±	60	5400± 220			5570± 50
^{111}Rh	3640±	50	3650± 33*	3741±	209	3647± 28
^{111}Ru	5253±	50		5496±	362	5690± 80
^{111}Tc	8055±	116		6977±	499	7450± 80
^{112}Tc	9484±	100		9705±	714	9480± 100
^{113}Rh	5008±	50		4908±	462	5010± 40
^{113}Ru	6480±	50		6632±	643	6480± 50
^{114}Rh	7392±	53	6500± 500*			7860± 120
^{115}Rh	6456±	70	6000± 500*			6190± 100
^{115}Ru	7780±	100		7625±	780	7780± 100
^{117}Pd	5735±	32		5734±	302	5730± 30

* J. Äystö, Finnland

* S. Kluge, Dissertation, TU Braunschweig ([11, S.54])

Tabelle 3.2 Die Massenexzesse der gemessenen Nuklide. Kursiv dargestellt sind die in dieser Arbeit bestimmten Werte, aufrecht stehend die Ausgangswerte aus [1].

Masse A	$\Delta(\text{Tc}, A)$ [MeV]	$\Delta(\text{Ru}, A)$ [MeV]	$\Delta(\text{Rh}, A)$ [MeV]	$\Delta(\text{Pd}, A)$ [MeV]
110	<i>-71,110 ± 0,23</i>	<i>-80,139±0,229</i>	<i>-83,109 ± 0,07</i>	-88,349±0,01
111	<i>-69,081 ± 0,14</i>	<i>-77,136 ± 0,08</i>	<i>-82,389 ± 0,06</i>	-86,029±0,04
112	<i>-66,133 ± 0,51</i>	<i>-75,617±0,5</i>	<i>-80,138±0,5</i>	-86,337±0,02
113		<i>-72,206 ± 0,08</i>	<i>-78,686 ± 0,06</i>	-83,693±0,04
114		<i>-70,894±0,5</i>	<i>-76,102 ± 0,06</i>	-83,494±0,02
115		<i>-66,167 ± 0,13</i>	<i>-73,947 ± 0,09</i>	-80,403±0,06
116			<i>-71,961±0,5</i>	-79,961±0,06
117				<i>-76,530 ± 0,06</i>

Tabelle 3.3 Aus den experimentellen Q_β -Werten bestimmte absolute Atommassen in atomaren Masseneinheiten. Kursiv dargestellt sind in dieser Arbeit ermittelte Werte, aufrecht stehend die bereits bekannten Werte aus [1]. In der jeweils zweiten Zeile sind die Fehler der Werte in μu angegeben (quadratisch fortgeführt).

A	m_{Tc} [u] Δm_{Tc} [μu]	m_{Ru} [u] Δm_{Ru} [μu]	m_{Rh} [u] Δm_{Rh} [μu]	m_{Pd} [u] Δm_{Pd} [μu]	m_{Ag} [u] Δm_{Ag} [μu]
110	<i>109,923650624</i> ± 252	109,913966185 ± 246	109,910949525 ± 240	109,905152385 ± 11	109,906110460 ± 3
111	<i>110,924991347</i> ± 122	<i>110,916961239</i> ± 88	<i>110,911551652</i> ± 69	110,907643952 ± 44	110,905294679 ± 4
112	<i>111,929003163</i> ± 554	111,918821673 ± 543	111,913969253 ± 537	111,907313277 ± 19	111,907004132 ± 18
113		<i>112,922484218</i> ± 87	<i>112,915527654</i> ± 68	112,910151346 ± 41	112,906565708 ± 18
114				<i>113,916743543</i> ± 26	113,908807907 ± 28
115		<i>114,929084470</i> ± 137	<i>114,920732299</i> ± 84	114,913683410 ± 65	114,908762282 ± 37
117				<i>116,917840961</i> ± 66	116,911684187 ± 54

Absolute Atommassen

Die Tabelle 3.3 enthält die aus den gemessenen Q_β -Werten berechneten absoluten Massen in atomaren Masseneinheiten (kursive Schrift). Diese wurden nach der Formel

$$m(Z, A) = m(Z + 1, A) + Q_\beta \quad (3.2)$$

oder – hierzu äquivalent – wahlweise

$$m(Z, A) = Au + \Delta(Z, A) \quad (3.3)$$

bestimmt, wobei der Q_β -Wert über die Identität $1 \text{ u} = 931,49432 \text{ MeV}$ in Masseneinheiten umgerechnet wird. Zur Bestimmung einer Absolutmasse gemäß Gleichung 3.2 ist also die Kenntnis der Masse des Tochternuklids erforderlich. Diese wurden aus [1] entnommen und sind in der Tabelle 3.3 in aufrechter Schrift aufgeführt. Hierbei auftretende Fehler sind ebenfalls quadratisch weitergerechnet worden.

3.2 Die β -Eichung

Zur Eichung der β -Achse wurde die in Tabelle 3.4 aufgelisteten Nuklide verwandt, die online im Meßstrahl als Oxid in der um 16 Einheiten höheren Masse auftreten. Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß die Eichpunkte unter denselben Bedingungen wie die eigentliche Messung stattfindet, die gewonnenen Daten also nicht korrigiert werden müssen.

Bei der Auswahl der γ -Gates wurde darauf geachtet, möglichst saubere Projektionen der β -Spektren mit einem einzigen Endpunkt oder mehreren, deutlich trennbaren Endpunkten zu erhalten. Die Abbildung 3.1 zeigt eine Auftragung der gemessenen

Tabelle 3.4 Die zur Eichung der β -Achse benutzten Nuklide und Linien.

Nuklid	Q_{β} -Wert [keV]	γ -Linie [keV]	aus Niveau [keV]	β - Endpunkt [keV]	Kanal
^{99}Y	7567	724	724	6843	146
^{99}Zr	4460	546	1015	3445	80
		594	959	3507	85
		594	959	3507	83
^{99}Nb	3624	137	235	3389	75
^{97}Y	6680	1291	3287	3393	77
		3401	3401	3279	76
^{100}Zr	3335	504	504	2831	68
^{116}Pd	2607	114	114	2493	59

Kanäle gegen die Eichenergien sowie die Abweichungen der aus der Eichgerade ermittelten Werte gegen die wahren Energien.

Die Auflösung der Matrix in Richtung der β -Achse betrug 256 Kanäle. Dies ist kein fest vorgegebener Wert, sondern ergibt sich als Kompromiß zwischen Genauigkeit (hohe Kanalzahlen mit entsprechend weniger keV pro Kanal) und Statistik (durch die Verteilung auf viele Kanäle ist die Häufigkeit der Ereignisse pro Kanal kleiner, was die Auswertung deutlich erschwert und zu zu geringen Zahlenwerten bei den Ergebnissen führt, da dann selbst die linearisierte Form sehr flach über dem Untergrund verläuft). Bei der gewählten Auflösung ist die Statistik in den β -Projektionen hinreichend groß, um sichere Endpunktsbestimmungen zu erlauben.

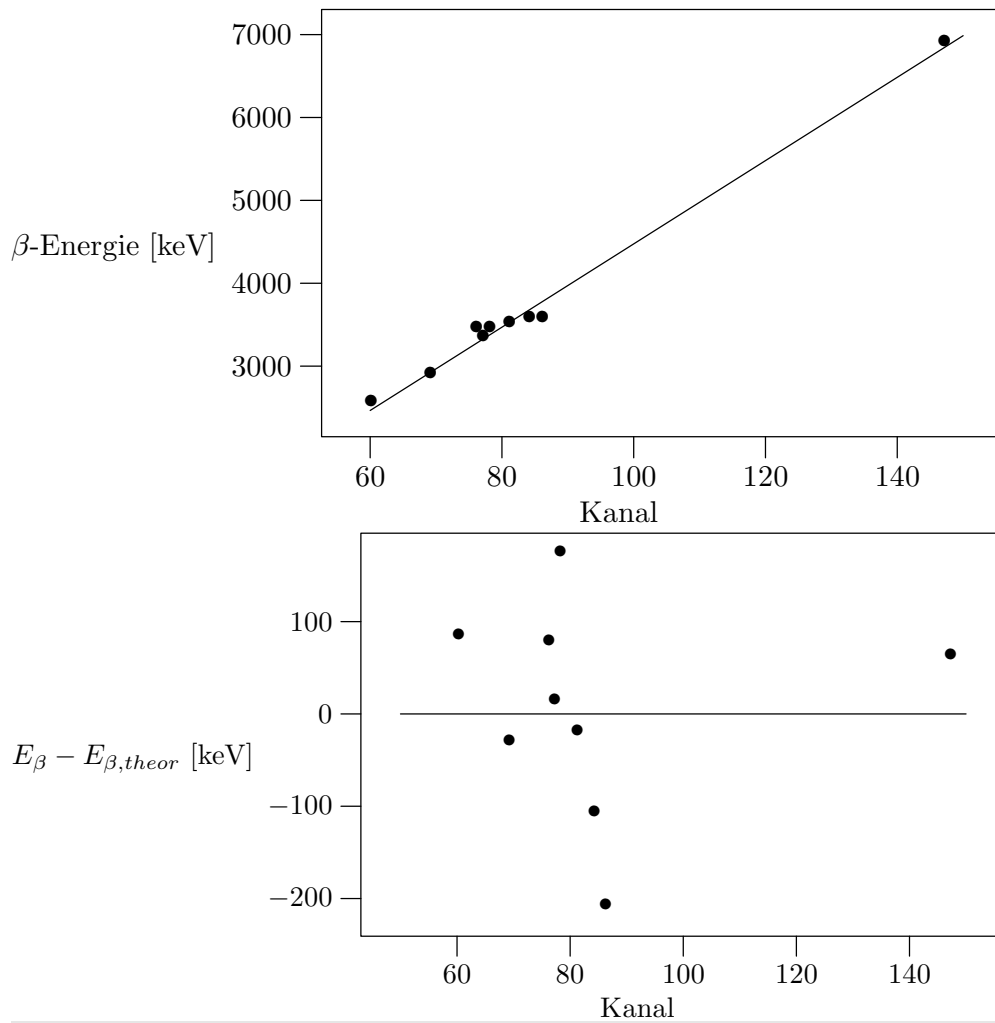


Abbildung 3.1 Die Eichgerade der β -Achse. Oben die Energien gegen die gemessenen Kanalzahlen aufgetragen, unten die Abweichungen der über die Gerade ermittelten Sollwerte von den wahren Energien.

3.3 Technetium 110

Von diesem Nuklid, das eine Halbwertszeit von 0,92 s besitzt, ist bereits ein Niveauschema mit zahlreichen Linien bekannt, von denen die stärksten zur Auswertung herangezogen werden konnten (Gammaspektrum in Abbildung 3.2, Niveauschema in Abbildung 3.3). Die zu den das 1820 keV-Niveau entvölkernden schwächeren Linien koinzidenten β -Spektren wurden zur Erhöhung der Statistik bei der Endpunktsbestimmung aufsummiert.

Der Grundzustandsübergang aus dem 240 keV-Niveau weist hohe Statistik auf und wird zusammen mit dem Wert des 1820 keV- und des 2046 keV-Niveaus zur Bestimmung der Zerfallsenergie benutzt. Die Übergänge aus dem 612 keV-Niveau zeigen E_{β} -Werte von ca. 7000 keV und werden klar aus den 1820 keV- und 2046 keV-Niveau gespeist.

Tabelle 3.5 gibt Auskunft über die verwendeten γ -Gates und die einzelnen Ergebnisse, Abbildung 3.3 zeigt das partielle Niveauschema, Abbildung 3.4 die Fermi-Kurie-Plots der ausgewerteten Linien sowie des Summenspektrums des 1820 keV-Niveaus. Insgesamt erhält man als Ergebnis

$$Q_{\beta}=9029\pm 55 \text{ keV}$$

Der systematische Wert aus [1] ist 8778 ± 460 keV.

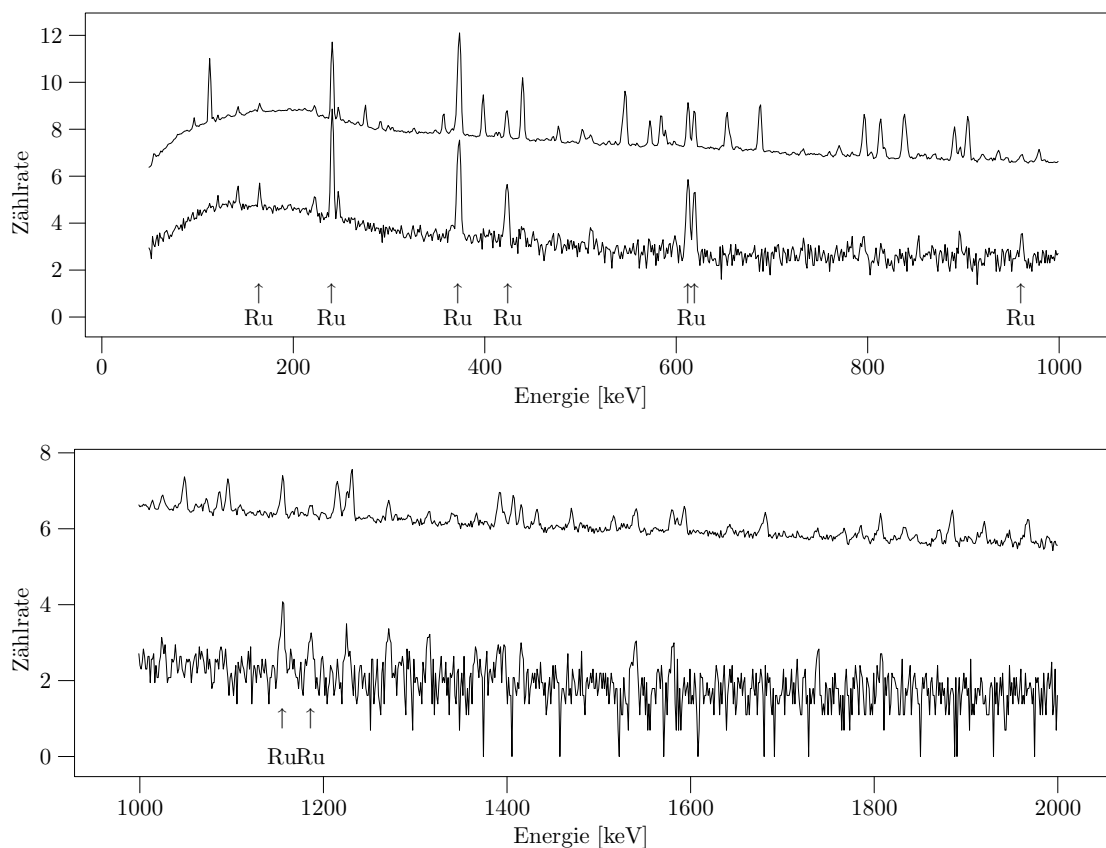
Die weiteren Übergänge aus den Niveaus 1396, 1655, 1396, 859 sind zu schwach und zeigen nur Endpunktsenergien zwischen 5500 und 6500 keV. Eine direkte Speisung dieser Niveaus ist somit unwahrscheinlich, da auch die Endpunktsenergien von 7000 keV der indirekten Speisung über die Niveaus zwischen 1820 und 2046 keV kaum zu beobachten ist. Offenbar sind die Übergänge schon zu schwach und die hohen β -Energien sind verloren. Das beobachtete Speisungsmuster kann mit den Ergebnissen von QRPA-Rechnungen verglichen werden, die in Abbildung 3.5 für verschiedene Kerndeformationsparameter ϵ_2 zwischen $-0,5$ und $0,5$ gezeigt sind. Die Rechnungen zeigen übereinstimmend, daß eine nennenswerte β -Speisung erst in Niveaus oberhalb von etwa 2000 keV erfolgt, was zu der experimentellen Beobachtung einer Speisung ab 1820 keV paßt. Bei einigen Deformationen setzt die Speisung erst bei Niveaus ab etwa 3000 keV ein; würde ein solches Speisungsmuster realisiert, müßte der resultierende Q_{β} -Wert um 1 MeV nach oben korrigiert werden.

Betrachtet man jedoch zunächst die Deformationen, bei denen die Speisung schon um etwa 2000 keV einsetzt, sieht man, daß in allen Varianten eine zusätzliche Speisung weiterer Niveaus bei höheren Energien erfolgt, teilweise in beträchtlicher Stärke. Dies würde darauf hindeuten, daß die beobachteten Endpunkte von 5500 bis 6500 keV auf die Speisung ebensolcher Niveaus zurückzuführen ist, die demnach in Niveaus zwischen 2500 und 3500 keV erfolgen müßte.

Es ist noch zu beachten, daß nur bei wenigen Deformationen eine nennenswerte Speisung in das tiefliegende Niveau 240 keV erfolgt. Dessen E_{β} -Wert von 8800 keV ist jedoch zu hoch, um durch indirekte Speisung aus höheren Niveaus erklärt zu werden. Es muß daher tatsächlich eine Speisung dieses Niveaus stattfinden.

Tabelle 3.5 γ -Gates und Niveauenergien bei der Auswertung von ^{110}Tc .

γ -Gate [keV]	Niveauenergie [keV]	E_β [keV]	Q_β [keV]
1186	2046	7000 ± 150	9046 ± 150
164, 424, 960	1820	7137 ± 100	8957 ± 100
796	1655	(5600 ± 200) (4060 ± 50)	
1155	1396	(6000 ± 500)	
372	612	(6975 ± 150) (4890 ± 50)	
612	612	(6900 ± 150)	
619	860	(6600 ± 150)	
240	240	8845 ± 50	9085 ± 50

**Abbildung 3.2** Die γ -Projektion für $A = 110$; markiert sind die Linien des $^{110}\text{Tc} \rightarrow \text{Ru}$ -Zerfalls. (a) Das obere Spektrum stellt die normale γ -Projektion bei niedrigen Energien dar. (b) Durch Gaten mit der Bedingung $E_\beta > 4$ MeV verbleiben nur die γ -Linien der Nuklide mit den höchsten Zerfallsenergien.

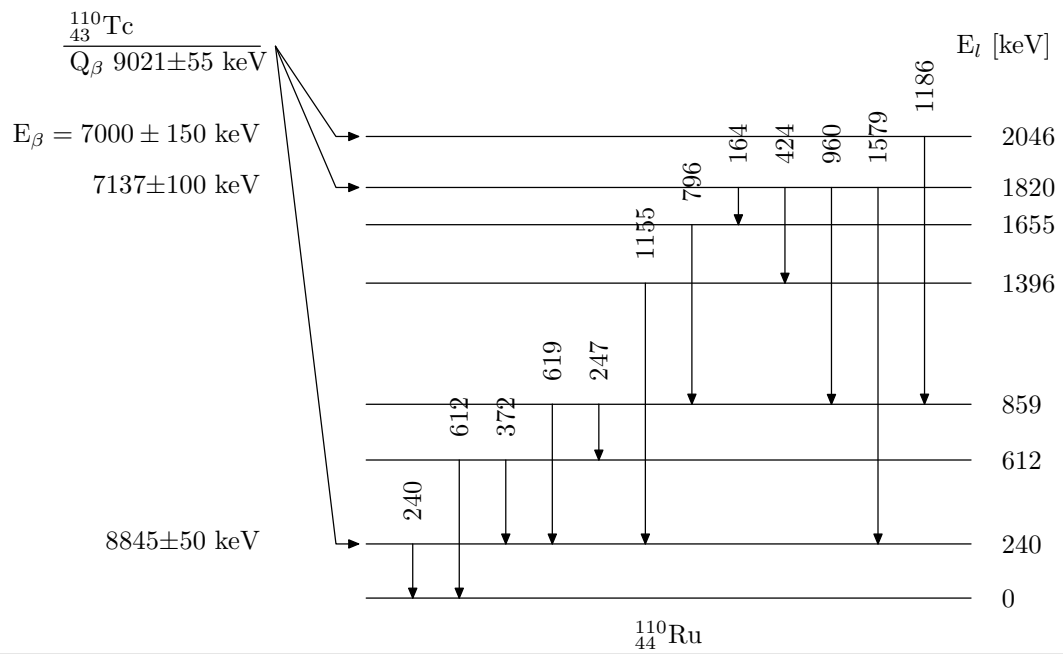


Abbildung 3.3 Das partielle Niveauschema von ^{110}Tc mit den Linien, die zur Q_{β} -Bestimmung benutzt werden.

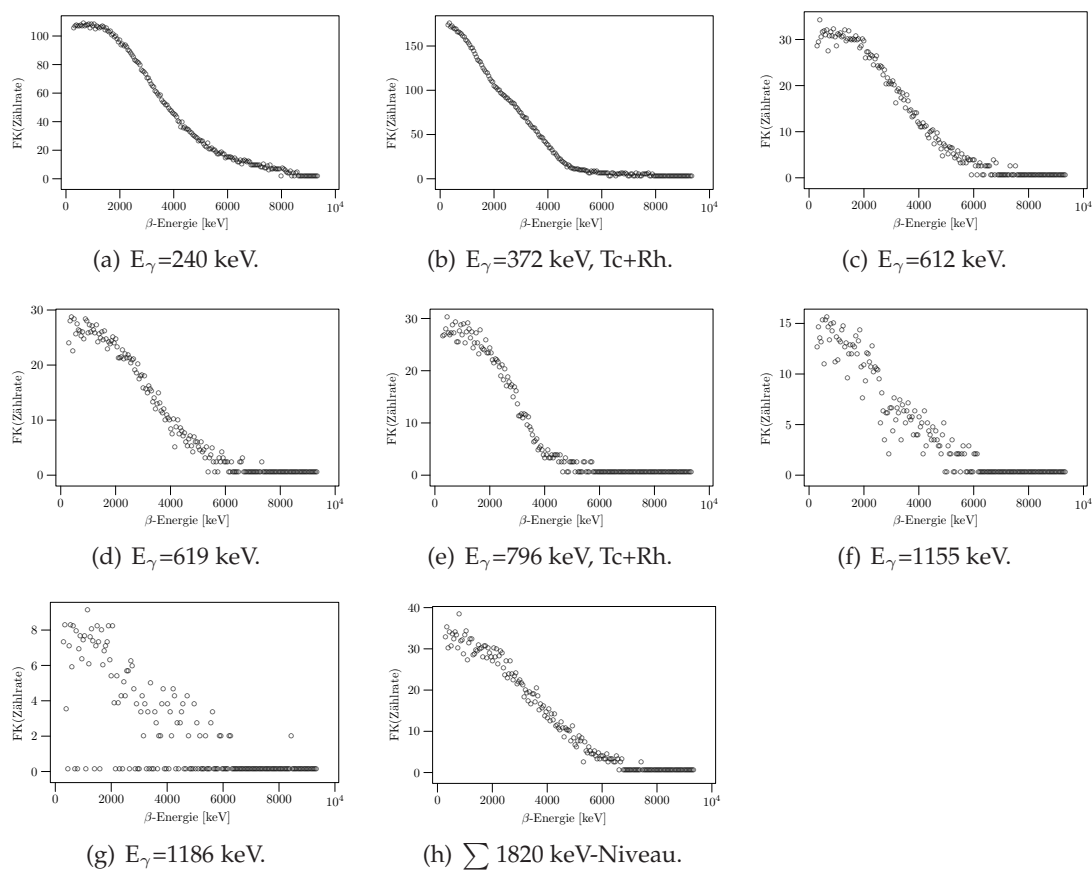


Abbildung 3.4 Fermi-Kurie-Plots der ausgewerteten Linien von ^{110}Tc . Angegeben ist jeweils die Energie der γ -Linie. Die 372 keV- und 796 keV-Linie überlagern die 373 keV- und die 797 keV-Linie des Pd, die β -Komponenten können im Fermi-Kurie-Plot jedoch sauber getrennt werden.

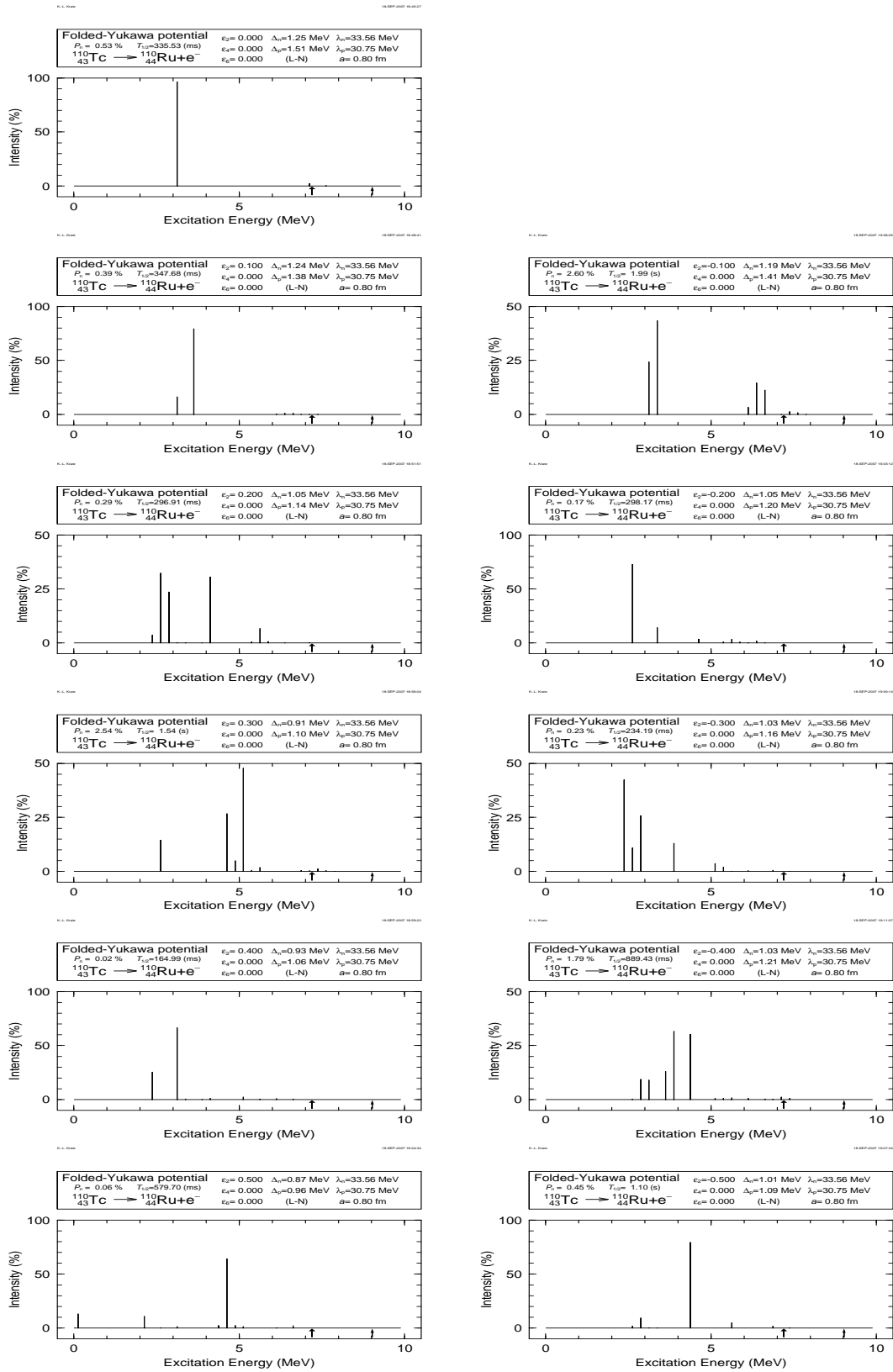
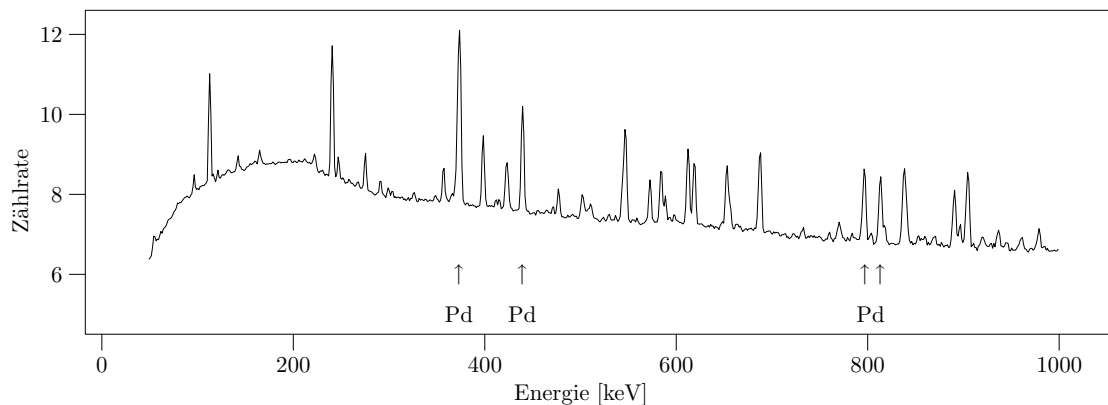


Abbildung 3.5 Die β -Speisung, berechnet mit Hilfe der QRPA, für verschiedene Deformationen $\epsilon_2 \in [-0.5, 0.5]$ für ^{110}Tc .

Tabelle 3.6 γ -Gates und Niveauenergien bei der Auswertung von ^{110}Rh .

γ -Gate [keV]	Niveauenergie [keV]	E_β [keV]	Q_β [keV]
797	1170	4060 ± 50 (5600 ± 200)	5230 ± 50
373	373	4890 ± 50 (6975 ± 150)	5264 ± 50
813	813	4471 ± 50	5284 ± 50
439	813	4373 ± 100	5186 ± 100

**Abbildung 3.6** Die γ -Projektion für $A = 110$; markiert sind die Linien des $^{110}\text{Rh} \rightarrow \text{Pd}$ -Zerfalls.

3.4 Rhodium 110

Der Q_β -Wert dieses Nuklids wurde bereits zu 5400 ± 220 bestimmt [1]. Es konnten jedoch einige Linien zu einer weiteren Q_β -Bestimmung genutzt werden, das entsprechende Niveauschema zeigt Abbildung 3.7. Die beiden stärksten Linien 373 keV und 797 keV entsprechen fast genau den Linien bei 372 keV und 796 keV des $\text{Tc} \rightarrow \text{Ru}$ -Zerfalls, jedoch unterscheiden sich die E_β -Werte so stark voneinander, daß die β -Spektren von Ru und Pd sauber voneinander getrennt werden können. Dies kann man anhand der Fermi-Kurie-Plots der Abbildung 3.8 erkennen. Die Teilbilder (a) und (d) zeigen jeweils den originalen Fermi-Kurie-Plot der betreffenden Gates, die Teilbilder (b) und (e) die Plots nach Abzug der hochenergetischen Tc-Komponente.

Die Tabelle 3.6 gibt Auskunft über die verwendeten γ -Gates und die einzelnen Ergebnisse, Abbildung 3.8 zeigt die Fermi-Kurie-Plots. Insgesamt erhält man als Ergebnis

$$Q_\beta = 5240 \pm 60 \text{ keV}$$

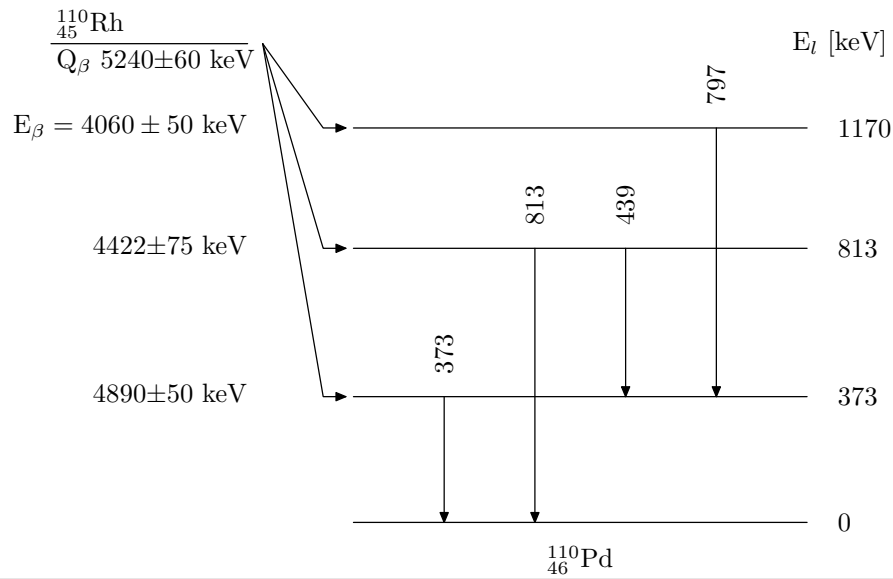


Abbildung 3.7 Das partielle Niveauschema von ^{110}Rh mit den Linien, die zur Q_{β} -Bestimmung benutzt werden.

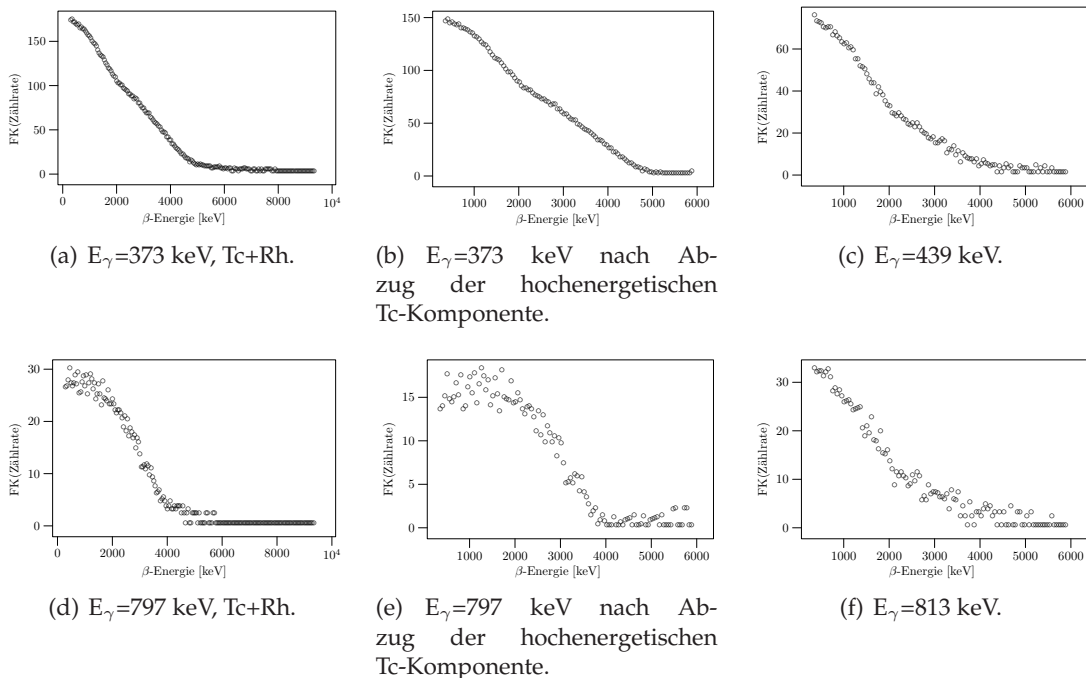
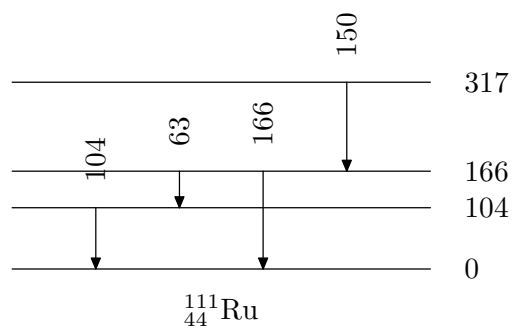
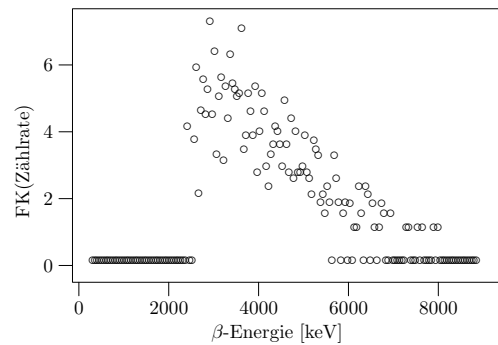


Abbildung 3.8 Fermi-Kurie-Plots der ausgewerteten Linien von ^{110}Rh . Angegeben ist jeweils die Energie der γ -Linie.

(a) Bekanntes Niveauschema des ^{111}Tc -Zerfalls.

(b) Fermi-Kurie-Plot der 104 keV-Linie.

Abbildung 3.9 Beispiel zur Auswertung von ^{111}Tc . (a) Das zu Beginn des Experiments bekannte Niveauschema des ^{111}Tc -Zerfalls. (b) Der Fermi-Kurie-Plot der 104 keV-Linie mit der Fitgeraden zur Endpunktsbestimmung.

3.5 Technetium 111

Das Niveauschema dieses Nuklids, das mit einer Halbwertszeit von 0,3 s zerfällt, ist noch sehr unvollständig und enthält nicht mehr als die vier Linien 63 keV, 104 keV, 150 keV und 166 keV ([10, 18], Abbildung 3.9(a)). Die 63 keV- und die 166 keV-Linie sind zu schwach zur Auswertung, die 150 keV-Linie ist sehr stark, weist jedoch einen um knapp 1 MeV höheren E_β -Wert auf als nach der Systematik zu erwarten ist (7800 keV, während der systematische Q_β -Wert lediglich 6977 keV beträgt). Da die Gefahr groß ist, hier schon den Zerfall der höherenergetischen Nuklide wie ^{111}Mo zu sehen, die einen systematischen Q_β -Wert von über 8000 keV haben, mußte von einer Auswertung dieser Linie abgesehen werden. So kann nur der Grundzustandsübergang 104 keV zur β -Auswertung herangezogen werden. Insgesamt erhält man jedoch eine sehr gute Statistik. Anhand der sicher eingeordneten 104 keV-Linie kann der Q_β -Wert zu

$$Q_\beta = 7394 \pm 150 \text{ keV}$$

bestimmt werden. Abbildung 3.9(b) zeigt den Fermi-Kurie-Plot des zur 104 keV-Linie koinzidenten β -Spektrums. Der systematische Wert [1] ist 6977 ± 499 keV.

Erweiterung des Niveauschemas

Aufgrund der guten Statistik schien es sinnvoll, ein Gamma-Spektrum zu erzeugen, das mit β -Energien über 5500 keV korreliert ist. Da die gesicherten oder systematischen Q_β -Werte der späteren Glieder der Zerfallskette ^{111}Ru und ^{111}Rh unterhalb dieses Wertes liegen, verbleiben auf diese Weise nur solche γ -Linien im Spektrum, die zum Zerfall von $^{111}(\text{Tc}, \text{Mo}, \text{Nb}, \text{Y})$ gehören. Man erkennt anhand des direkten Spektrenvergleichs der Abbildung 3.10(a) deutlich den Effekt dieser β -Energiekorrelation. Die verbleibenden Peaks sind in Tabelle 3.7 aufgelistet und in Abbildung 3.10(b) zur Verdeutlichung isoliert dargestellt. Leider waren die zum Zeitpunkt des Experiments vorliegenden Daten des Zerfalls von $\text{Tc} \rightarrow \text{Ru}$ schon sehr lückenhaft, über die weiteren Zerfälle wie $\text{Mo} \rightarrow \text{Tc}$ war noch überhaupt nichts bekannt. Man erkennt am gefilterten Gammaskpektrum eine Reihe von sehr starken Peaks, von denen die stärksten Linien 368 keV und 280 keV noch nicht zugeordnet sind. Die bekannte Ru-Linie bei 104 keV gehört bereits zu den schwächeren Linien, einzig die bekannte 150 keV-Linie reiht sich noch unter den starken Peaks ein.

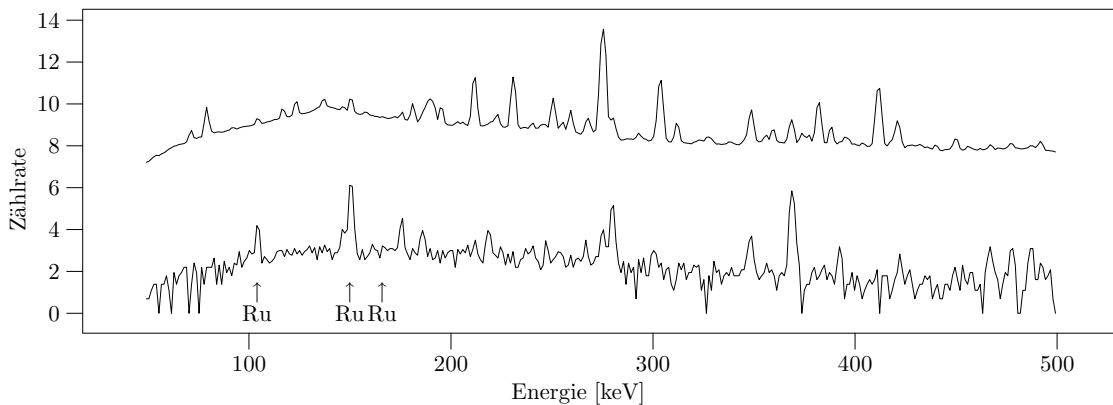


Abbildung 3.10 Beispiel zur Auswertung von ^{111}Tc . (a) Das obere Spektrum stellt die normale γ -Projektion bei niedrigen Energien dar. (b) Durch Gaten mit der Bedingung $E_{\beta} > 5,5 \text{ MeV}$ verbleiben nur die γ -Linien der Nuklide mit den höchsten Zerfallsenergien.

Tabelle 3.7 Tabellarische Auflistung der γ -Linien des β -korrelierten γ -Spektrums mit E_{β} oberhalb von 5500 keV aus der Abbildung 3.10(b). Ein „ja“ in der Spalte „Koinzidenz“ bedeutet, daß die γ -Linie gemäß der im Laufe des Experiments durchgeführten γ, x -Koinzidenzauswertung mit einer dem ^{111}Tc zugeordneten Linie (104 keV, 150 keV) koinzident ist.

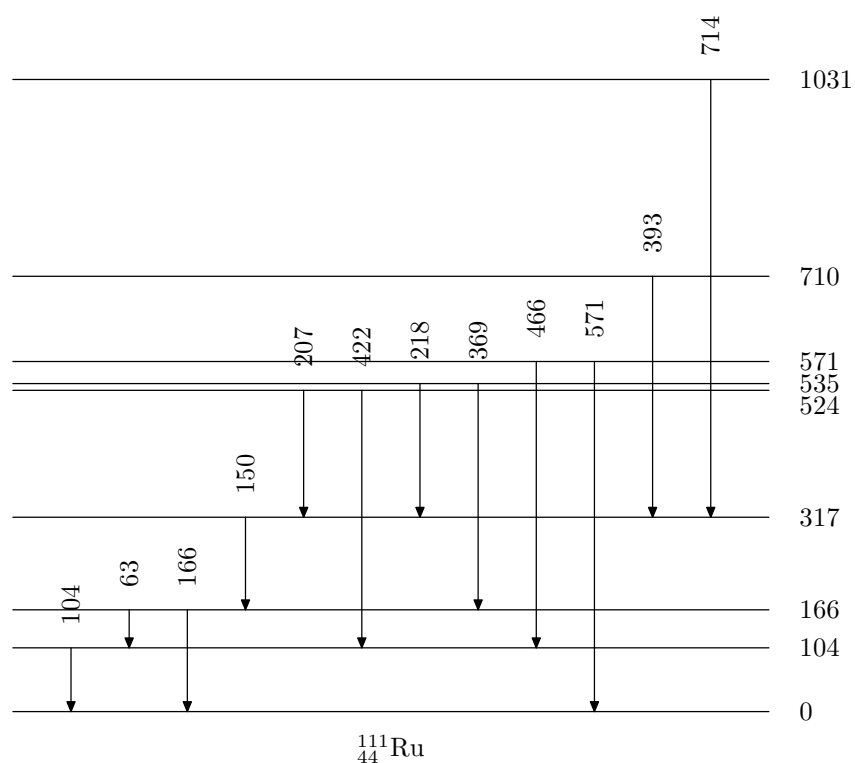
Linie [keV]	Koinzident	Linie [keV]	Koinzident	Linie [keV]	Koinzident
176	ja	300		476	
186		349		486	
218	ja	368		542	
266		392	ja	571	
275		422	ja	1025	
280		467	ja		

Während des Experiments wurden mit der γ, x -Koinzidenzapparatur erste Auswertungen vorgenommen, deren Resultate, bezogen auf die sicher zu ^{111}Tc gehörenden Linien, in den Tabellen 3.7 und 3.8 dargestellt sind. Leider können viele Linien der γ, x -Spektroskopie nicht für Q_{β} -Messungen verwendet werden, da sie zu schwach für eine sichere Auswertung sind. Aus demselben Grund umfasst die Tabelle 3.7 nur einen kleinen Teil der Linien, die bei der γ, x -Koinzidenz ausgewertet werden. Eine umfassendere Auswertung der γ, x -Koinzidenzen erfolgte im Rahmen dieser Arbeit nicht, wurde jedoch später von Mitglieder der beteiligten Institute vorgenommen ([24]), deren Ergebnisse weiter unten aus Sicht der β, γ -Messung betrachtet werden.

Nimmt man beide zum damaligen Zeitpunkt vorhandenen Informationen zusammen, stellt man fest, daß die Hauptlinien des Gammaskpektrums im wesentlichen nicht zugeordnet sind. Da ihre β -Endpunkte erheblich über dem systematischen Q_{β} -Wert liegen, mußte angenommen werden, daß sie nicht mehr dem Tc-Zerfall zugeordnet werden dürfen, sondern möglicherweise dem unbekanntem Mo-Zerfall. Aus den verbleibenden schwachen Linien kann das in Abbildung 3.11 gezeigte ergänzte Schema aufgebaut werden, das in sich schlüssig ist und auf dem bisher bekannten Schema aufbaut.

Tabelle 3.8 Erste γ, x -Koinzidenzen bei ^{111}Tc , ausgewertet während des Experiments.

Linie [keV]	koinzident dazu [keV]
104	175, 466, 422
150	66, 104, 166, 175, 207, 220, 393, 714

**Abbildung 3.11** Erweitertes Niveauschema von ^{111}Tc mit einer möglichen Einordnung der vermuteten neuen Linien in das Schema.

Niveauschema aus γ, γ -Koinzidenzen

Basierend auf dem Experiment dieser Arbeit, wird in [24] ein Zerfallsschema für ^{111}Tc vorgeschlagen, das durch eine systematische Auswertung der aufgenommenen γ, γ -Koinzidenzen bestimmt worden ist. Abbildung 3.12 zeigt den für die Q_β -Messungen interessanten Ausschnitt. Wie man sieht, konnten durch die Messung zahlreiche Linien eingefügt werden, vor allem die stärksten Linien des zu $E_\beta > 5500$ keV koinzidenten Gammaspektrums konnten sicher dem Zerfall $\text{Tc} \rightarrow \text{Ru}$ zugeordnet werden.

Man erkennt leicht, daß das neue Niveauschema erheblich von dem damaligen bekannten rudimentären Schema abweicht, sodaß an dieser Stelle eine neue Betrachtung der Q_β -Daten angebracht erscheint. Die Hauptfütterung erfolgt in die 150 keV- und 368 keV-Niveaus. Tabelle 3.9 listet die zur Auswertung genutzten Linien, die gemessenen E_β - und die berechneten Q_β -Werte auf, die Abbildung 3.13 zeigt die dazugehörigen Fermi-Kurie-Plots. Es zeigt sich, daß alle neu genutzten Linien erheblich höhere E_β -Werte aufweisen als die alten Linien. Besonders die 368 keV-Linie, die zum am stärksten gefütterten Niveau gehört, weist einen sehr sauberen Verlauf mit einer einzigen β -Komponente auf.

Da alle neu verwendeten Linien gleichzeitig erhebliche höhere Intensitäten besitzen, liegt die Vermutung nahe, daß die hochenergetischen Teile der schwachen früher bekannten Linien (zum Beispiel 104 keV oder 571 keV) durch die sehr geringe Statistik verloren werden. Einzig die 150 keV-Linie war schon während der Experimentierphase mit hoher Statistik gemessen worden, wies aber mit über 7700 keV schon damals einen E_β -Wert auf, der so hoch war, daß er mit den erwarteten systematischen Q_β -Werten nicht erklärbar war. Da die Gefahr bestand, hier schon den Zerfall von Mo zu sehen, wurde die Linie nicht in die Q_β -Bestimmung aufgenommen. Da jedoch alle im neuen Niveauschema vorhandenen, nun zugeordneten starken Linien ebenfalls sehr hohe E_β -Werte aufweisen, scheint der E_β -Wert der 150 keV-Linie schlüssig zu sein.

Aus den neuen Daten erhält man einen Wert von

$$Q_\beta = 8055 \pm 116 \text{ keV}$$

Abbildung 3.14 stellt die β -Speisungen dar, die man aus QRPA-Rechnungen für verschiedene Deformationsparameter ϵ_2 zwischen $-0,5$ und $0,5$ erhält. Man sieht deutlich, daß für einige Deformationen Speisungen von hochliegenden Niveaus vorhergesagt werden, die so nicht beobachtet werden können. Einige weitere Deformationen sagen die Speisung niedriger Niveaus voraus, einige davon die Speisung eines einzelnen Niveaus, andere die einer Gruppe von niedrigen Niveaus. Da die E_β -Werte der 150 und 279 keV-Linie im Rahmen der Meßgenauigkeit identisch sind, könnte man das bei der Auswertung angenommene Speisungsmuster vereinfachen und annehmen, daß nur das 279 keV-Niveau bevölkert wird. Dann müßte jedoch der verbindende Übergang 129 keV beobachtet werden, was nicht der Fall ist. Auf ähnliche Weise weichen viele andere E_β -Werte nur in den Grenzen voneinander ab, in denen sich auch die beteiligten Niveauenergien unterscheiden. Da jedoch die verbindenden Übergänge nie oder nur sehr schwach beobachtet werden, muß davon ausgegangen werden, daß im Gegensatz zu den QRPA-Rechnungen nicht nur ein tiefliegendes Niveau gespeist wird, sondern mehrere, die nicht über Kaskaden, sondern über die beobachteten Grundzustandsübergänge entvölkert werden.

Es zeigt sich, daß einer gemeinsamen Aufnahme von β, γ - und γ, γ -Koinzidenzspektren eine elementare Bedeutung zukommt, da vor allem bei sehr lückenhaften Zerfallsdaten die Q_β -Bestimmung mangels sicherer Zuordnung nur einen Teil der Daten nutzen kann,

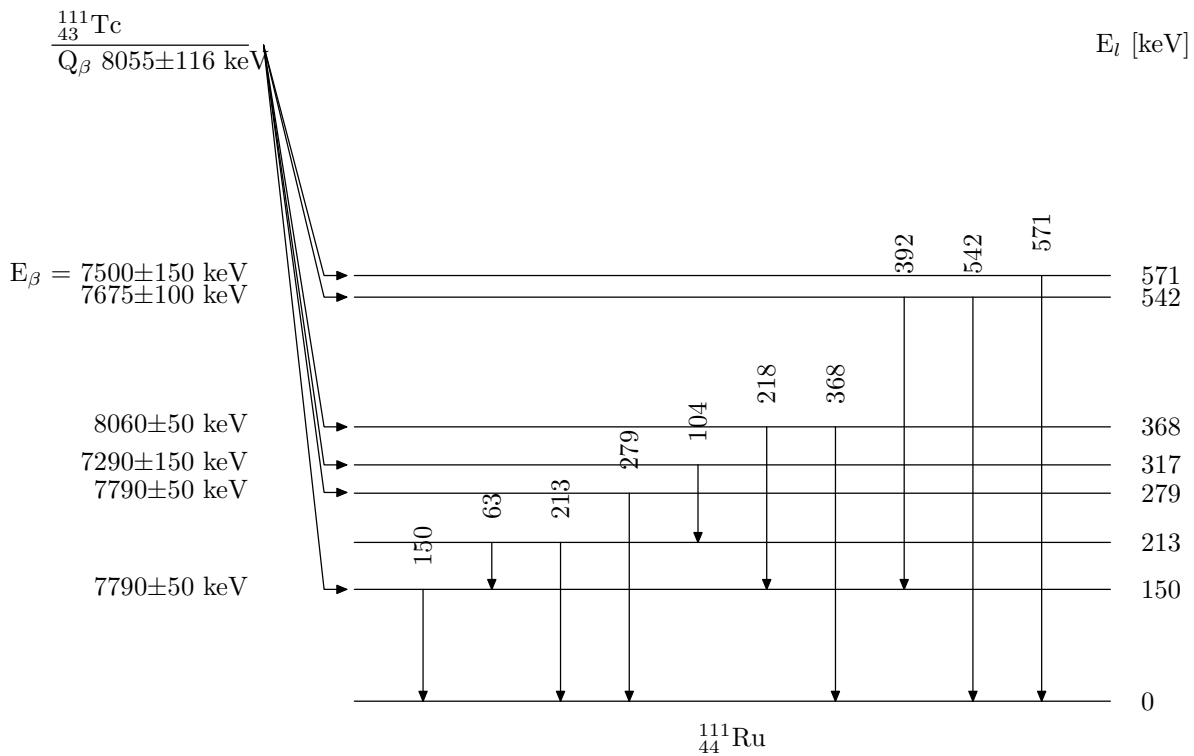


Abbildung 3.12 Neues Zerfallsschema von ^{111}Tc nach [24], in das alle starken Linien eingefügt werden konnten.

Tabelle 3.9 γ -Gates und Niveauenergien bei der Auswertung von ^{111}Tc unter Zugrunde-
nahme des neuen Niveauschemas aus [24].

γ -Gate [keV]	Niveauenergie [keV]	E_β [keV]	Q_β [keV]
150	150	7790 ± 50	7940 ± 50
280	280	7790 ± 50	8070 ± 50
104	317	7290 ± 150	7607 ± 150
368	368	8060 ± 50	8428 ± 50
542	542	7675 ± 100	8217 ± 100
571	571	7500 ± 150	8071 ± 150

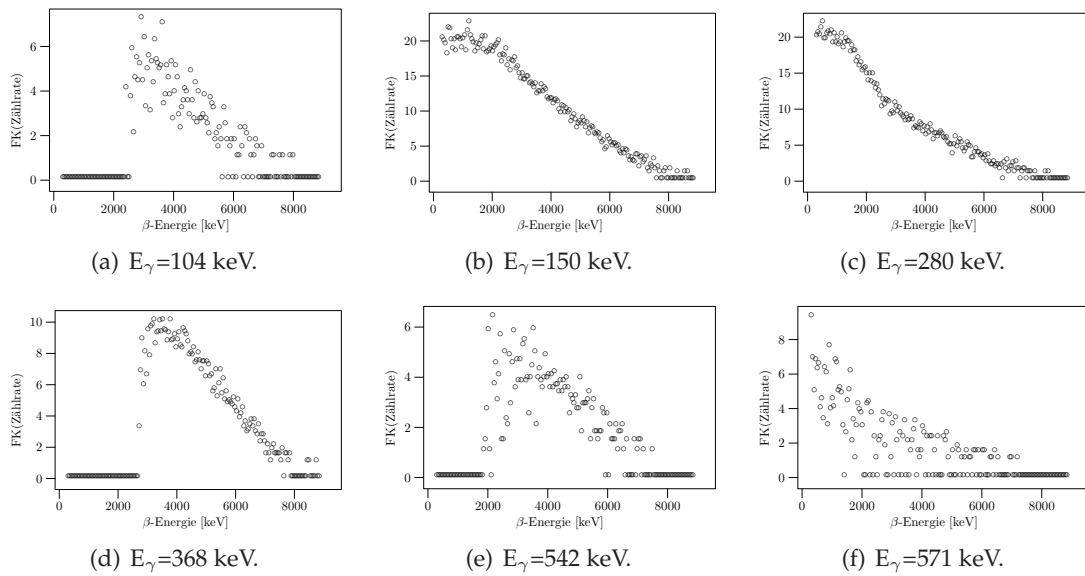


Abbildung 3.13 Fermi-Kurie-Plots der ausgewerteten Linien von ^{111}Tc . Angegeben ist jeweils die Energie der γ -Linie.

während sie durch die mögliche Filterung von Gammaspektren ihrerseits ein umfassenderes Bild liefert.

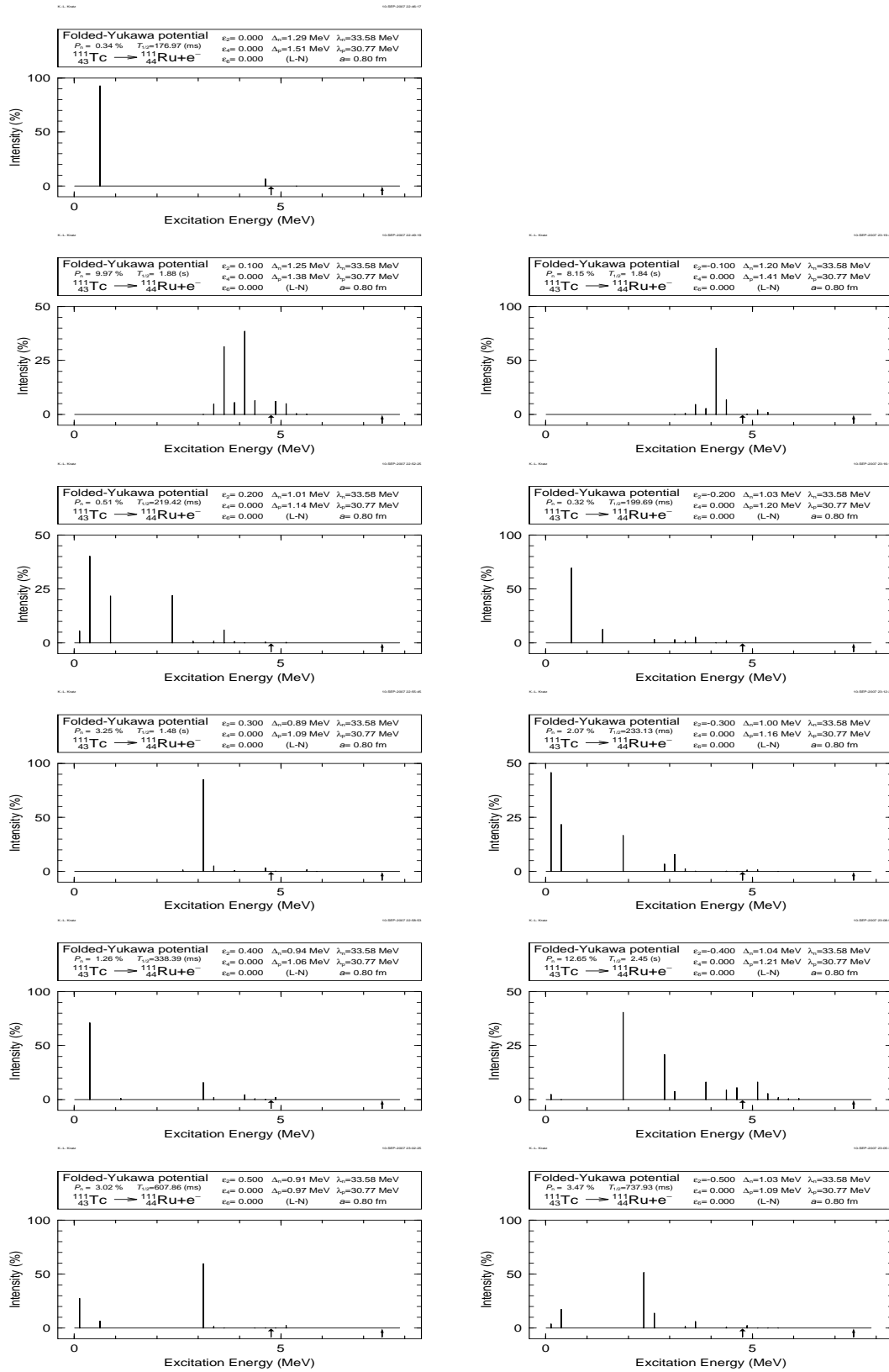


Abbildung 3.14 Die β -Speisung, berechnet mit Hilfe der QRPA, für verschiedene Deformationen $\epsilon_2 \in [-0.5, 0.5]$ für ^{111}Tc .

3.6 Ruthenium 111

Die Halbwertszeit dieses Nuklids beträgt 2,2 s. Aus [10, 18] ist von diesem Nuklid ein Niveauschema mit zahlreichen Linien bekannt, von denen 11 Linien ausgewertet werden konnten. Nach [10] erfolgt die Hauptfütterung neben einem knapp 60%igen Grundzustandsübergang in die Niveaus bei 2033 keV, 1897 keV, 1055 keV sowie 211 keV, was mit den beobachteten β -Intensitäten in Einklang steht. Die schwachen Gates auf die Übergänge aus den höheren Niveaus 2033 keV (fünf Gates) und 1897 keV (vier Gates) wurden vor der Auswertung aufsummiert.

Insgesamt ist die Fütterung der hohen Niveaus so stark, daß im Fermi-Kurie-Plot der 211 keV-Linie neben der hochenergetischen Komponente, die von der Fütterung des 211 keV-Niveaus selber stammt, auch die γ -Kaskade aus den höheren Niveaus in das 211 keV-Niveau beobachtet werden kann. Nach Abzug der hochenergetischen Komponente erkennt man deutlich weitere β -Endpunkte bei ca. 4250 keV (die Entleerung des 1055 keV-Niveaus über die 843 keV-Linie) und 3260 keV (die Entleerung des 1897 keV oder 2033 keV-Niveaus). Diese Endpunkte wurden zur Auswertung jedoch nicht herangezogen. Im 843 keV-Gate erkennt man neben einer 4136 keV-Komponente noch eine Komponente mit der erheblich höheren Energie von rund 5000 keV, die nicht gut in das Zerfallsschema paßt, da sie einen um 800 keV höheren Q_β -Wert liefern würde. Es ist daher fraglich, daß diese Komponente zum Ru→Rh-Zerfall gehört. Eine eindeutige Zuordnung zu einem anderen Zerfall kann jedoch derzeit nicht vorgenommen werden, von der Größe her würde man sie dem Tc→Ru-Zerfall zuordnen müssen.

Nach der 2003er-Aktualisierung von [18] erfolgt noch eine deutliche β -Fütterung der Niveaus bei 2126 keV und 2214 keV, die jedoch nicht mehr ausgewertet werden konnte.

Tabelle 3.10 enthält genauere Angaben über die ausgewerteten Gates. Die Abbildung 3.15 zeigt die γ -Projektion der Masse 111 mit den zum Ru-Zerfall gehörenden ausgewerteten Linien, das Niveauschema ist in Abbildung 3.16 gezeigt. Abbildung 3.17 zeigt die Fermi-Kurie-Plots der ausgewerteten Linien resp. der Summen für die schwächeren Gates. Man erhält als Q_β -Wert

$$Q_\beta = 5253 \pm 50 \text{ keV}$$

Der systematische Wert [1] ist $5496 \pm 362 \text{ keV}$.

Das beobachtete Speisungsmuster (Hauptspeisung in Niveaus um 200, 1000 und 2000 keV) kann mit den Ergebnissen von QRPA-Rechnungen für verschiedene Deformationen (ϵ_2 zwischen $-0,5$ und $0,5$) verglichen werden, die in Abbildung 3.18 dargestellt sind. Man erkennt leicht, daß ein sphärischer Kern die beobachteten Speisungen nicht erklären kann, dagegen eine leichte Deformation in der Gegend von $\epsilon_2 \approx 0,3$ ein sehr ähnliches Speisungsmuster liefert. Die meisten anderen Deformationen bevorzugen entweder das 211 keV-Niveau zu stark oder ausschließlich, oder benachteiligen es bis zum völligen Verschwinden. Beide Fälle können nicht durch das Experiment gestützt werden.

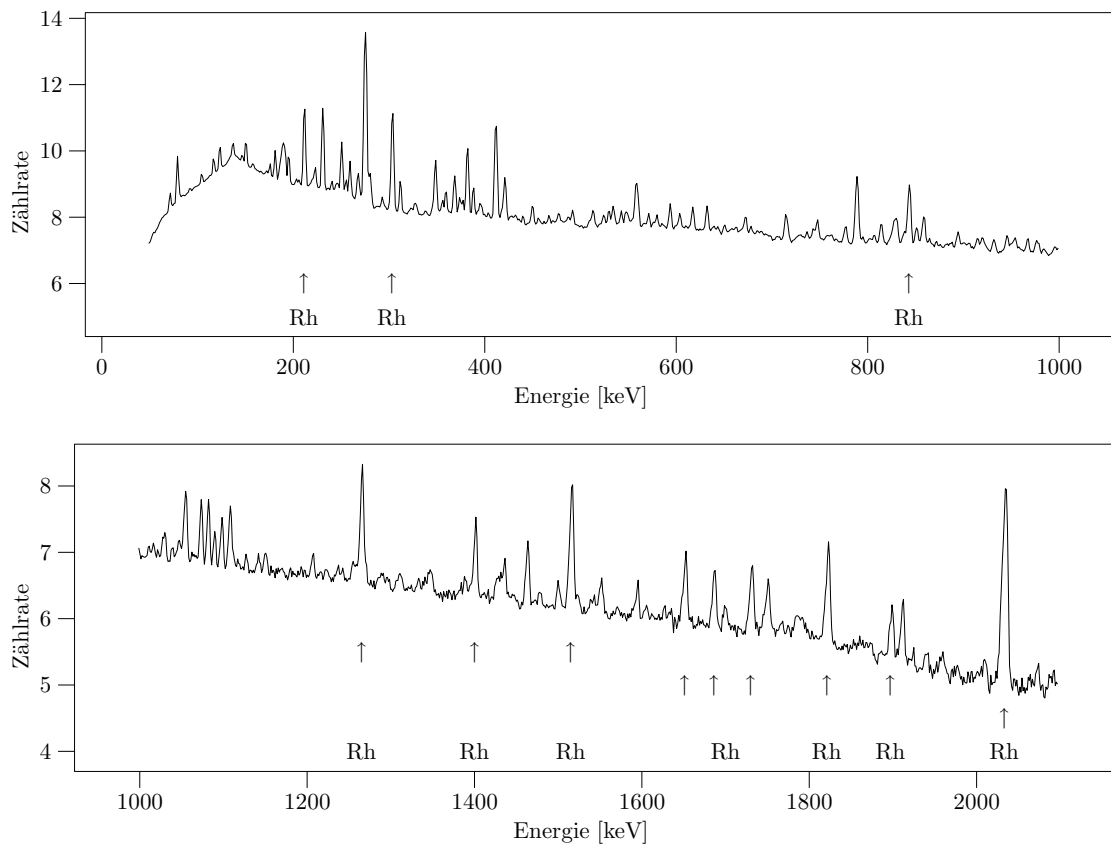


Abbildung 3.15 Die γ -Projektion für $A = 111$; markiert sind die Linien des $^{111}\text{Ru} \rightarrow \text{Rh}$ -Zerfalls.

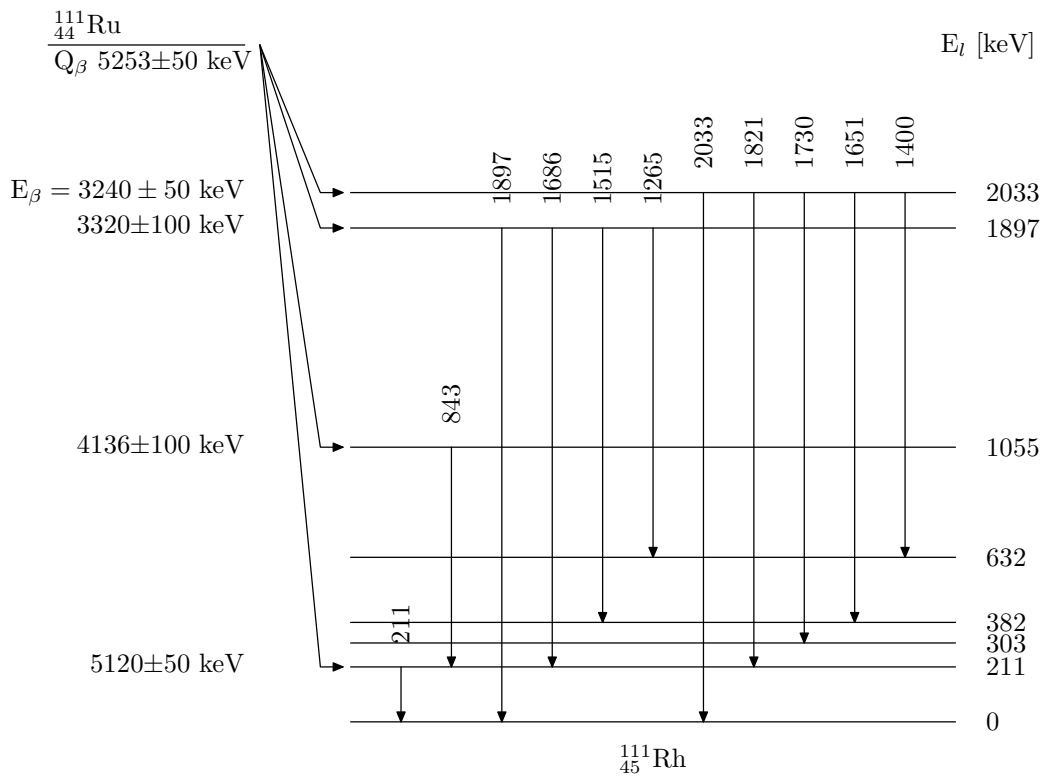
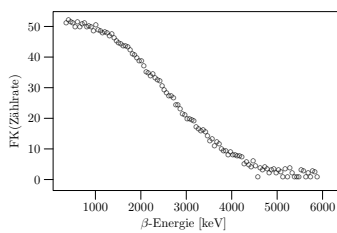
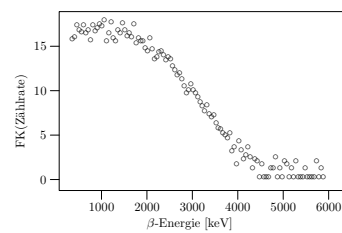
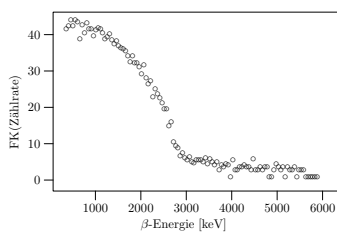
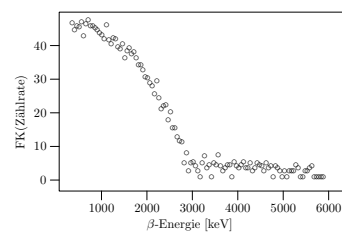


Abbildung 3.16 Partielles Niveauschema zur Q_β -Bestimmung von ^{111}Ru .

Tabelle 3.10 γ -Gates und Niveauenergien bei der Auswertung von ^{111}Ru .

γ -Gate [keV]	Niveauenergie [keV]	E_β [keV]	Q_β [keV]
2033, 1821, 1730, 1651, 1400	2033	3240 ± 50	5273 ± 50
1897, 1686, 1515, 1265	1897	3320 ± 100	5217 ± 100
843	1055	4136 ± 100 (+ 4933)	5191 ± 100
211	211	5120 ± 50 (+ 4250) (+ 3260)	5331 ± 50

(a) $E_\gamma = 211$ keV.(b) $E_\gamma = 843$ keV.(c) \sum 1897 keV-Niveau.(d) \sum 2033 keV-Niveau.**Abbildung 3.17** Fermi-Kurie-Plots der ausgewerteten Linien von ^{111}Ru . Angegeben ist jeweils die Energie der γ -Linie resp. für die Plots der Summen die Energie des Anfangsniveaus.

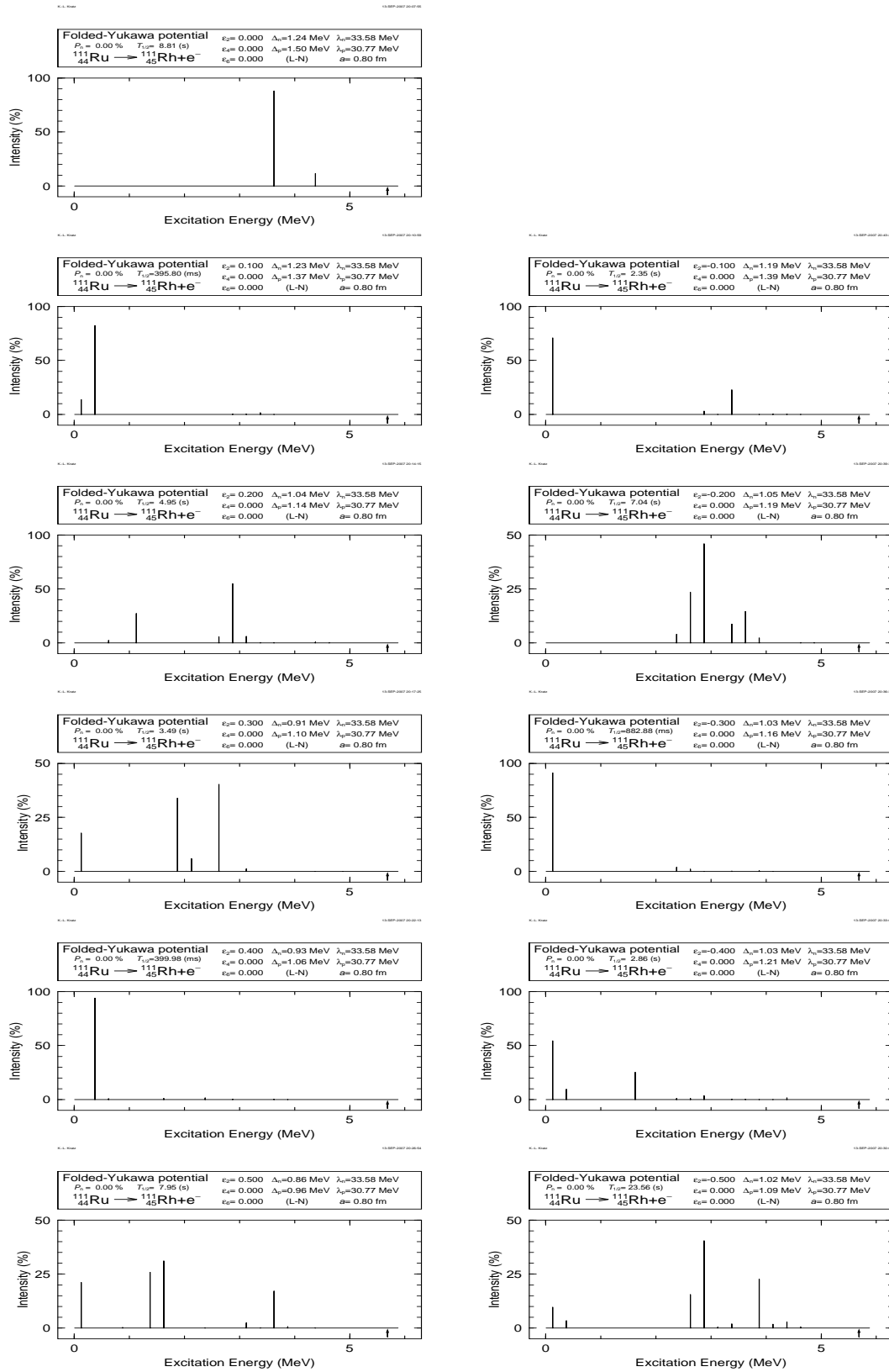


Abbildung 3.18 Die β -Speisung, berechnet mit Hilfe der QRPA, für verschiedene Deformationen $\epsilon_2 \in [-0.5, 0.5]$ für ^{111}Ru .

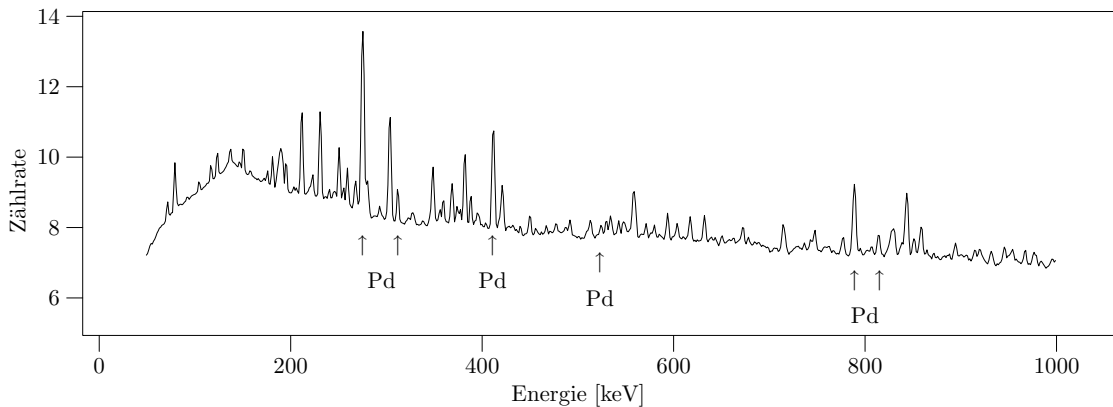


Abbildung 3.19 Die γ -Projektion für $A = 111$; markiert sind die Linien des $^{111}\text{Rh} \rightarrow \text{Pd}$ -Zerfalls.

Tabelle 3.11 γ -Gates und Niveauenergien bei der Auswertung von ^{111}Rh .

γ -Gate [keV]	Niveauenergie [keV]	E_β [keV]	Q_β [keV]
815	1090	2314 ± 150	3404 ± 150
789	789	2666 ± 50	3455 ± 50
523	523	3168 ± 150	3691 ± 150
411	411	3320 ± 50	3730 ± 50
312	384	3470 ± 100	3854 ± 100
275	275	3570 ± 50	3845 ± 50

3.7 Rhodium 111

Der Q_β -Wert von ^{111}Rh mit einer Halbwertszeit von 11 s wurde bereits 1995 bei einem SISAK-Experiment am Mainzer Reaktor zu 3650 ± 33 keV gemessen [11], wurde jedoch bislang nicht in die Literatur aufgenommen. In [10, 18] steht ein detailliertes Niveauschema zur Verfügung. Die Hauptfütterung erfolgt mit 75% in das 275 keV-Niveau, mit weniger als 10% in die 411 keV- und 789 keV-Niveaus sowie – noch schwächer – in einige andere Niveaus. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die sechs in Tabelle 3.11 aufgeführten Linien aus sechs Niveaus ausgewertet, die den stärksten Übergängen entsprechen. Die Abbildung 3.19 zeigt die γ -Projektion der Masse 111 mit den zum Rh-Zerfall gehörenden ausgewerteten Linien, der entsprechende Ausschnitt des Niveauschemas ist in Abbildung 3.20 gezeigt. Die Abbildung 3.21 zeigt die zu den einzelnen Linien gehörenden Fermi-Kurie-Plots. Man erhält den Wert

$$Q_\beta = 3640 \pm 50 \text{ keV}$$

der systematische Wert [1] lautet 3741 ± 209 keV. Die vorliegende Messung kann sowohl den Wert des SISAK-Experimentes wie auch den systematischen Wert bestätigen.

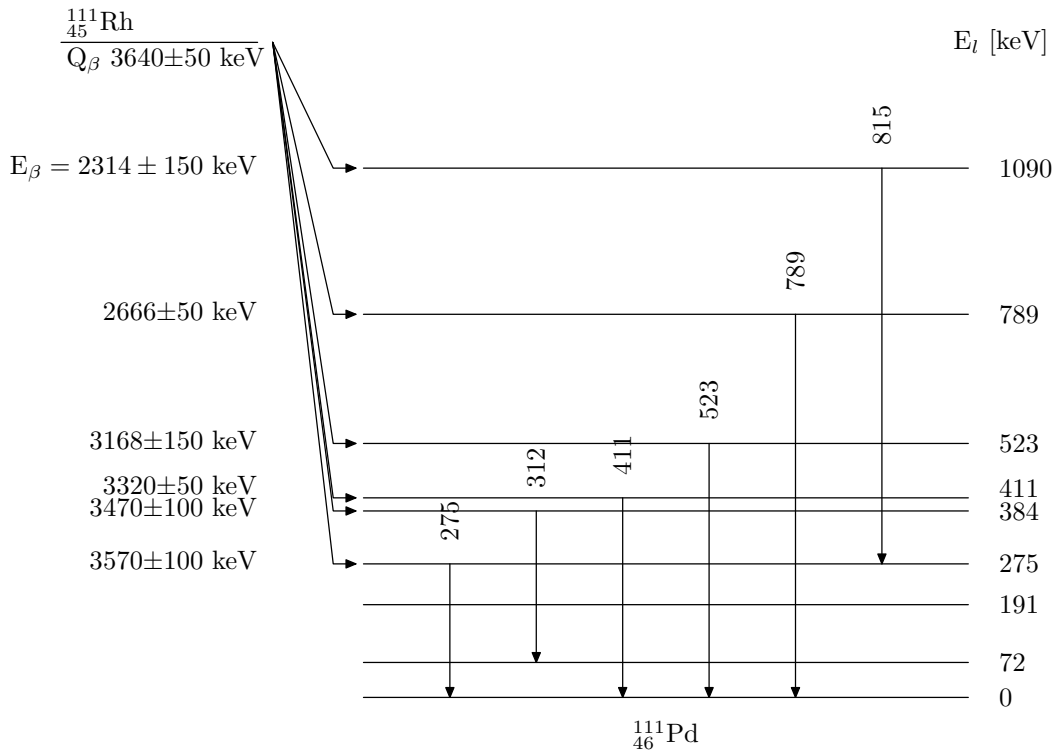
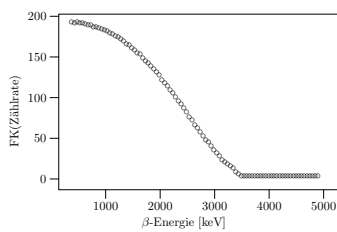
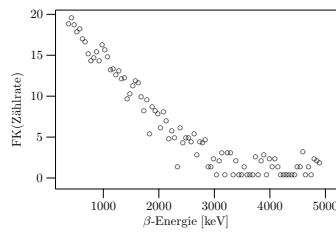


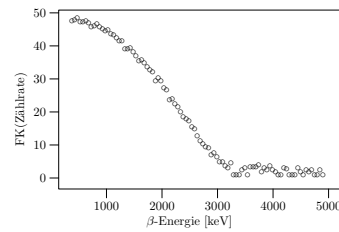
Abbildung 3.20 Partielles Niveauschema zur Q_β -Bestimmung von ^{111}Rh .



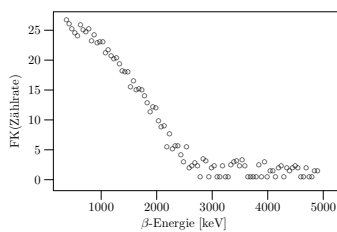
(a) $E_\gamma = 275$ keV.



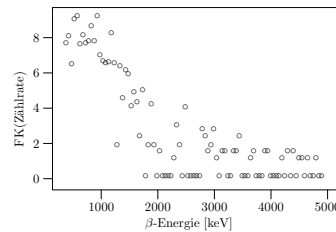
(b) $E_\gamma = 312$ keV.



(c) $E_\gamma = 411$ keV.



(d) $E_\gamma = 789$ keV.



(e) $E_\gamma = 815$ keV.

Abbildung 3.21 Fermi-Kurie-Plots der ausgewerteten Linien von ^{111}Rh . Angegeben ist jeweils die Energie der γ -Linie.

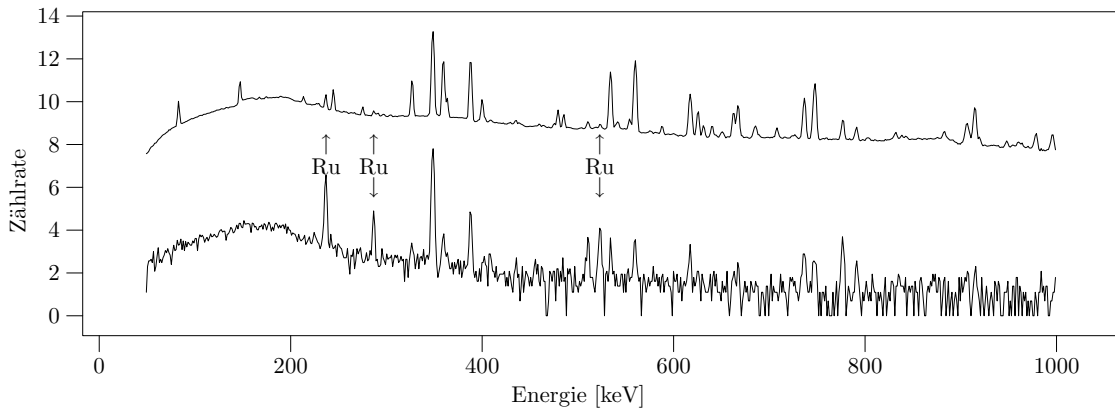


Abbildung 3.22 Die γ -Projektion für $A = 112$; markiert sind die Linien des $^{112}\text{Tc} \rightarrow \text{Ru}$ -Zerfalls. (a) Das obere Spektrum stellt die normale γ -Projektion bei niedrigen Energien dar. (b) Durch Gaten mit der Bedingung $E_\beta > 5$ MeV verbleiben nur die γ -Linien der Nuklide mit den höchsten Zerfallsenergien, die Linien des Tc-Zerfalls treten klar hervor.

Tabelle 3.12 γ -Gates und Niveauenergien bei der Auswertung von ^{112}Tc .

γ -Gate [keV]	Niveauenergie [keV]	E_β [keV]	Q_β [keV]
237	237	9247 ± 100	9484 ± 100
287, 523	523	(7500 ± 100)	

3.8 Technetium 112

Von diesem Nuklid, das mit einer Halbwertszeit von 0,28 s zerfällt, ist ein partielles Zerfallsschema in [19] bekannt und in Abbildung 3.23 gezeigt. Der Grundzustandsübergang 237 keV ist das einzige starke Gate, das bei diesem Nuklid ausgewertet werden kann. Die anderen Linien sind sehr schwach, sodaß die Hauptspeisung in das untere Niveau erfolgen muß. Nach Summierung der 287 keV und 523 keV-Linien, die das 523 keV-Niveau entvölkern, erhält man einen E_β -Wert von etwa 7500 keV, der auf eine schwache Fütterung eines ≈ 2000 keV-Niveaus hindeuten könnte. Insgesamt erhält man

$$Q_\beta = 9484 \pm 100 \text{ keV}$$

Der systematische Wert aus [1] ist hier 9705 ± 714 keV.

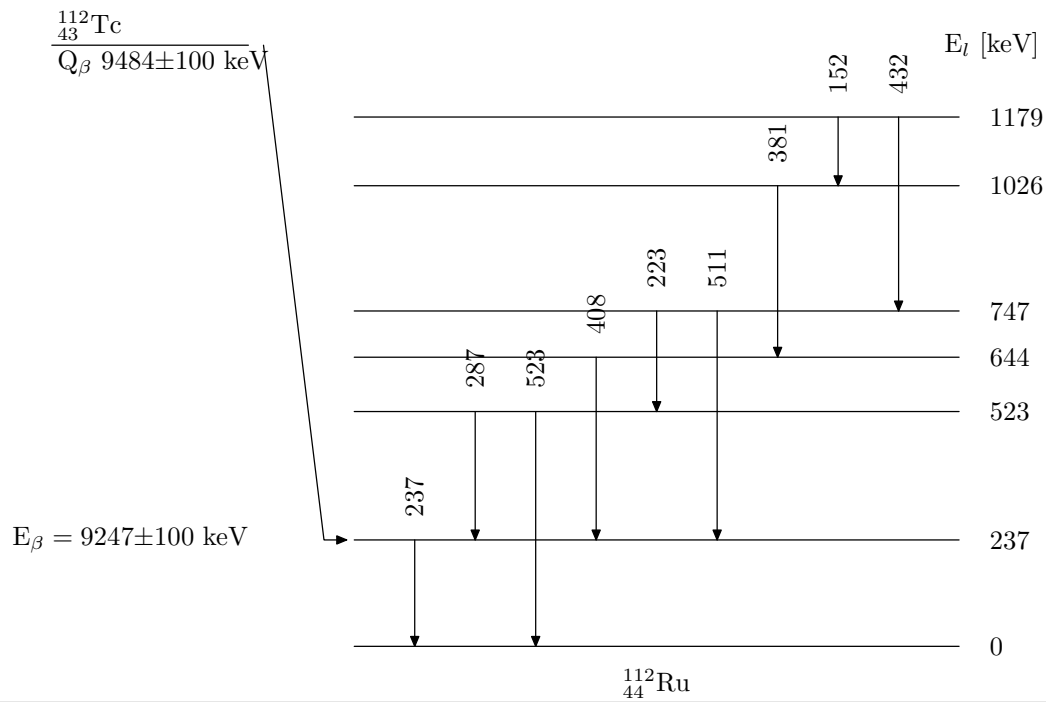


Abbildung 3.23 Niveauschema zur Q_β -Bestimmung bei Tc-112. Nur ein Übergang ist stark genug zur Auswertung des β -Spektrums.

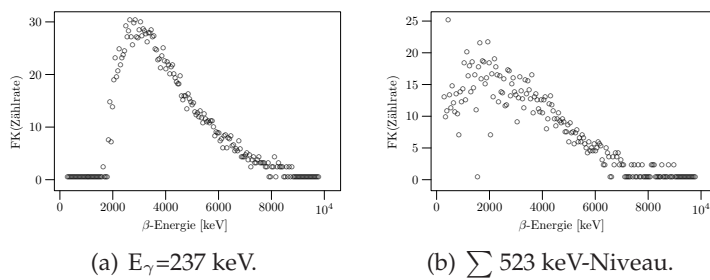


Abbildung 3.24 Fermi-Kurie-Plots der ausgewerteten Linien von ^{112}Tc . Angegeben ist jeweils die Energie der γ -Linie resp. für die Plots der Summen die Energie des Anfangsniveaus.

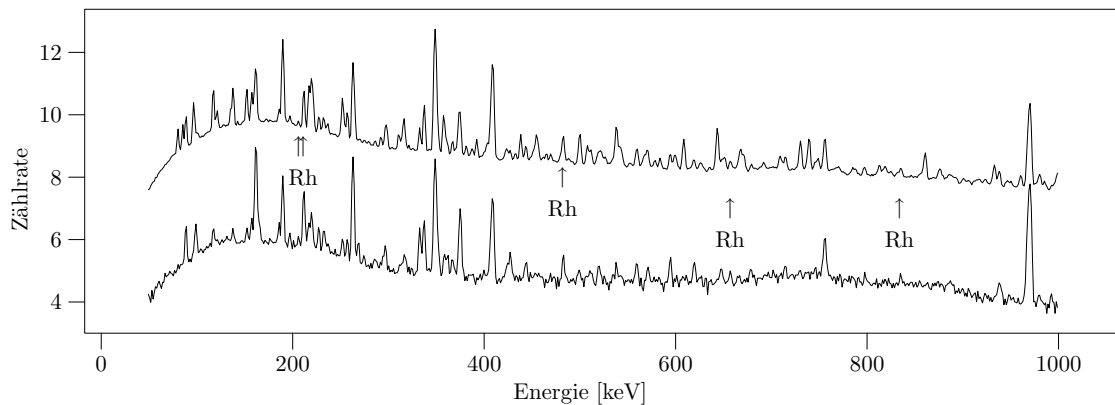


Abbildung 3.25 Die γ -Projektion für $A = 113$; markiert sind die Linien des $^{113}\text{Ru} \rightarrow \text{Rh}$ -Zerfalls. (a) Das obere Spektrum stellt die normale γ -Projektion bei niedrigen Energien dar. (b) Durch Gaten mit der Bedingung $E_{\beta} > 4$ MeV verbleiben nur die γ -Linien der Nuklide mit den höchsten Zerfallsenergien, die Linien des Tc-Zerfalls treten klar hervor.

3.9 Ruthen-113

Dieses Nuklid zerfällt mit einer Halbwertszeit von 0,8 s. Niveauschemata können in [10, 20, 8] gefunden werden. Das Nuklid weist gemäß Abbildung 3.26 einige mit höherer Intensität gefütterte Niveaus auf, von denen vier zur Auswertung eingesetzt werden können. Problematisch bei diesem Nuklid ist die Verteilung auf viele parallele Abrengungskaskaden, sodaß jede Linie für sich genommen nur eine geringe Intensität aufweist. Es können daher trotz gut bekanntem Niveauschema nur wenige Linien zur Q_{β} -Bestimmung eingesetzt werden.

Die genauen Daten der für die Auswertung verwendeten Gates enthält Tabelle 3.13, die entsprechenden Fermi-Kurie-Plots sind in Abbildung 3.27 zu sehen. Der Q_{β} -Wert kann damit zu

$$Q_{\beta} = 6480 \pm 50 \text{ keV}$$

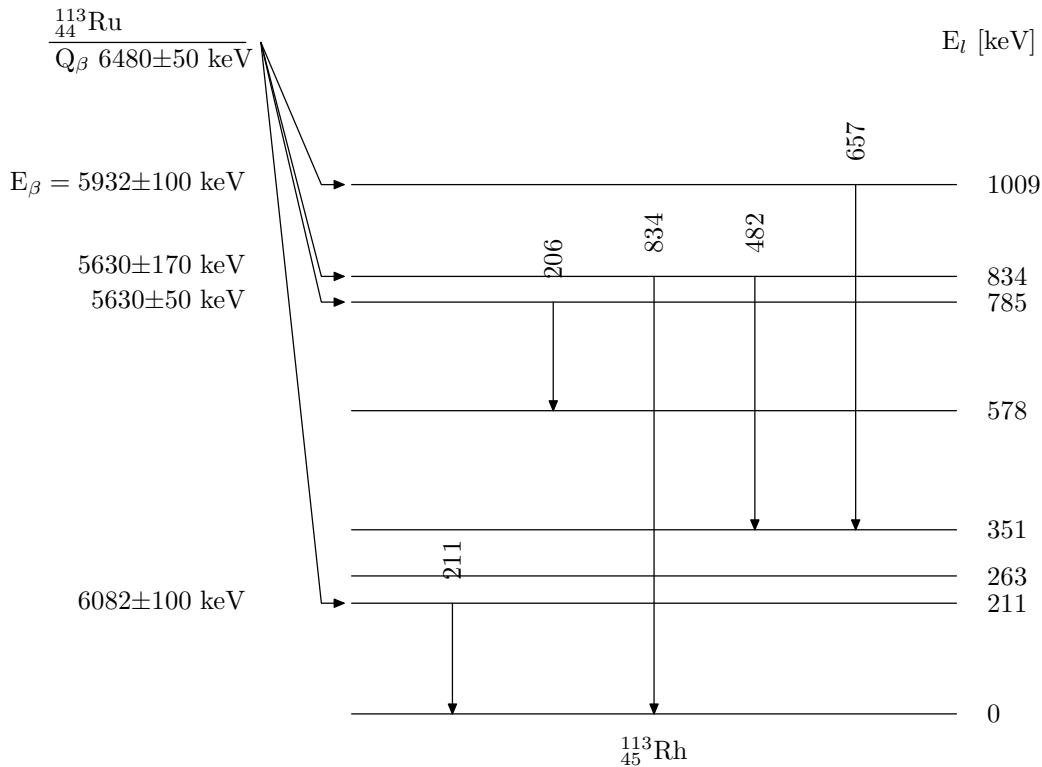
bestimmt werden. Der Wert aus der Systematik ([1]) ist 6632 ± 643 keV.

In Abbildung 3.28 sind die β -Speisungen dargestellt, die aus QRPA-Rechnungen für verschiedene Kerndeformationen ϵ_2 zwischen $-0,5$ und $0,5$ erhalten worden sind. Die beobachtete Speisung, hauptsächlich in das 211 keV-Niveau, weniger auch in Niveaus zwischen 700 und 1000 keV, werden nur bei wenigen Deformationen annähernd reproduziert. Experimentell können die Deformationen ausgeschlossen werden, die zu einer hauptsächlichigen Speisung von sehr hochliegenden Niveaus führen, da die gemessenen E_{β} -Werte hierfür zu niedrig sind, wenn man nicht den systematischen Wert teilweise erheblich (ein bis mehrere MeV) nach oben korrigieren wollte. Es findet sich auch kein experimenteller Beleg dafür, daß die starke Speisung des 211 keV-Niveaus aus einer Kaskade von z. B. 1009 keV hervorgeht, da keinerlei verbindende Übergänge in der benötigten Intensität beobachtet werden konnten. Es muß daher eine direkte Speisung des 211 keV-Niveaus erfolgen.

Nach Abzug der Linien, die zum Ru-Zerfall gehören, verbleibt eine Reihe von Linien in dem Gammaspektrum, das β -Energien von über 4 MeV entspricht. Diese Linien sind in Tabelle 3.14 aufgelistet und könnten dem Zerfall von Tc und Mo zugerechnet werden. Diese Vermutung wird durch die generell hohen beobachteten β -Energien gestützt, sofern die Linie genügend Intensität zur Auswertung aufwies.

Tabelle 3.13 γ -Gates und Niveauenergien bei der Auswertung von ^{113}Ru .

γ -Gate [keV]	Niveauenergie [keV]	E_β [keV]	Q_β [keV]
657	1009	5932 ± 100	6941 ± 100
834, 482	834	5630 ± 170	6464 ± 170
206	785	5630 ± 50	6415 ± 50
211	211	6082 ± 100	6293 ± 100

**Abbildung 3.26** Partielles Niveauschema zur Q_β -Bestimmung von ^{113}Ru .**Tabelle 3.14** Linien, die bei einem β -Gate von 4 MeV noch in der γ -Projektion enthalten sind, und die Zuordnung zu einem Zerfall.

γ -Gate [keV]	Zerfall	Niveauenergie [keV]	E_β [keV]
89	?		
99	Tc→Ru		
161	?		
189	? (Rh→Pd)		≈ 5400 (4826)
212	? (Ru→Rh)		≈ 8000 (6080)
263	Tc→Ru		
333	?		
348	? (Rh→Pd)		≈ 7500 (4674)
375	?		
337	?		
408	Tc→Ru (Rh→Pd)		≈ 6700 (4575)
756	?		
970	?		

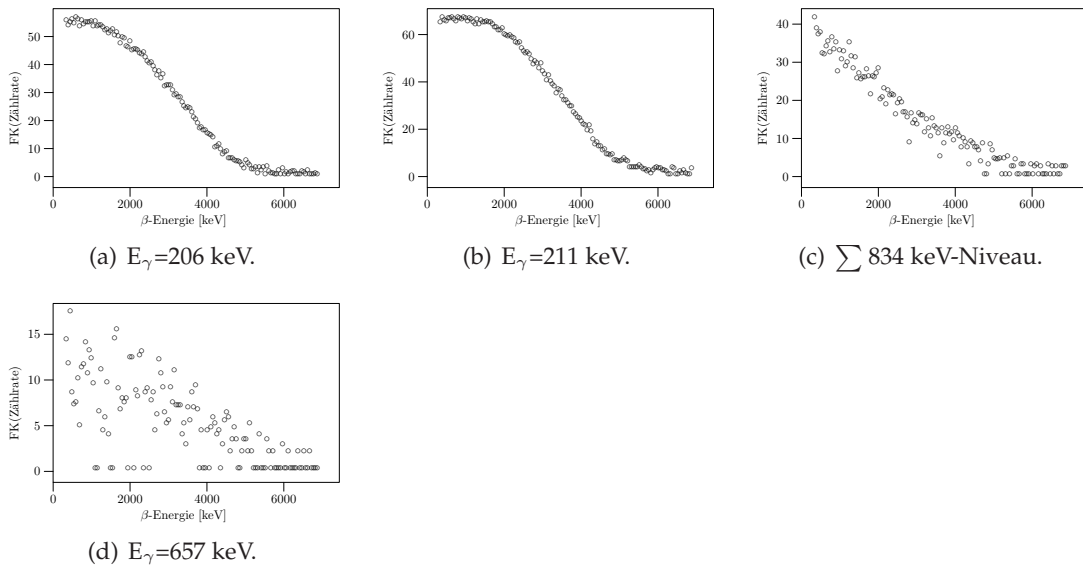


Abbildung 3.27 Fermi-Kurie-Plots der ausgewerteten Linien von ^{113}Ru . Angegeben ist jeweils die Energie der γ -Linie resp. für die Plots der Summen die Energie des Anfangsniveaus.

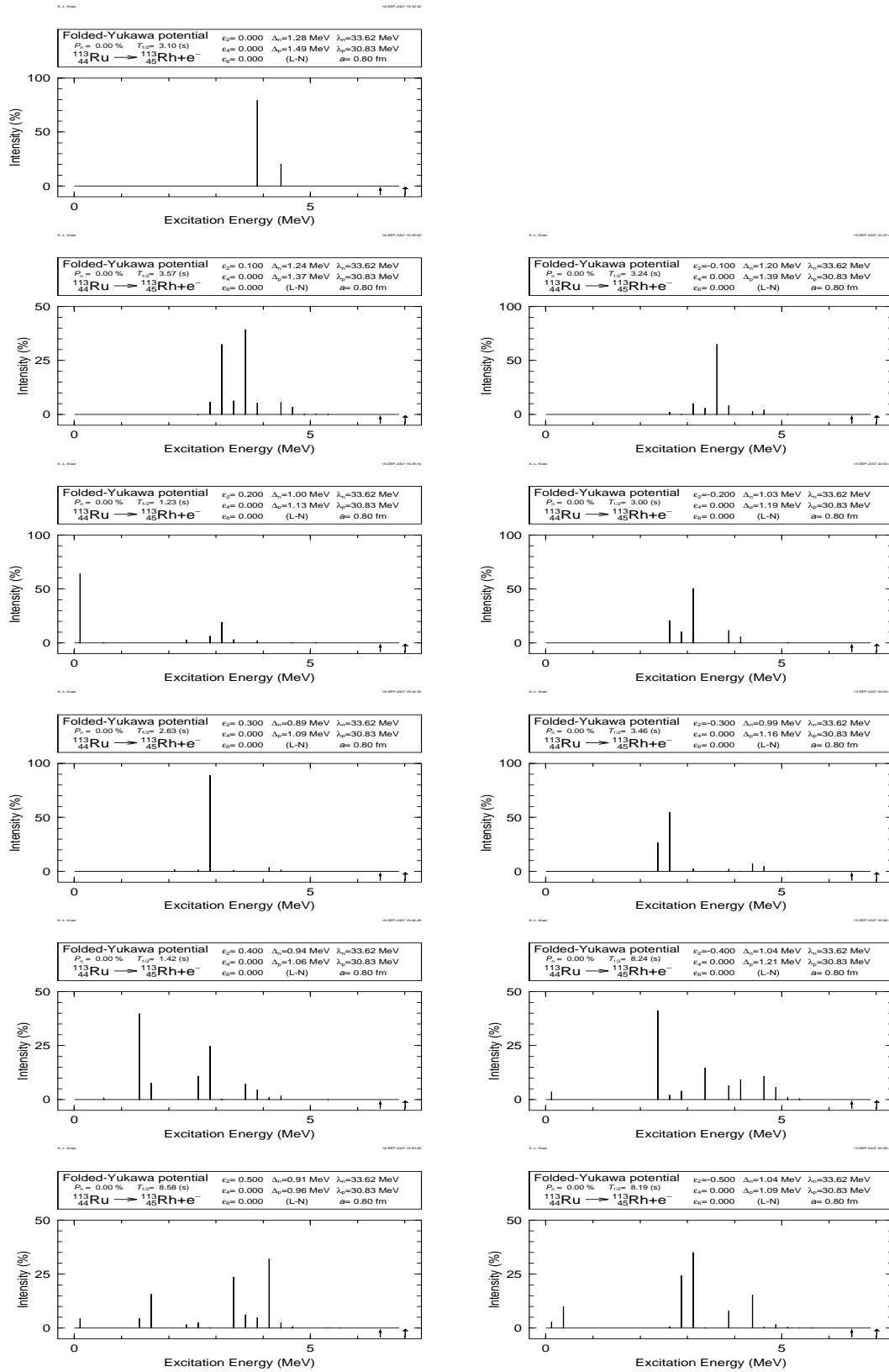


Abbildung 3.28 Die β -Speisung, berechnet mit Hilfe der QRPA, für verschiedene Deformationen $\epsilon_2 \in [-0.5, 0.5]$ für ^{113}Ru .

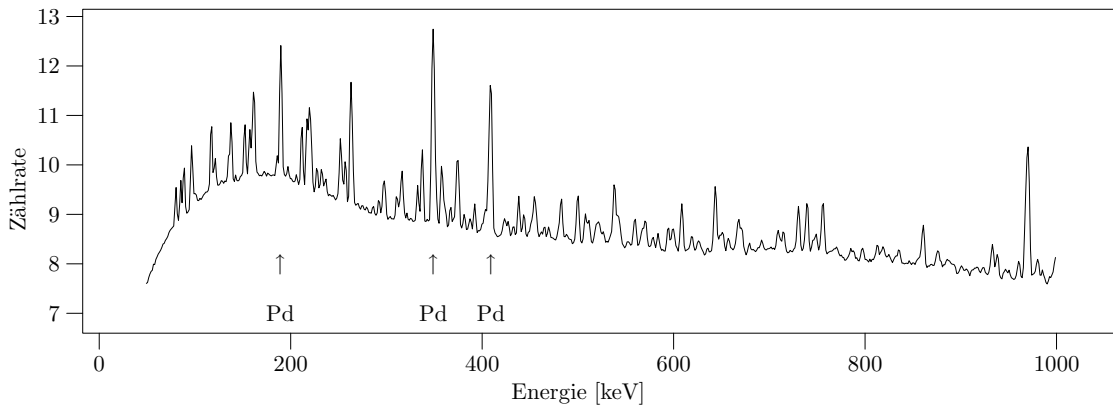


Abbildung 3.29 Die γ -Projektion für $A = 113$; markiert sind die Linien des $^{113}\text{Rh} \rightarrow \text{Pd}$ -Zerfalls.

Tabelle 3.15 γ -Gates und Niveauenergien bei der Auswertung von ^{113}Rh .

γ -Gate [keV]	Niveauenergie [keV]	E_β [keV]	Q_β [keV]
409	409	4575 ± 100	4984 ± 100
348	348	4674 ± 50	5023 ± 50
189	189	4826 ± 100	5015 ± 100

3.10 Rhodium-113

Dieses Nuklid besitzt eine Halbwertszeit von 2,8 s. Sein Zerfallsschema ist sehr gut bekannt und kann in [10, 20] gefunden werden. Der zur Auswertung benutzte Teil ist in Abbildung 3.30 oben dargestellt. Die β -Fütterung erfolgt fast ausschließlich in die Niveaus 408 keV, 348 keV und 189 keV, sodaß auch nur die zu diesen Niveaus korrespondierenden Gates ausgewertet werden können, wie Tabelle 3.15 zeigt. Die entsprechenden Fermi-Kurie-Plots sind in Abbildung 3.31 dargestellt. Bei den 349 keV- und 409 keV-Linien erkennt man deutlich eine β -Komponente mit einem hohen Endpunkt von 7400 keV und 6700 keV (Teilbilder (b) und (d)), die vor der E_β -Bestimmung subtrahiert wurde (Teilbilder (c) und (e)).

Die 409 keV-Linie des Rh-Zerfalls entspricht der 409 keV-Linie des Tc-Zerfalls aus dem Niveau 522 keV, sodaß der hohe E_β -Wert der hochenergetischen Komponente dem Tc-Zerfall zugeschrieben werden kann. Der hochenergetische Begleiter der 349 keV-Linie kann derzeit keinem bekannten Übergang zugeschrieben werden. Es existiert zwar bei 348 keV eine Linie des Ru-Zerfalls, durch die starke Verteilung auf sehr viele Linien gerade bei diesem Zerfall wäre die Intensität einer solchen Linie jedoch viel zu gering, um eine so deutlich sichtbare hochenergetische Komponente zu bilden.

Man erhält als Q_β -Wert

$$Q_\beta = 5008 \pm 50 \text{ keV}$$

Der systematische Wert aus [1] ist 4908 ± 462 keV. Dieses Nuklid konnte bereits 1995 im Rahmen eines 4-stündigen Massenscans gemessen werden und lieferte einen vorläufigen Q_β -Wert von 4875 ± 100 , der im Rahmen der Fehler ebenfalls mit dem nunmehr bestimmten Wert noch verträglich ist.

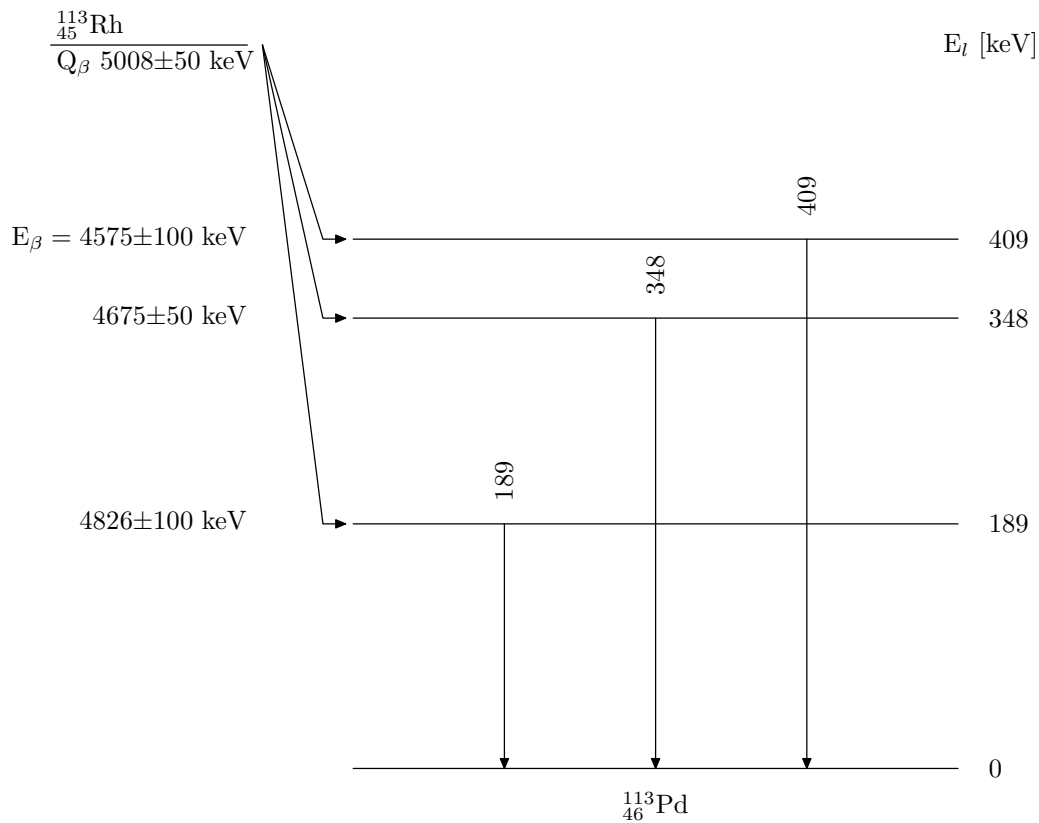


Abbildung 3.30 Das zur Q_β -Bestimmung von ^{113}Rh verwendete partielle Niveauschema.

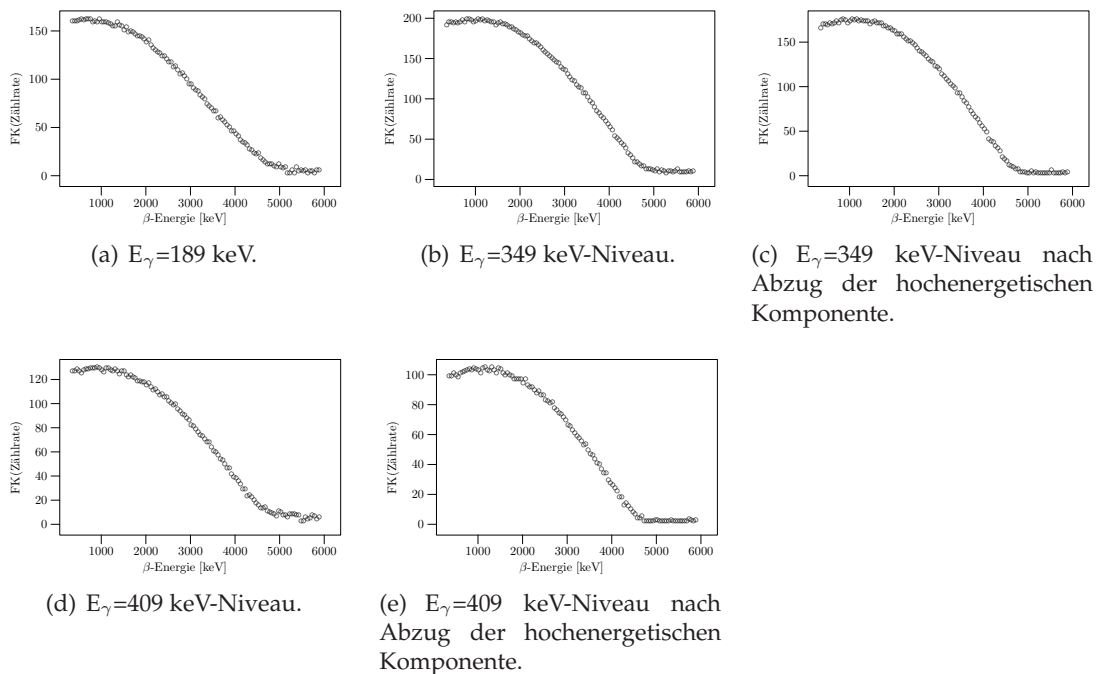


Abbildung 3.31 Fermi-Kurie-Plots der ausgewerteten Linien von ^{113}Rh . Angegeben ist jeweils die Energie der γ -Linie. Für die 349 keV- und 409 keV-Linie sind die Fermi-Kurie-Plots im Originalzustand (Teilbilder (b) und (d)) sowie nach Abzug der hochenergetischen Komponente (Teilbilder (c) und (e)) gezeigt.

Tabelle 3.16 γ -Gates und Niveauenergien bei der Auswertung von ^{114}Rh .

γ -Gate [keV]	Niveauenergie [keV]	E_β [keV]	Q_β [keV]
1122, 992, 558	2622	4468 ± 56	7090 ± 56
332	(332)	5073 ± 112	7695 ± 112
618	(618)	4715 ± 140	7337 ± 140
679	(679)	4360 ± 168	6980 ± 168
647	(647)	4798 ± 112	7420 ± 112
694	(694)	5210 ± 168	7832 ± 168

3.11 Rhodium 114

Im Niveauschema aus [10] sind bereits zahlreiche Linien bekannt, die jedoch alle einen sehr ähnlichen β -Endpunkt aufweisen (Tabelle 3.16), so daß angenommen werden kann, daß die mit 35% angegebene Fütterung des 2622 keV-Niveaus in Wirklichkeit noch stärker ist und dieses Niveau in verschiedenen γ -Kaskaden alle anderen Niveaus füttert. Abbildung 3.32 zeigt die verwendeten Linien, die zum Q_β -Wert von

$$Q_\beta = 7392 \pm 53 \text{ keV}$$

führen. Abbl 3.33 stellt den Fermi-Kurie-Plot des Summenspektrums aus dem 2622 keV-Niveau dar.

In Übereinstimmung mit dem beobachteten Speisungsmuster (hauptsächliche Speisung des Niveaus 2622 keV oder höher) stehen die Ergebnisse der QRPA-Rechnungen für verschiedene Kerndeformationen ϵ_2 zwischen $-0,5$ und $0,5$, die in Abbildung 3.34 wiedergegeben sind. Keine Deformation führt zu einer Speisung von Niveaus unter 2000 keV. Da die gemessenen E_β -Werte sich um weniger als 500 keV unterscheiden, kann angenommen werden, daß sich auch die Speisung auf einen engen Bereich oberhalb des 2622 keV-Niveaus konzentriert. Leider ist die Statistik der ausgewerteten Linien nicht hoch, es finden sich jedoch derzeit keine Hinweise, daß wesentlich höhere Niveaus mitbevölkert werden, da die zu erwartenden E_β -Werte nicht festgestellt werden konnten.

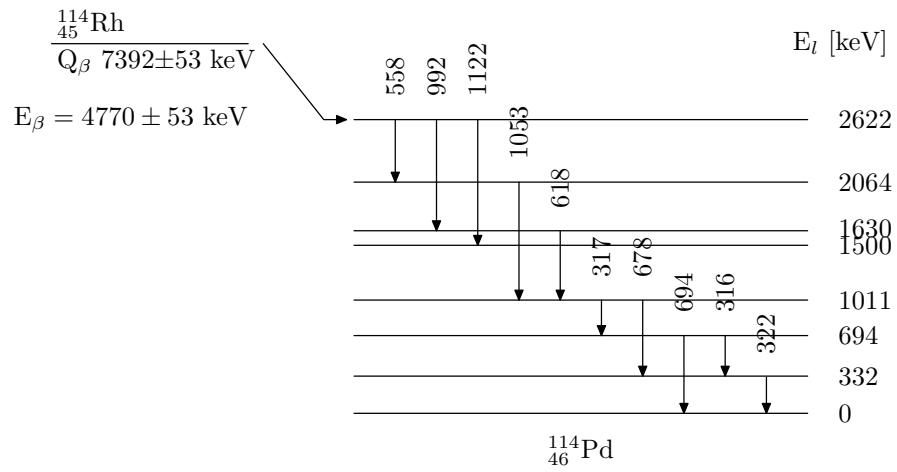


Abbildung 3.32 Das zur Auswertung benutzte Niveauschema für den Zerfall $^{114}\text{Rh} \rightarrow \text{Pd}$.

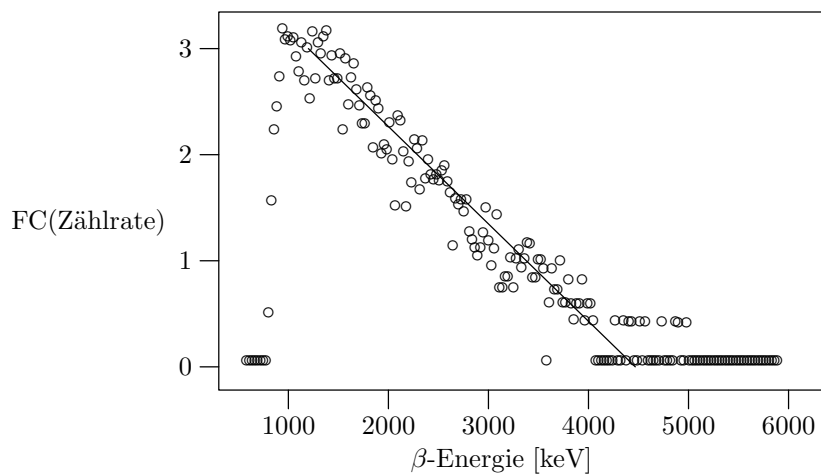


Abbildung 3.33 Fermi-Kurie-Plot des Summenspektrums des 2622 keV-Niveaus von ^{114}Rh mit den einzelnen Linien 1122 keV, 992 keV und 558 keV.

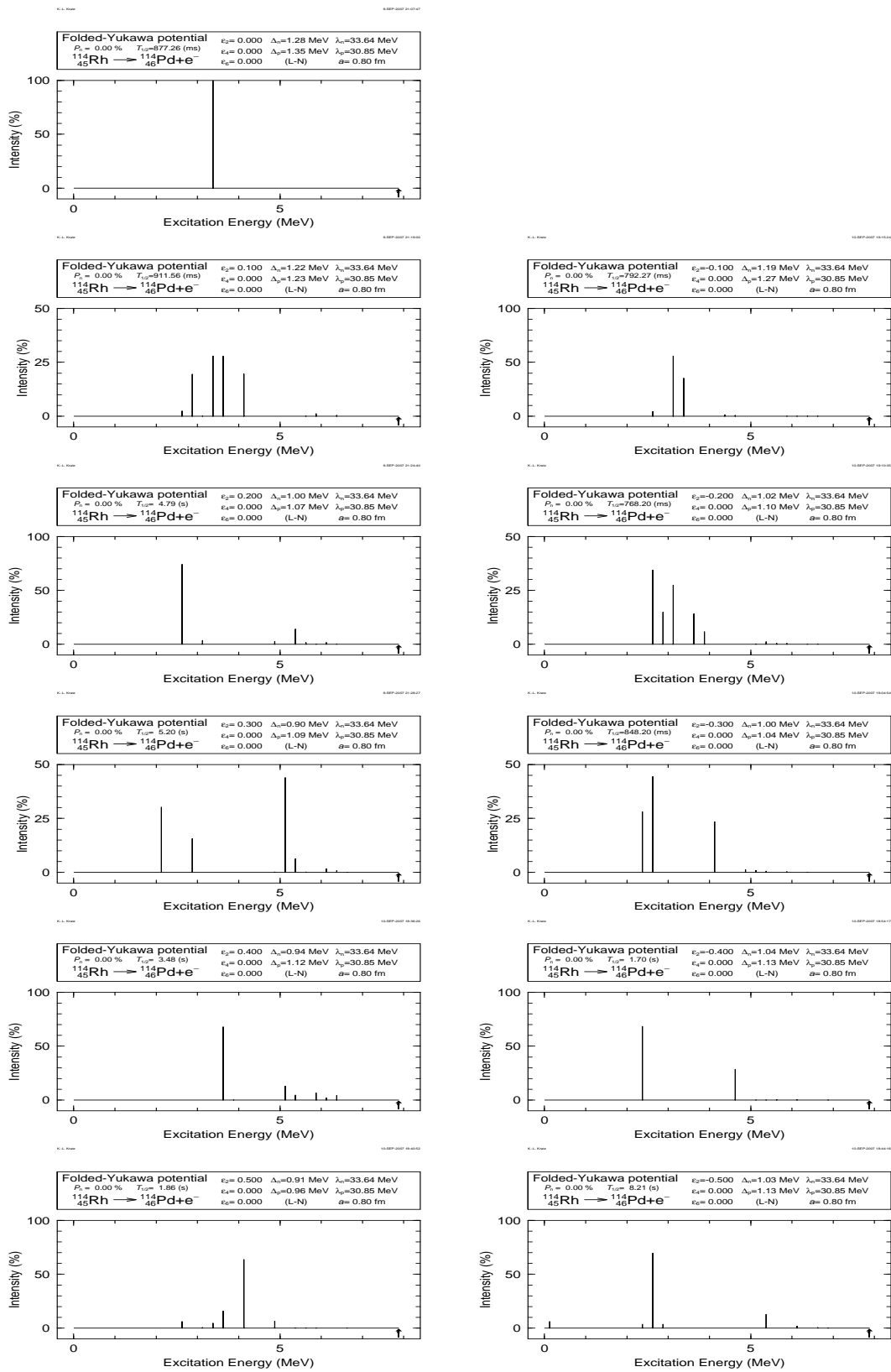


Abbildung 3.34 Die β -Speisung, berechnet mit Hilfe der QRPA, für verschiedene Deformationen $\epsilon_2 \in [-0.5, 0.5]$ für ^{114}Rh .

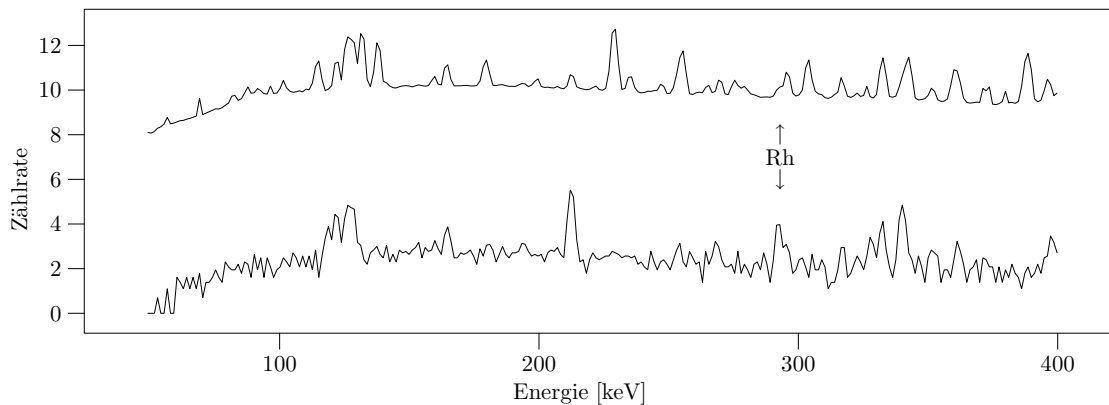


Abbildung 3.35 Die γ -Projektion für $A = 115$; markiert sind die Linien des $^{115}\text{Ru} \rightarrow \text{Rh}$ -Zerfalls. (a) Das obere Spektrum stellt die normale γ -Projektion bei niedrigen Energien dar. (b) Durch Gaten mit der Bedingung $E_{\beta} > 6$ MeV verbleiben nur die γ -Linien der Nuklide mit den höchsten Zerfallsenergien, die Linien des Rh-Zerfalls sind weitgehend unterdrückt und die des Ru-Zerfalls treten klar hervor.

Tabelle 3.17 γ -Gates und Niveauenergien bei der Auswertung von ^{115}Ru .

γ -Gate [keV]	Niveauenergie [keV]	E_{β} [keV]	Q_{β} [keV]
293	293 (?)	7490 ± 100	7783 ± 100

3.12 Ruthen 115

Im Niveauschema dieses Nuklids (Abbildung 3.36 links), das eine Halbwertszeit von 0,4 s aufweist, ist nur eine einzige Linie bei 293 keV bekannt ([21]). Diese Linie wird von der starken 296 keV-Linie des ^{115}Rh überlagert; in der β -Projektion kann man jedoch die starke Rh-Linie deutlich von der Ru-Linie, die den höheren Endpunkt aufweist, trennen (Fermie-Kurie-Plot in Abbildung 3.36 rechts). Da die Lage der Linie im Niveauschema nicht bekannt ist, kann aus dem β -Endpunkt von 7490 keV noch kein endgültiger Q_{β} -Wert berechnet werden. Nimmt man an, daß die Linie den Grundzustandsübergang darstellt, ergibt sich als Q_{β} -Wert

$$Q_{\beta} = 7780 \pm 100 \text{ keV}$$

Der systematische Wert aus [1] beträgt 7625 ± 780 keV.

Abbildung 3.37 zeigt die β -Speisungen, die aus QRPA-Rechnungen für verschiedene Kerndeformationen ϵ_2 zwischen $-0,5$ und $0,5$ erhalten werden. Eine Reihe von ihnen, einschließlich des Falles eines sphärischen Kernes, weist auf die Speisung sehr hochliegender Niveaus hin. Wäre die gemessene 293 keV-Linie Bestandteil einer γ -Kaskade aus einem solchen Niveau heraus, erhielte man einen Q_{β} -Wert, der um mehrere MeV über dem systematischen Wert läge. Die QRPA-Rechnungen legen dagegen den Schluß nahe, daß es sich bei der 293 keV-Linie tatsächlich um einen Grundzustandsübergang handelt, etwa bei $\epsilon_2 \approx -0,1$ oder $-0,4$. In allen anderen Fällen läge die tiefstliegende Speisung schon bei sehr hohen (zu hohen) Niveauenergien.

Nach Abzug der Linien, die zum Ru- und vor allem zum Rh-Zerfall gehören, verbleibt eine Reihe von Linien in dem Gammaspektrum, das β -Energien von über 6 MeV entspricht. Diese Linien sind in Tabelle 3.18 aufgelistet. Aufgrund der hohen beobachteten β -Energien könnten diese Linien dem Zerfall von Ru und Tc zugerechnet wer-

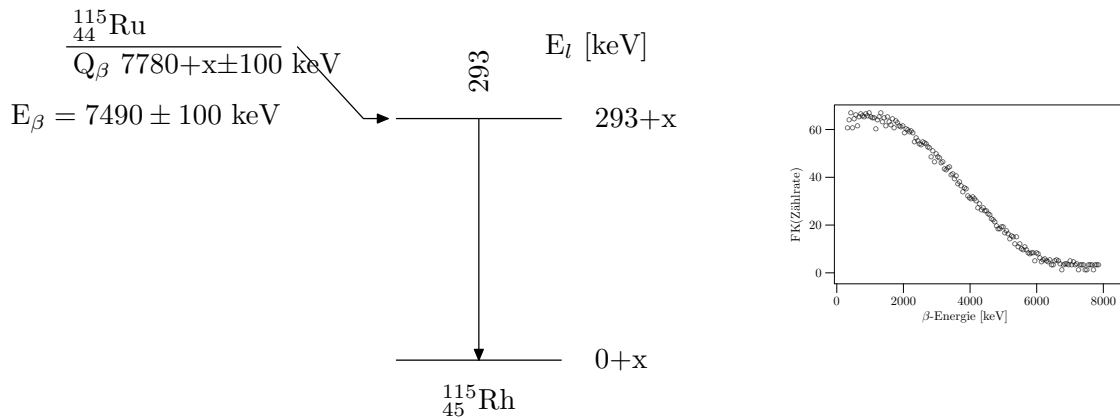


Abbildung 3.36 Links: Die Einordnung der γ -Linie in ein Niveauschema zur Q_{β} -Bestimmung von ^{115}Ru . Rechts: Fermi-Kurie-Plot der ausgewerteten Linie von ^{115}Ru . Angegeben ist die Energie der γ -Linie. Man erkennt deutlich den Anteil der 295 keV-Linie des $\text{Rh} \rightarrow \text{Pd}$ -Zerfalls.

den. Eine genaue Zuordnung ist derzeit nicht möglich, da keinerlei Informationen über das Niveauschema des Tc-Zerfalls verfügbar sind und auch das Niveauschema von ^{115}Rh bis auf eine einzelne Linie unbekannt ist. Bevor eine weitere Auswertung der β -Spektren erfolgen kann, müsste untersucht werden, inwieweit die Messung der γ , X -Koinzidenzen zur Vervollständigung der Niveauschemata beitragen können.

Tabelle 3.18 Linien, die bei einem β -Gate von 6 MeV noch in der γ -Projektion enthalten sind, und die Zuordnung zu einem Zerfall.

γ -Gate [keV]	Zerfall	Niveauenergie [keV]	E_{β} [keV]
126	?		
212	?		
165	$\text{Rh} \rightarrow \text{Pd}$	253	6268 ± 50
293	$\text{Ru} \rightarrow \text{Rh}$	$293+x$	7490 ± 100
296	$\text{Rh} \rightarrow \text{Pd}$	296	6170 ± 50
327	?		
333	?		
340	?, $\text{Rh} \rightarrow \text{Pd}$?, 468	$8140, 5860 \pm 60$
397	?		
466	?		
536	?		
602	?		
665	?		
724	?		

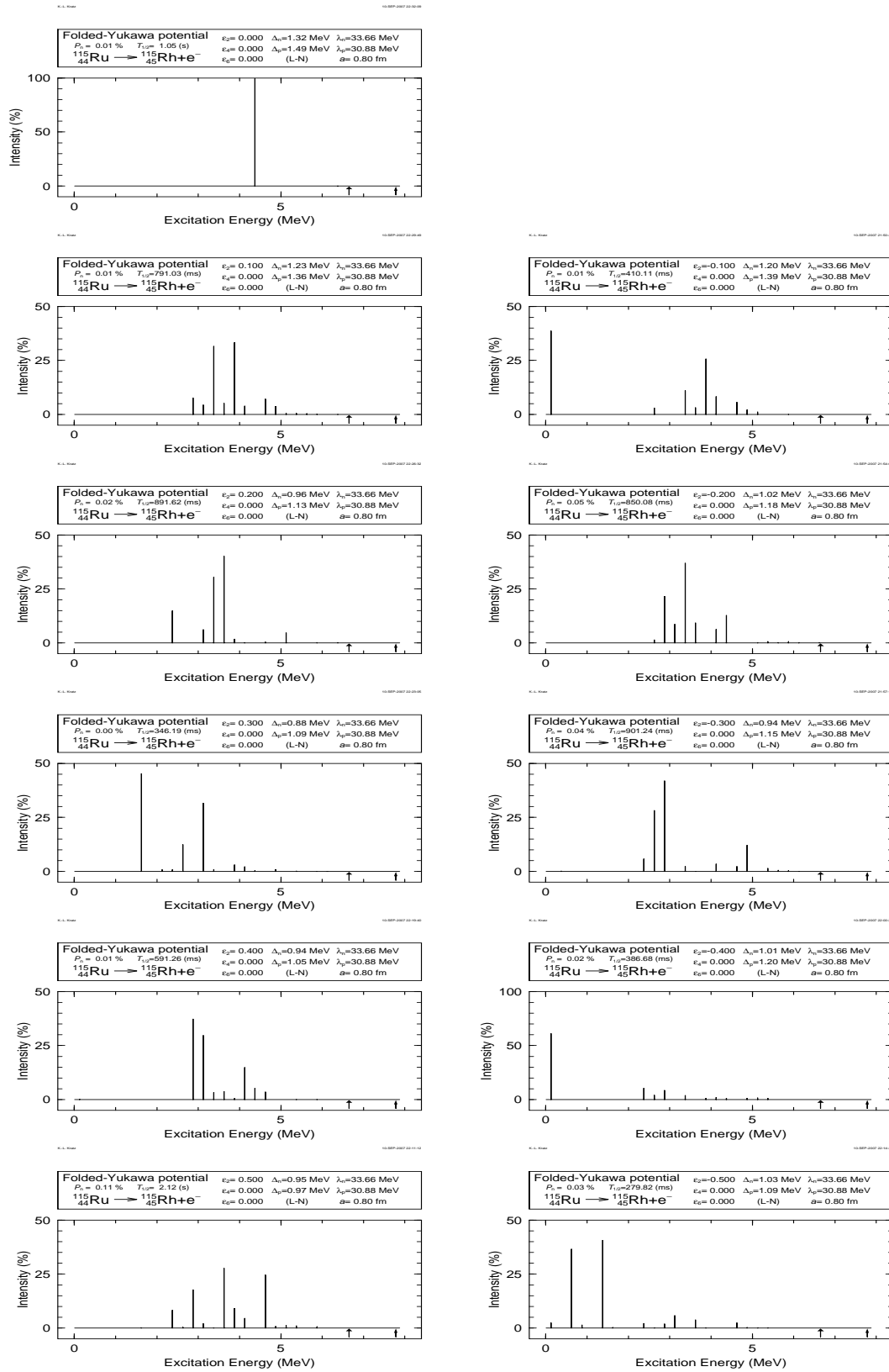


Abbildung 3.37 Die β -Speisung, berechnet mit Hilfe der QRPA, für verschiedene Deformationen $\epsilon_2 \in [-0.5, 0.5]$ für ^{115}Ru .

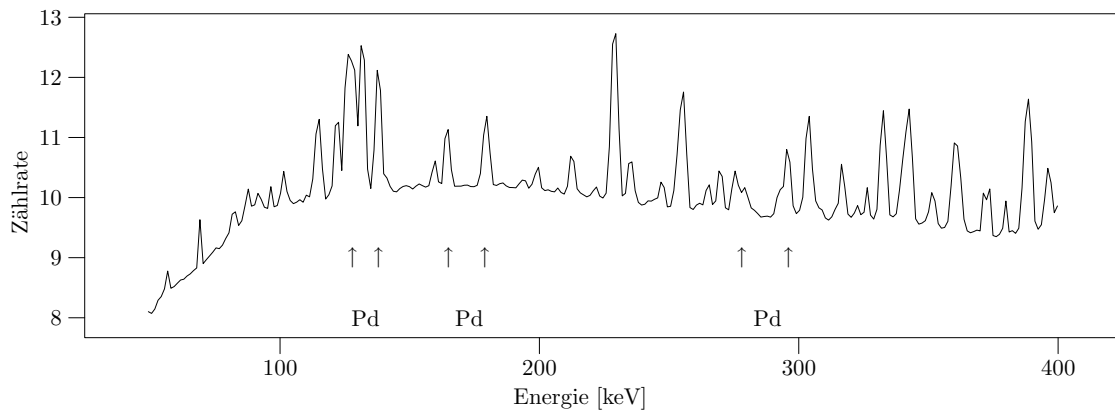


Abbildung 3.38 Die γ -Projektion für $A = 115$; markiert sind die Linien des $^{115}\text{Rh} \rightarrow \text{Pd}$ -Zerfalls.

3.13 Rhodium 115

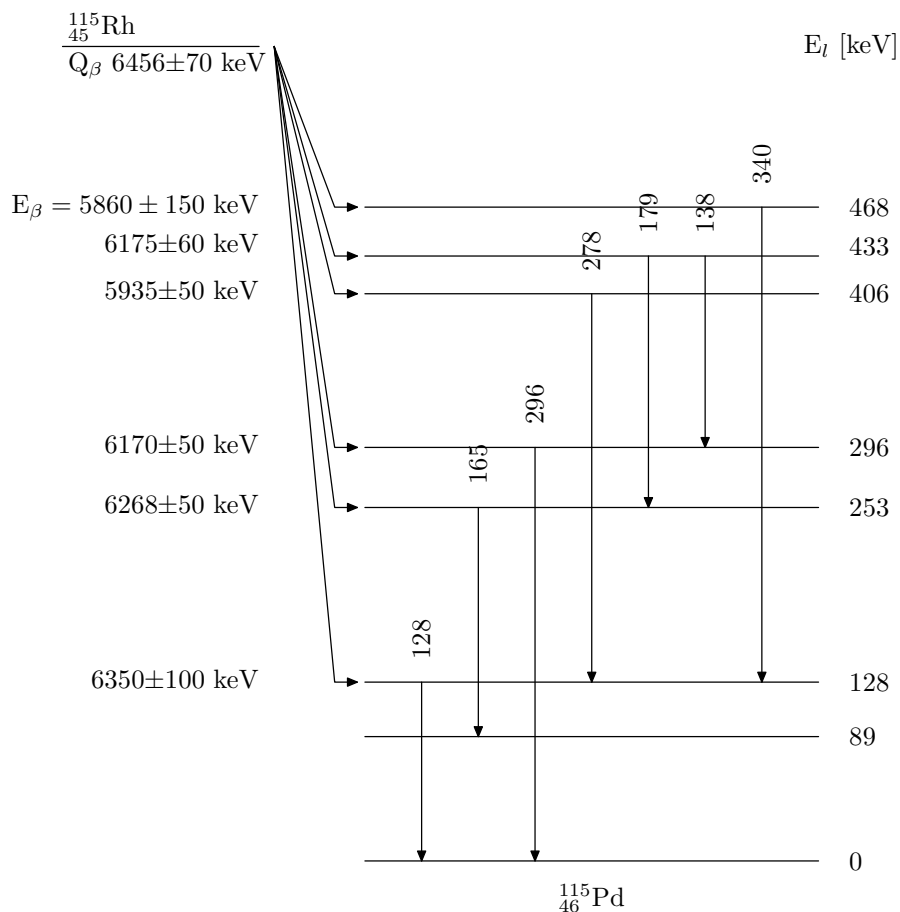
Der Q_β -Wert dieses Nuklids mit der Halbwertszeit 0,99 s wurde von J. Äystö et al. zu 6000 ± 500 keV gemessen [21]. Im Niveauschema sind bereits zahlreiche Linien bekannt, von denen sechs starke Linien ausgewertet werden konnten, die im γ -Spektrum Abbildung 3.38 gut zu erkennen sind. Abbildung 3.39 zeigt das entsprechende partielle Niveauschema. Die Tabelle 3.19 gibt detaillierte Auskunft über die Daten der einzelnen Gates, während Abbildung 3.40 die zu den Gates korrespondierenden Fermi-Kurie-Plots zeigt. Als Resultat erhält man

$$Q_\beta = 6456 \pm 70 \text{ keV}$$

In [10] ist im Niveauschema die β -Fütterung des 128 keV-Niveaus mit 1,3% angegeben, in dieser Arbeit konnte jedoch ein höherer β -Endpunkt beobachtet werden, der eine direkte Fütterung dieses Niveaus wahrscheinlich macht. Dies kann in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von QRPA-Rechnungen stehen, die für verschiedene Kerndeformationen ϵ_2 zwischen $-0,5$ und $0,5$ durchgeführt wurden. Die resultierenden β -Speisungen sind in der Abbildung 3.41 wiedergegeben. Man erkennt, daß für verschiedene Deformationen eine sehr starke Speisung der tiefliegenden Niveaus erfolgt. Die QRPA-Rechnungen legen eine Speisung relativ weniger niedriger Niveaus nahe; es könnte daher sein, daß die identischen E_β -Werte der 296 keV- und der 138 keV-Linie Folge einer γ -Kaskade aus dem 433 keV-Niveau heraus sind. In diesem Falle läge der Q_β -Wert näher an 6600 keV. Auch die 165 keV-Linie könnte im Rahmen der Meßfehler gerade noch Bestandteil einer solchen Kaskade sein, obschon bei dieser Linie doch deutlich ein etwas höherer Endpunkt beobachtet werden kann und die Linienintensität im Vergleich zur 179 keV-Linie zu schwach ist. Es ist daher eher anzunehmen, daß das 253 keV-Niveau direkt gespeist wird.

Tabelle 3.19 γ -Gates und Niveauenergien bei der Auswertung von ^{115}Rh .

γ -Gate [keV]	Niveauenergie [keV]	E_β [keV]	Q_β [keV]
340	468	5860 ± 150 (8140)	6328 ± 150
179, 138	433	6175 ± 60	6607 ± 60
278	406	5935 ± 50	6341 ± 50
296	296	6170 ± 50	6466 ± 50
165	253	6268 ± 50	6521 ± 50
128	128	6350 ± 100	6478 ± 100

**Abbildung 3.39** Das bei der Q_β -Bestimmung von ^{115}Rh benutzte Niveauschema.

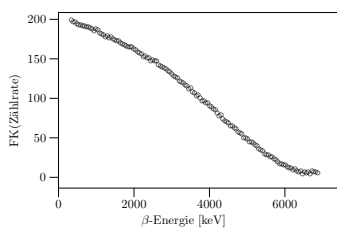
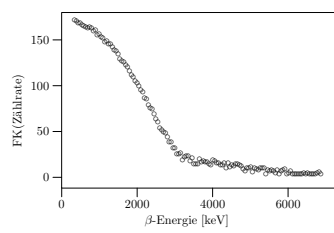
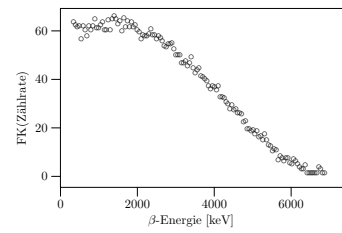
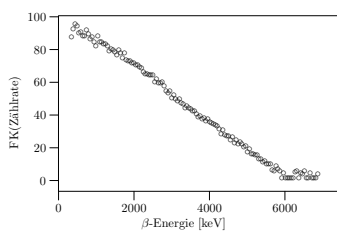
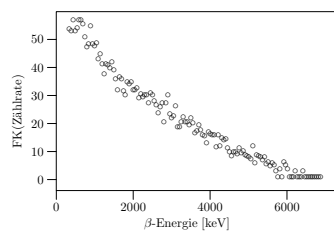
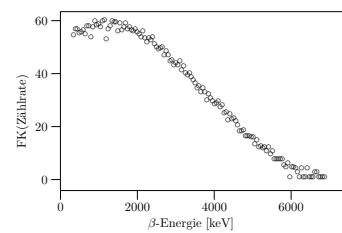
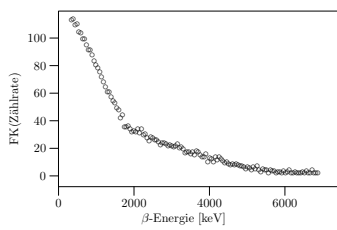
(a) $E_\gamma=128$ keV.(b) $E_\gamma=138$ keV.(c) $E_\gamma=165$ keV.(d) $E_\gamma=179$ keV.(e) $E_\gamma=278$ keV.(f) $E_\gamma=296$ keV.(g) $E_\gamma=340$ keV nach Abzug der hochenergetischen Komponente.

Abbildung 3.40 Fermi-Kurie-Plots der ausgewerteten Linien von ^{115}Rh . Angegeben ist jeweils die Energie der γ -Linie.

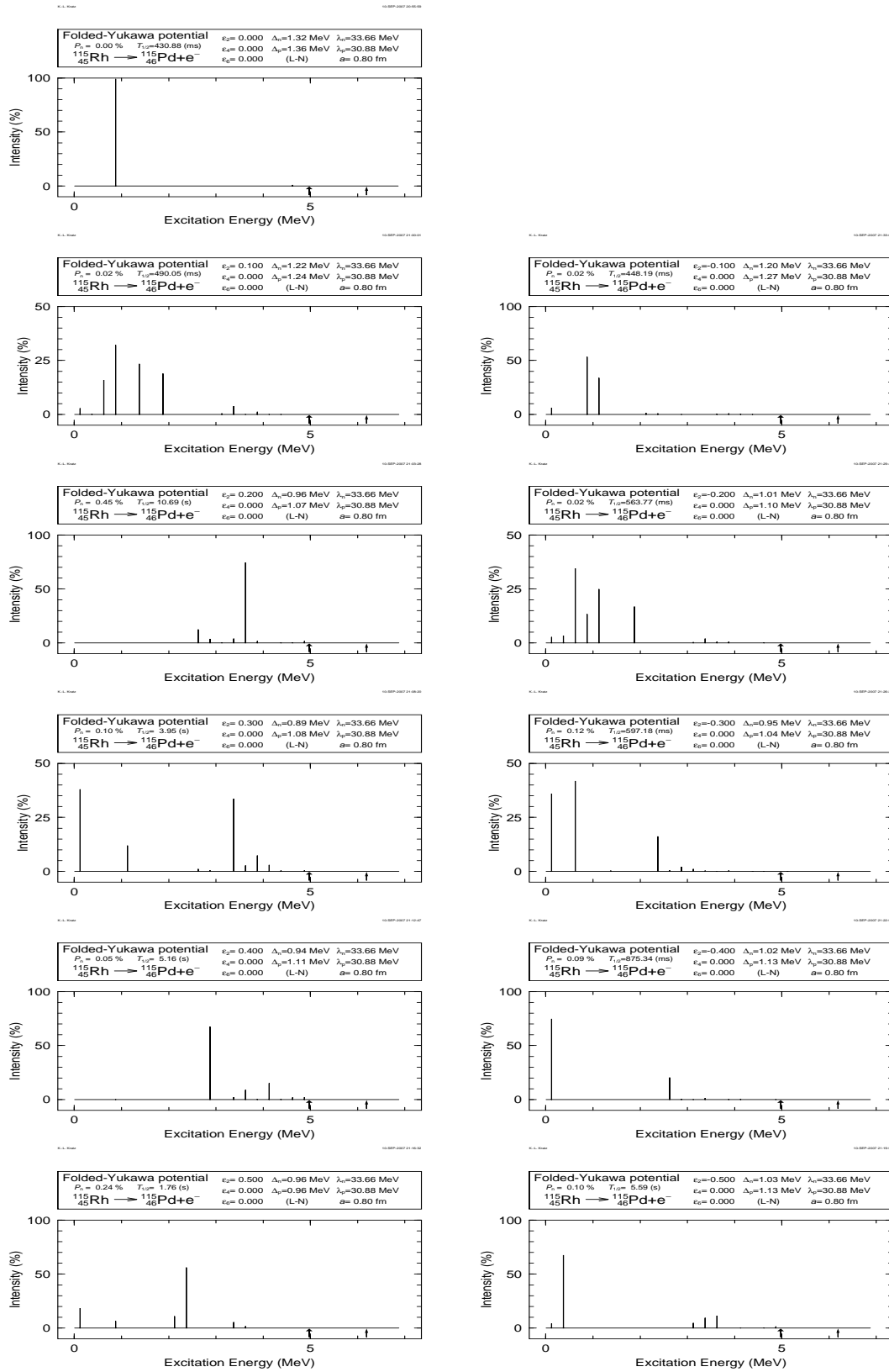
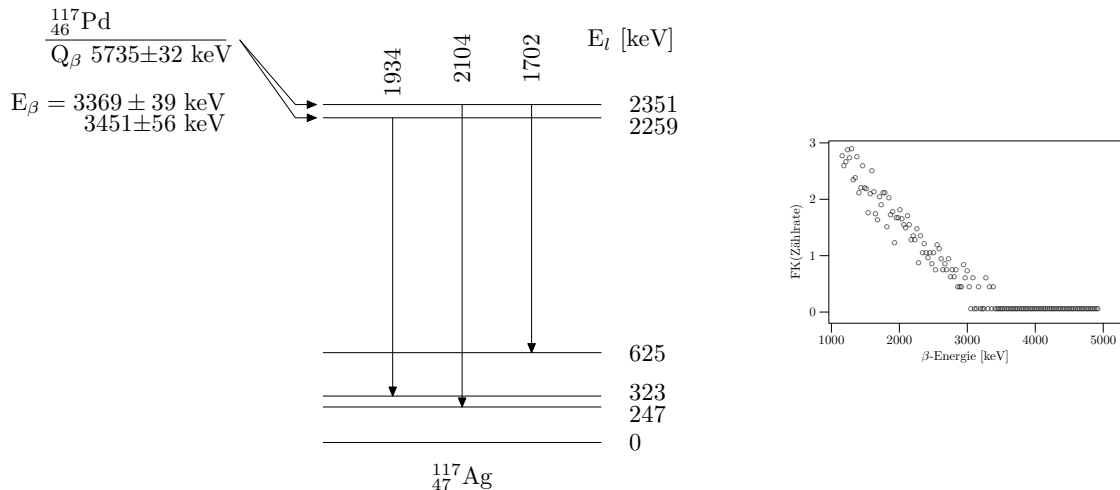


Abbildung 3.41 Die β -Speisung, berechnet mit Hilfe der QRPA, für verschiedene Deformationen $\epsilon_2 \in [-0.5, 0.5]$ für ^{115}Rh .

Tabelle 3.20 γ -Gates und Niveauenergien bei der Auswertung von ^{117}Pd .

γ -Gate [keV]	Niveauenergie [keV]	E_β [keV]	Q_β [keV]
2104	2351	3424 ± 56	5775 ± 56
1702	2351	3369 ± 56	5720 ± 56
1934	2259	3451 ± 56	5710 ± 56

**Abbildung 3.42** Links: Das bei der Q_β -Bestimmung von ^{117}Pd benutzte Niveauschema. Rechts: Fermi-Kurie-Plot der 1702 keV-Linie von ^{117}Pd .

3.14 Palladium 117

Das Nuklid zerfällt mit einer Halbwertszeit von 4,3 s. Das zur Auswertung benötigte Niveauschema (Abbildung 3.42 links) ist in [10] angegeben. Die Übereinstimmung der gemessenen E_β -Werte der Gates auch der unteren Niveaus deutet jedoch darauf hin, daß die in [10] angegebenen β -Fütterungen im wesentlichen in die Niveaus bei 2351 keV und 2259 keV erfolgen. Insbesondere die mit 20% starke Fütterung des 247 keV-Niveaus konnte nicht beobachtet werden. Einige niederenergetischere Anteile in den Fermi-Kurie-Plots deuten auch auf die Existenz weiterer, hochliegender Niveaus mit einer geringen Fütterung hin, entsprechende γ -Peaks konnten in dieser Messung jedoch noch nicht beobachtet werden. Beispielhaft zeigt Abbildung 3.42 den Fermi-Kurie-Plot der 1702 keV-Linie (rechts).

Abbildung 3.43 zeigt die Speisungen, die von QRPA-Rechnungen für verschiedene Kerndeformationen ϵ_2 zwischen $-0,5$ und $0,5$ durchgeführt wurden. Eine Gruppe von Speisungsmustern zeigt eine Fütterung niedrigliegender Niveaus, was experimentell nicht beobachtet werden konnte. Die zweite Gruppe führt zu Speisungen in Niveaus um 2000 keV und höher, was in guter Übereinstimmung zu den Beobachtungen steht. Einige dieser Speisungsmuster zeigen auch geringe Fütterungen noch höherliegender Niveaus, was die beobachteten niederenergetischen β -Komponenten erklären kann. Für eine weitere Entscheidung ist die Statistik jedoch zu gering, um die E_β -Werte dieser Komponenten genauer zu bestimmen.

Unter der Annahme einer Speisung gemäß Tabelle 3.20 kommt man zu einem Ergebnis von

$$Q_\beta = 5735 \pm 32 \text{ keV}$$

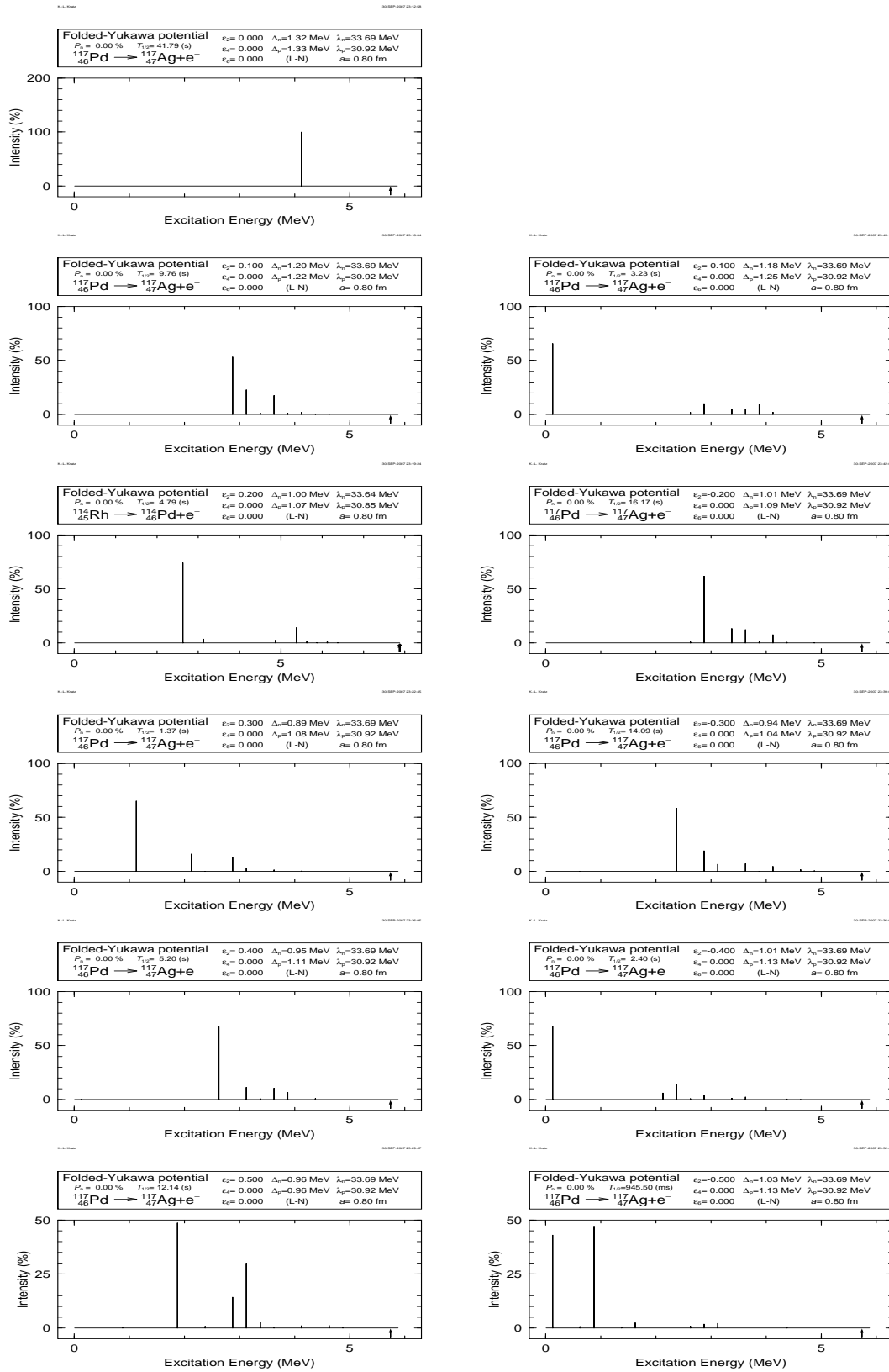


Abbildung 3.43 Die β -Speisung, berechnet mit Hilfe der QRPA, für verschiedene Deformationen $\epsilon_2 \in [-0.5, 0.5]$ für ^{117}Pd .

4 Diskussion und Zusammenfassung

Es wurden 12 Q_β -Werte von sehr neutronenreichen Pd- bis Tc-Isotopen gemessen und daraus die Kernmassen und Massenüberschüsse bestimmt. In diesem Abschnitt werden diese Daten mit in jüngster Zeit auf anderem Wege gewonnenen Daten sowie mit vier Kernmassenmodellen (FRDM, ETFSI-1 und ETFSI-Q sowie HFB/SkP) verglichen und die Resultate diskutiert.

4.1 Massenexzesse

4.1.1 Vergleich mit Fallenexperimenten

Im Juni 2007 ist die Arbeit [12] einer finnischen Gruppe erschienen, die die Massen zahlreicher neutronenreicher Nuklide gemessen hat, unter anderem die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen. Die Finnen haben die seit den Experimenten 1995/96 installierte Einrichtung JYFLTRAP verwendet, um die Kernmassen mit Hilfe der Ionenfallentechnik sehr präzise zu messen. Deren Ergebnisse können daher dazu herangezogen werden, Resultate von Q_β -Experimenten und neuesten Fallenexperimenten zu vergleichen.

Hierzu fasst Tabelle 4.1 die Massenexzesse zusammen, die mit der Q_β -Technik resp. der Ionenfallentechnik gewonnen wurden. Weiterhin konnte die neue Massenauswertung von Audi und Wapstra, [2] von 2003, als Vergleich herangezogen werden. In dieser Massenauswertung erscheinen die experimentellen Werte als Eingabegrößen einer komplizierten, in der Literatur beschriebenen Auswertungs- und Gewichtungssprozedur, die alle bislang bekannten Daten auch der Nachbarnuklide miteinander verknüpft und einer Wahrscheinlichkeitsanalyse unterwirft. Somit können zwei, auf unterschiedlichen Wegen gewonnene, experimentelle Datensätze und die ausgewerteten Tabellenwerte miteinander verglichen werden.

Da die Ionenfallenexperimente zur gezielten Massenmessung eingesetzt werden, sind die Fehlergrenzen der Ergebnisse dieser Experimente naturgemäß klein (± 10 keV im Vergleich zu einigen hundert keV der Q_β -Messungen). Im Gegensatz hierzu stehen die Q_β -Messungen, bei denen die Kernmassen eher ein Nebenprodukt darstellen, deren Fehler sich durch die erforderliche Summation über eine Massenkette hinweg sich obendrein addieren. Trotzdem kann man eine gute Übereinstimmung zu den Fallenexperimenten erkennen. In Fällen, in denen eine höhere Abweichung zu beobachten ist (besonders bei ^{112}Tc), ist in der Regel die Statistik der einzelnen β -Projektionen schon zu schwach, oder es werden viele Niveaus des Zielnuklides bevölkert, sodaß sich eine gute Statistik auf zu viele Einzelübergänge verteilt. Nicht zu vergessen ist auch, daß die Produktionsraten der Nuklide in dem seit dem Q_β -Experiment vergangenen Jahrzehnt deutlich erhöht worden sein dürften. Eine Wiederholung der Q_β -Messungen zu heutiger Zeit dürfte die Fehlergrenzen auch der Q_β -Ergebnisse deutlich senken.

Es läßt sich daher sagen, daß die Q_β -Messungen nicht nur brauchbare Resultate bezüglich der Kernmassen liefern, sondern auch einen erheblichen Beitrag zum Verständnis der Kernstruktur darstellen. Die β, γ -Koinzidenz läßt sich problemlos mit einer γ, γ -

Tabelle 4.1 Übersicht über die Massenexzesse aus dem vorliegenden Q_β -Experiment und dem in [12] publizierten Ionenfallenexperiment sowie die neuere 2003er-Massenauswertung [2].

Nuklid	Δm exp. [keV]	Δm JYFLTRAP exp. [keV]	Δm Syst. [2] [keV]
^{110}Tc	-71110 ± 230	-71028 ± 10	-70960 ± 80
^{110}Rh	-83109 ± 230	-82674 ± 8	-82780 ± 50
^{111}Rh	-82389 ± 60	-82311 ± 8	-82357 ± 30
^{111}Ru	-77136 ± 80	-76778 ± 10	-76670 ± 70
^{111}Tc	-69081 ± 140	-69018 ± 11	-69220 ± 110
^{112}Tc	-66133 ± 510	-65250 ± 6	-66000 ± 120
^{113}Rh	-78686 ± 60	-78774 ± 8	-78680 ± 50
^{113}Ru	-72206 ± 80	-71819 ± 12	-72200 ± 70
^{114}Rh	-76102 ± 60	-75672 ± 8	-75630 ± 110
^{115}Rh	-73947 ± 90	-74236 ± 8	-74210 ± 80
^{115}Ru	-66167 ± 130	-66071 ± 8	-66430 ± 130
^{117}Pd	-76530 ± 60	-76430 ± 8	-76530 ± 60

oder γ , X -Koinzidenz erweitern, sodaß die für Q_β -Messungen benötigten Niveauschemata im gleichen Experiment bestimmt oder verfeinert werden können. Dies gestattet es, die Aussagen eines theoretischen Modells nicht nur bezüglich der Kernmasse, sondern auch der Lage von Energieniveaus, ihrer spektroskopischen Eigenschaften und ihrer β -Zerfalls-Eigenschaften zu untersuchen. Das Modell kann somit einer sehr sorgfältigen Prüfung unterzogen werden. Über die beobachteten β -Speisungen lassen sich, bei gleichen Q_β -Wert, auch Aussagen über die Kerndeformationen ableiten, wie man an den beispielhaften QRPA-Rechnungen sehen kann.

Über diese modell-theoretischen Aussagen hinaus lassen sich aus den gemessenen Werten leicht weitere Daten wie die Neutronenseparationsenergien oder $\log(ft)$ -Werte berechnen.

4.1.2 Vergleich mit Massemodellen

Die Abbildungen 4.1 bis 4.4 stellen die Abweichungen der Massenexzesse, die aus den experimentellen Daten berechnet wurden, von denen auf Basis der Modelldaten graphisch dar. Die gewonnenen Massenexzesse stehen zumeist in Einklang mit den Voraussagen mehrerer Massenmodelle. Die Modelle tendieren jedoch dazu, in diesem Massenbereich eine zu schwache Bindung vorauszusagen. Eine mögliche Ursache hierfür ist eine zu stark angenommenen Kerndeformation.

Die Massenexzesse aus den Modellen werden dabei bei Nukliden mit ungerader Protonenzahl Z (Tc und Rh) zu höheren Massenzahlen hin zunehmend größer als die Experimentaldaten, das heißt sie zeigen eine zu schwache Bindung an. Bei Nukliden mit geradem Z (Ru, Pd) sind die Massenexzesse zwar auch im allgemeinen größer als die gemessenen Werte und deuten damit ebenfalls auf zu schwache Bindung hin, sind aber annähernd konstant.

Die ETFSI-Modelle sowie in schwächerer Form auch das HFB/SkP-Modell zeigen deutlich einen even-odd-Effekt („Zick-Zack-Verlauf“ der Abweichungen in den Graphiken). Offenbar wird von den Modellen der Pairing-Effekt und damit der Einfluß der Nukleonenpaarwechselwirkung überschätzt.

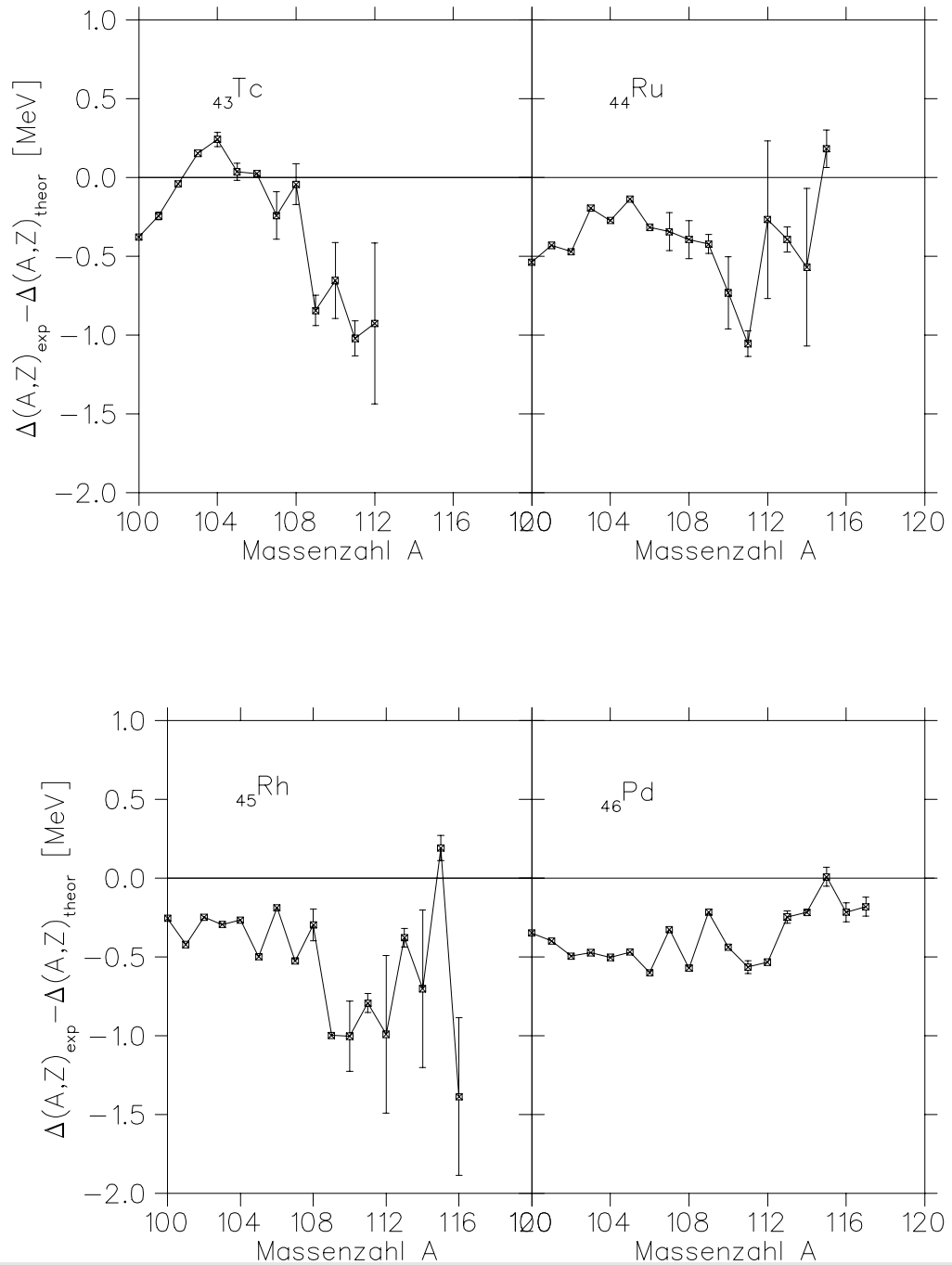


Abbildung 4.1 Vergleich der experimentell ermittelten Masseneüberschüsse mit den vom FRDM-Massenmodellen vorausgesagten Werten.

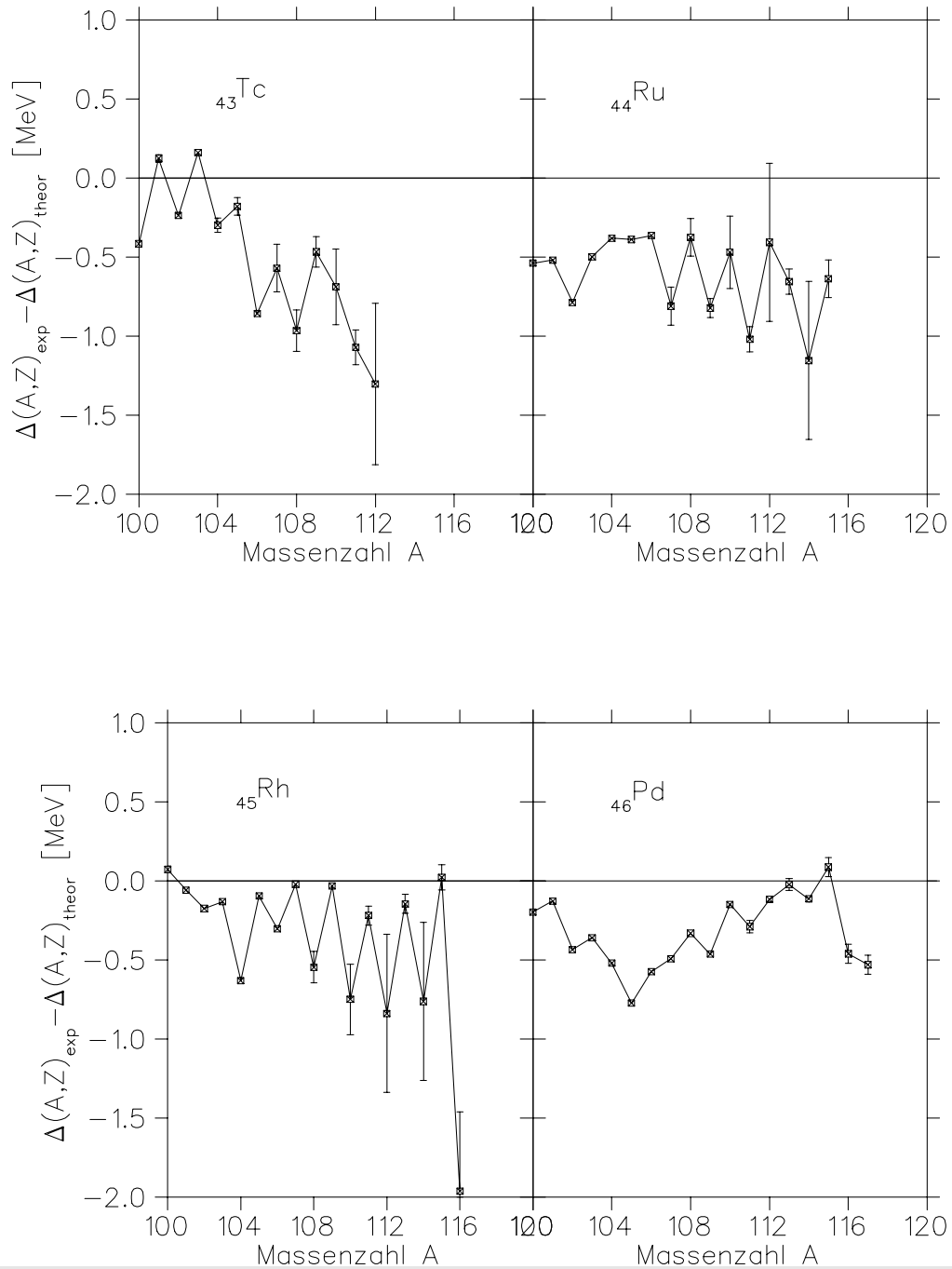


Abbildung 4.2 Vergleich der experimentell ermittelten Massenexzesse mit den vom ETFSI 1-Massenmodell vorausgesagten Werten.

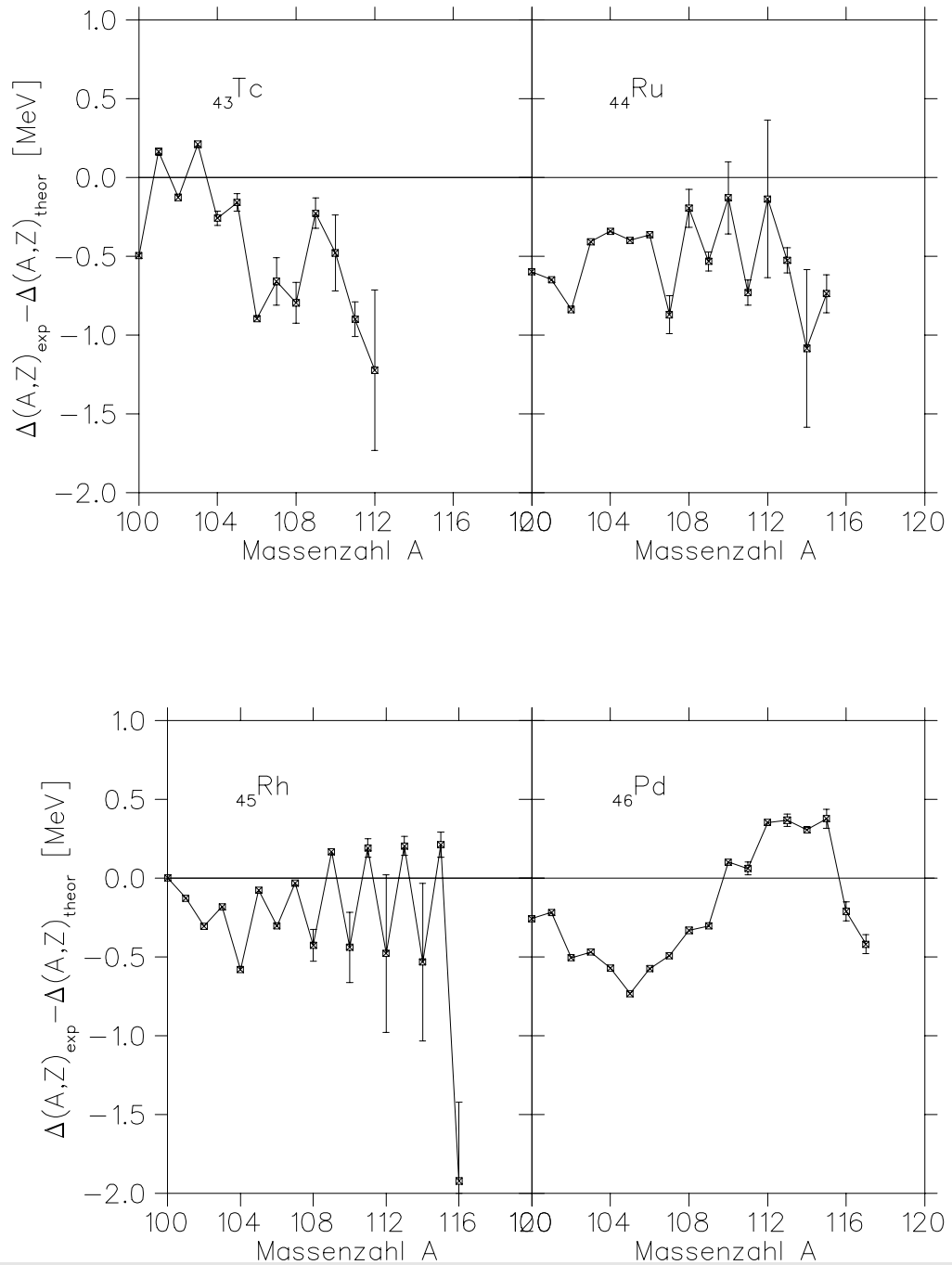


Abbildung 4.3 Vergleich der experimentell ermittelten Masseneüberschüsse mit den vom ETFSI Q-Massenmodell vorausgesagten Werten.

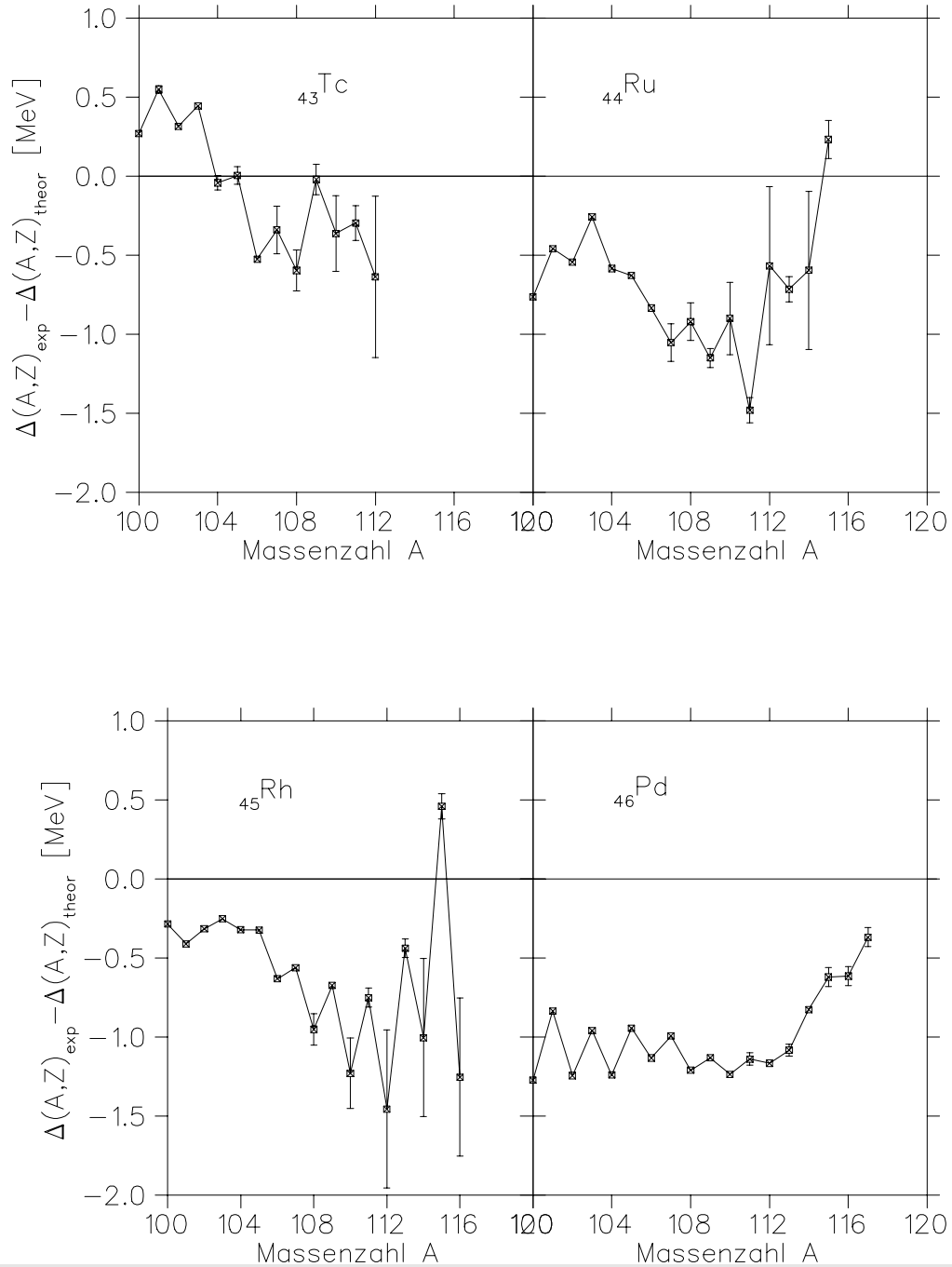


Abbildung 4.4 Vergleich der experimentell ermittelten Massenexzesse mit den vom HFB-Massenmodell mit Skyrme-P vorausgesagten Werten.

4.2 Verlauf der S_{2n} -Werte

Eine aus den Massenexzessen berechenbare Größe ist der S_{2n} -Wert. Diese Zwei-Neutronen-Separationsenergie weist gegenüber der einfachen Neutronenseparationsenergie den Vorteil auf, daß sie unabhängig gegenüber einem even-odd-Effekt ist, und so ihr Verlauf klarer ersichtlich ist.

Die Abbildung 4.6 zeigt den Verlauf der aus den experimentellen Daten berechneten S_{2n} -Werte für die Elemente mit $Z=35$ bis $Z=48$ als Funktion der Neutronenzahl N . Zur weiteren Verdeutlichung wurde die Funktion

$$y = 30 - 0,5N$$

subtrahiert. Hierdurch verlaufen die ansonsten steilen Kurvenscharen flacher und werden deutlicher voneinander getrennt. Die Kurven zeigen deutlich den Abschluß der Neutronenschale bei $N = 50$, der sich in einem raschen Absinken der Separationsenergien manifestiert. (Ein ähnlicher Effekt zeigt sich in der klassischen Chemie im Absinken der Ionisations- oder Elektronenseparationsenergien der Alkali- und Erdalkalimetalle.) Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 4.5 auf der rechten Seite das nukleare Zustandsschema für ein Woods-Saxon-Potential gezeigt, das für Protonen und Neutronen getrennt und mit einer Korrektur für die Spin-Bahn-Kopplung versehen ist. Die angesprochene Neutronenschale endet mit dem $1g_{9/2}$ -Zustand. Der dieser Schalen folgende $2d_{5/2}$ -Zustand zeige eine deutliche höhere Energie. (Man erkennt an diesem Schalenabschluss deutlich, wie wesentlich es in der Kernphysik ist, den durch die grosse Kopplungskonstante wesentlichen Beitrag der Spin-Bahn-Wechselwirkung zu berücksichtigen, ohne den sich eine falsche Folge von Schalenabschlüssen ergäbe. Im Gegensatz hierzu ist die Kopplungskonstante für die Hüllenelektronen so klein, dass die Elektronenschalen bereits ohne Spin-Bahn-Kopplung korrekt wiedergegeben werden.)

Die weiteren Abbildungen 4.7 bis 4.10 zeigen den Verlauf der S_{2n} -Werte, die aus den Modellen FRDM, ETFSI-1, ETFSI-Q und HFB/SkP berechnet wurden; ebenfalls für die Elemente mit $Z=35$ bis $Z=48$ als Funktion der Neutronenzahl N mit der angegebenen Subtraktion.

Wie man an den Auftragungen sieht, geben alle Modelle den bereit angesprochenen Abschluß der Neutronenschale bei $N = 50$ korrekt wieder.

Für Elemente mit $Z \leq 42$ (Mo) ist ein erneutes Absinken des S_{2n} -Wertes bei $N \geq 56$ zu beobachten, wobei der Effekt bei $Z = 40$ (Zr) am größten zu sein scheint. Dies ist auf den Abschluß der Neutronenunterschale $2d_{5/2}$ zurückzuführen. Die Abhängigkeit von Z und das Maximum des Effekts bei $Z = 40$ hängt mit dem Abschluß der Protonenunterschale $2p_{1/2}$ zusammen. Diese Erscheinung wird nur vom HFB/SkP-Modell korrekt wiedergegeben, sowohl das FRDM-Modell als auch die beiden ETFSI-Modelle verkehren das beobachtete Minimum in ein Maximum.

Das HFB/SkP-Modell unterschätzt im weiteren Verlauf den Wiederanstieg der Separationsenergie um $N = 60$ herum. Dies ist darauf zurückzuführen, daß das HFB-Modell bislang nur sphärisch rechnet und daher die Kerndeformationen, die bei $N = 60$ einsetzen, nicht berücksichtigen kann. Alle Modelle können dagegen die Z -Abhängigkeit wiedergeben.

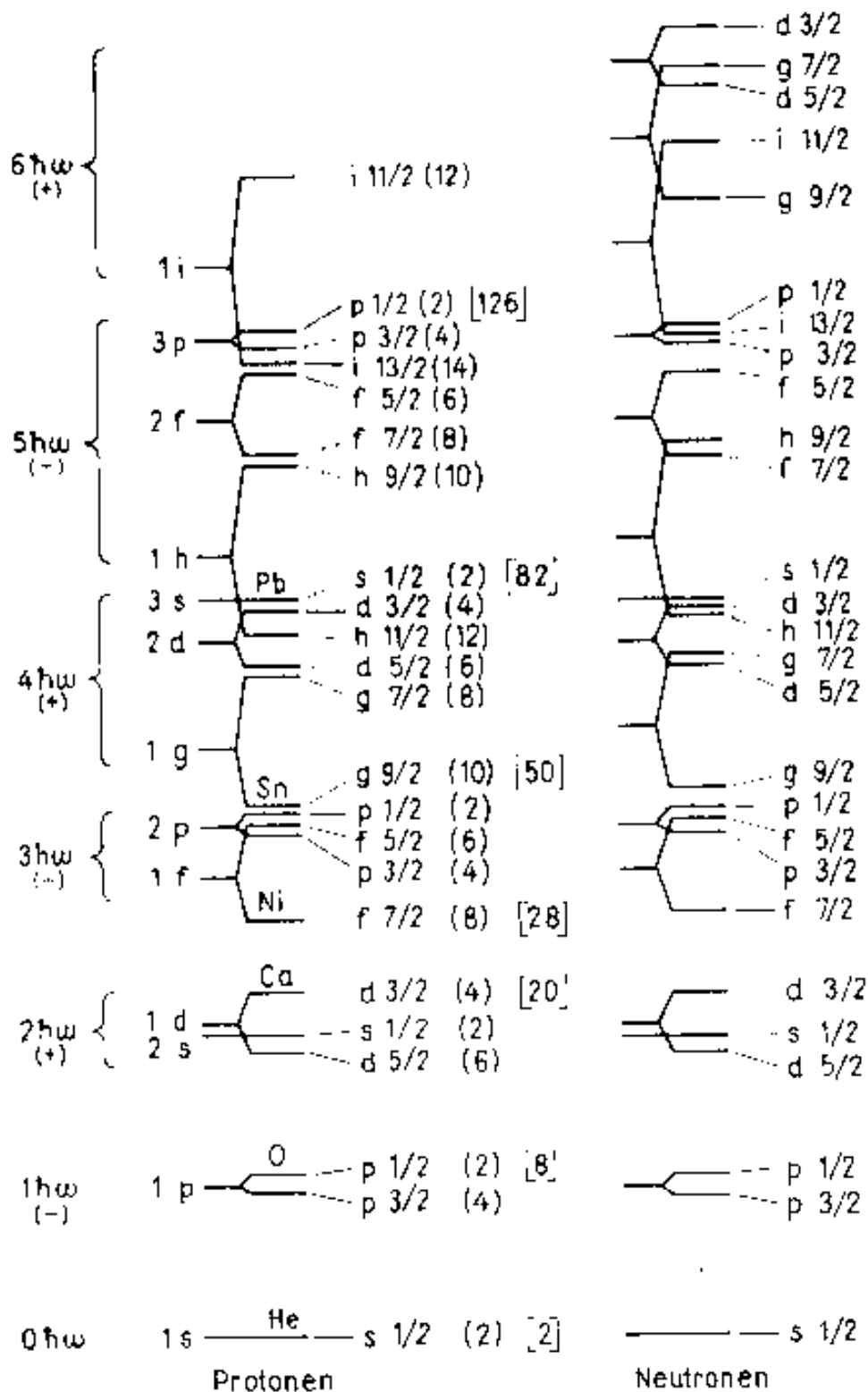


Abbildung 4.5 Nukleares Zustandsschema für Protonen und Neutronen für ein harmonisches Oszillatorpotential (links), sowie für ein Woods-Saxon-Potential ohne (jeweils linke Seite) und mit Spin-Bahn-Kopplung (jeweils rechts), getrennt für Protonen und Neutronen.

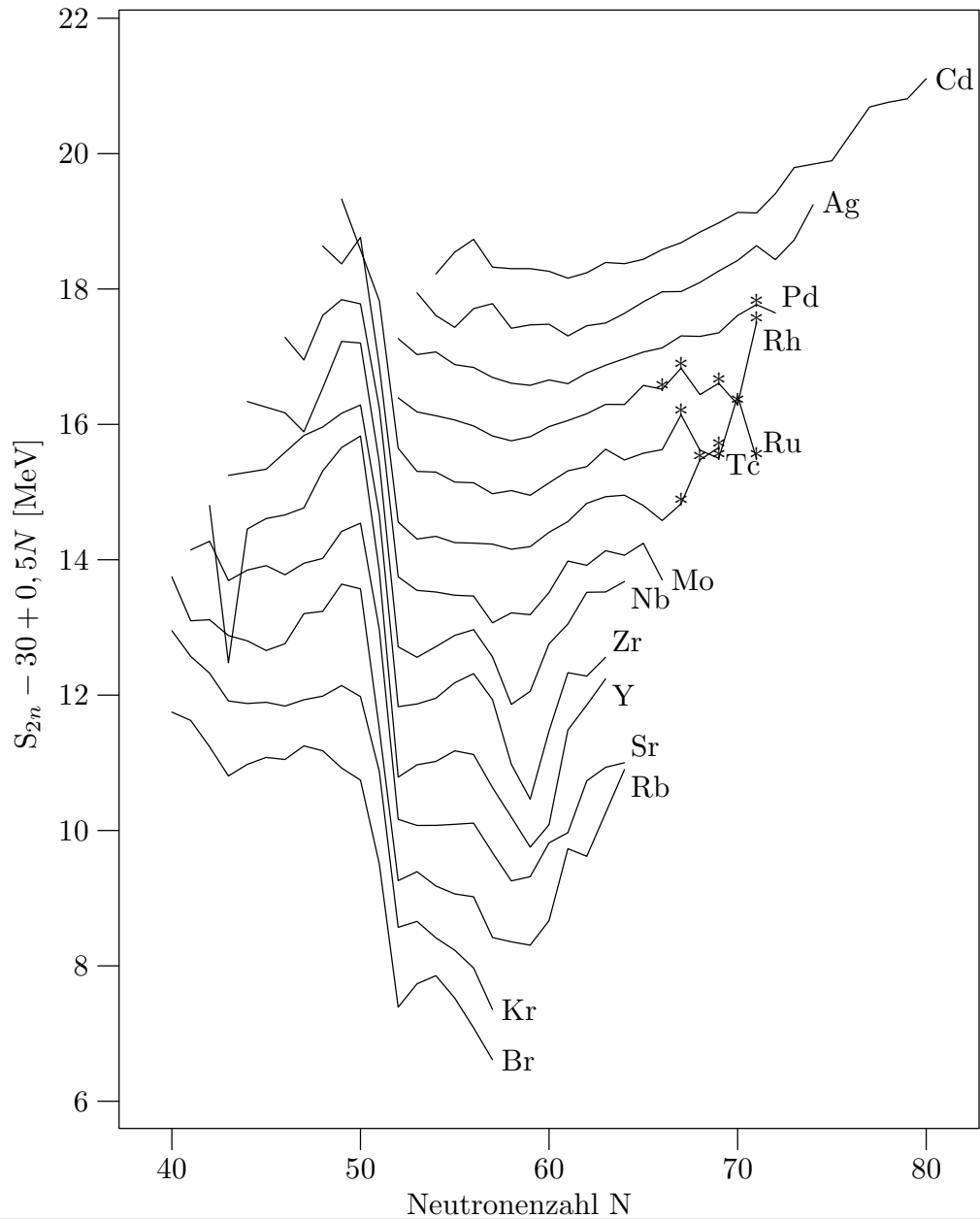


Abbildung 4.6 Verlauf der experimentell ermittelten S_{2n} -Werte. Mit einem Stern markiert die aus den Q_β -Messungen abgeleiteten Werte.

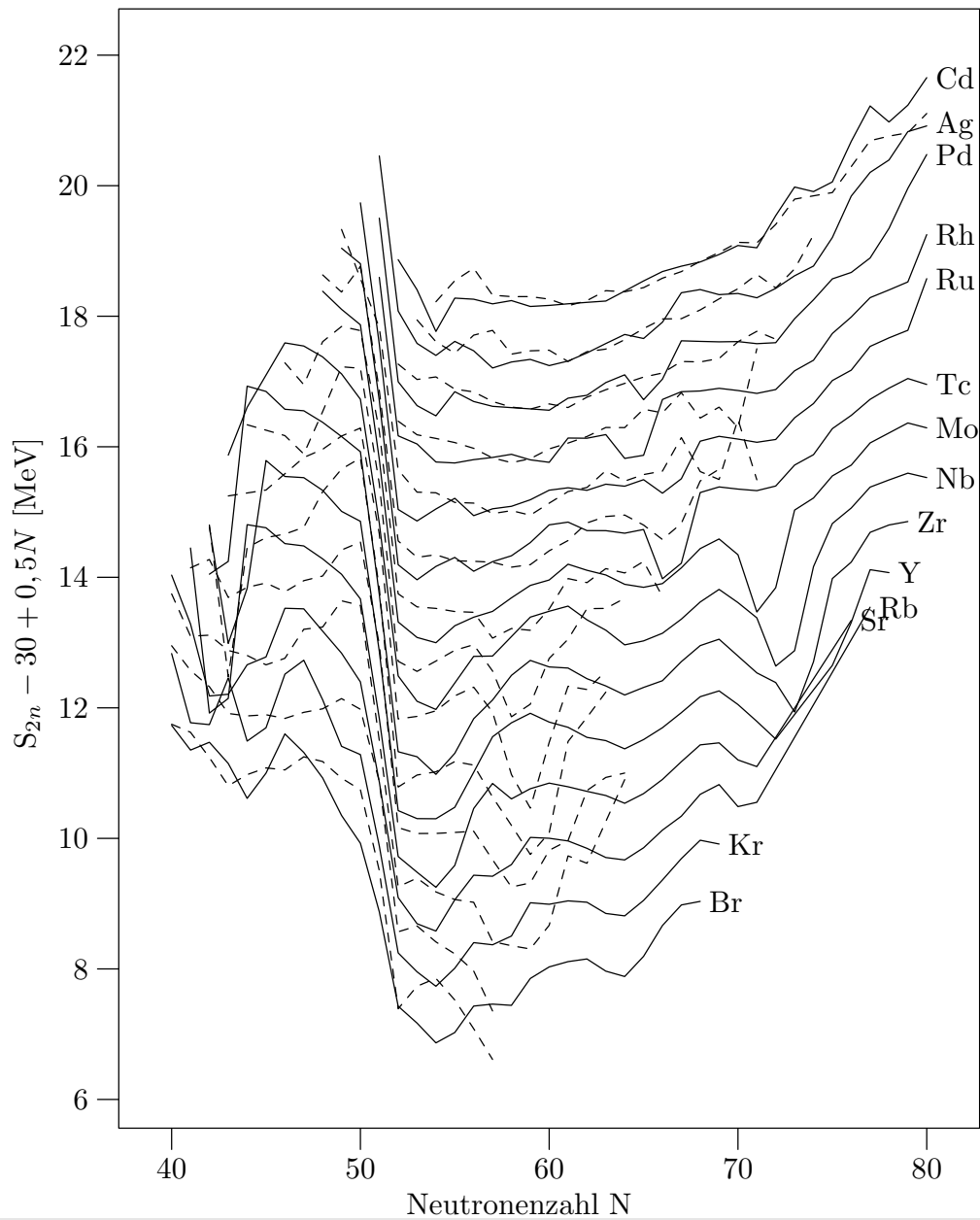


Abbildung 4.7 Verlauf der vom FRDM-Modell vorhergesagten S_{2n} -Werten für die Elemente mit $40 \leq Z \leq 50$. Durchgezogene Linien: Modellvorhersagen; gestrichelte Linien: experimentelle Werte.

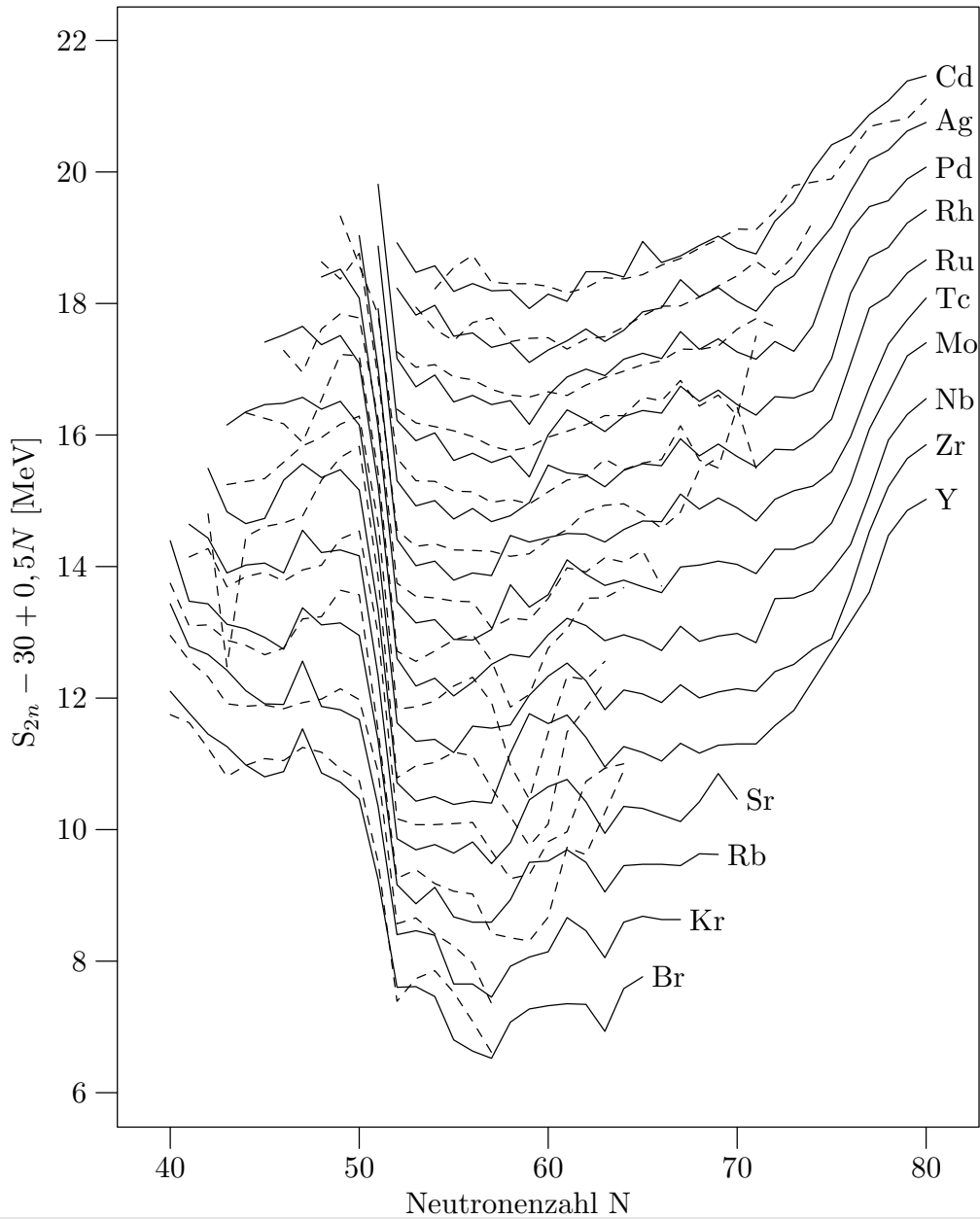


Abbildung 4.8 Verlauf der vom ETFSI 1-Modell vorhergesagten S_{2n} -Werten für die Elemente mit $40 \leq Z \leq 50$. Durchgezogene Linien: Modellvorhersagen; gestrichelte Linien: experimentelle Werte.

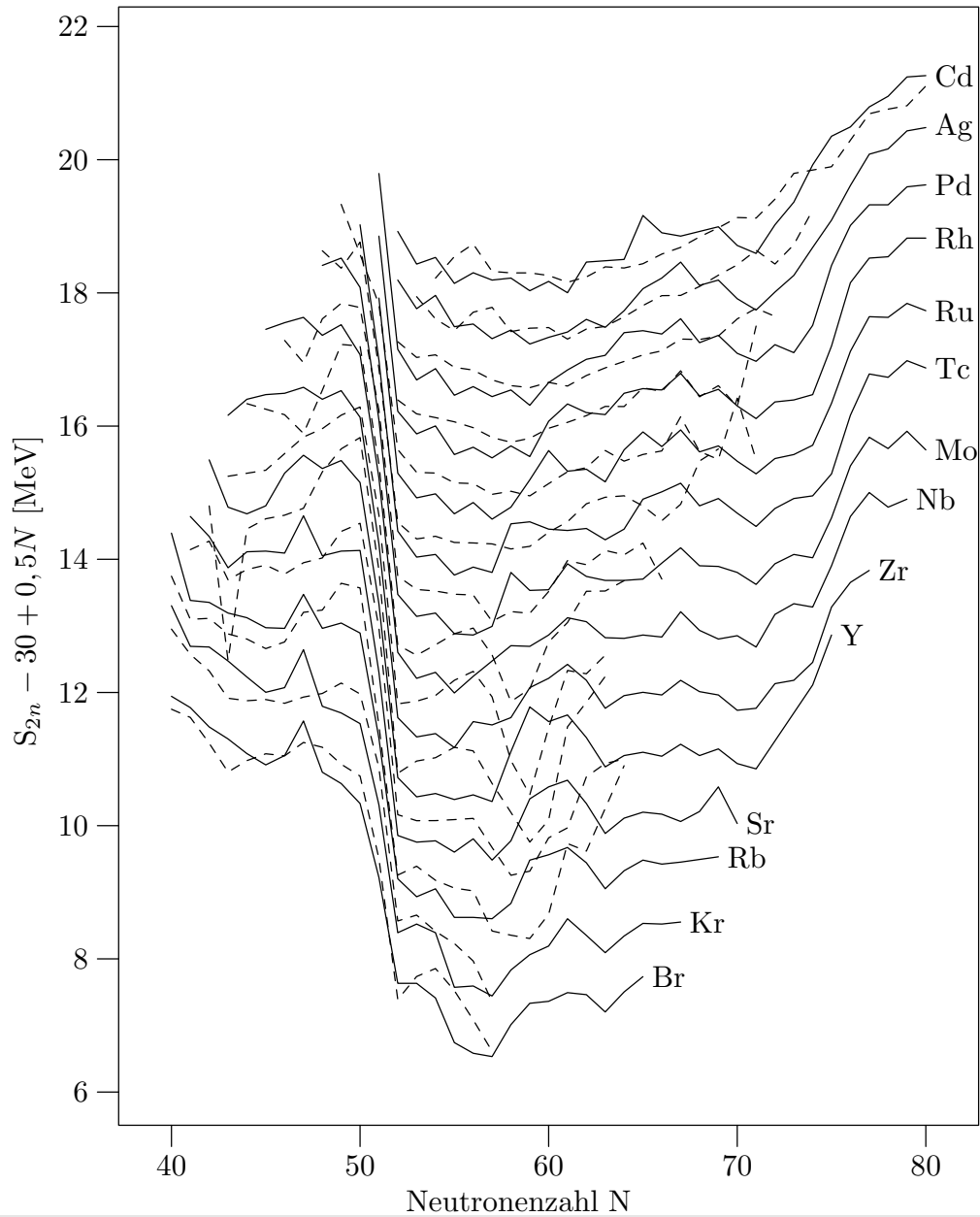


Abbildung 4.9 Verlauf der vom ETFSI Q-Modell vorhergesagten S_{2n} -Werten für die Elemente mit $40 \leq Z \leq 50$. Durchgezogene Linien: Modellvorhersagen; gestrichelte Linien: experimentelle Werte.

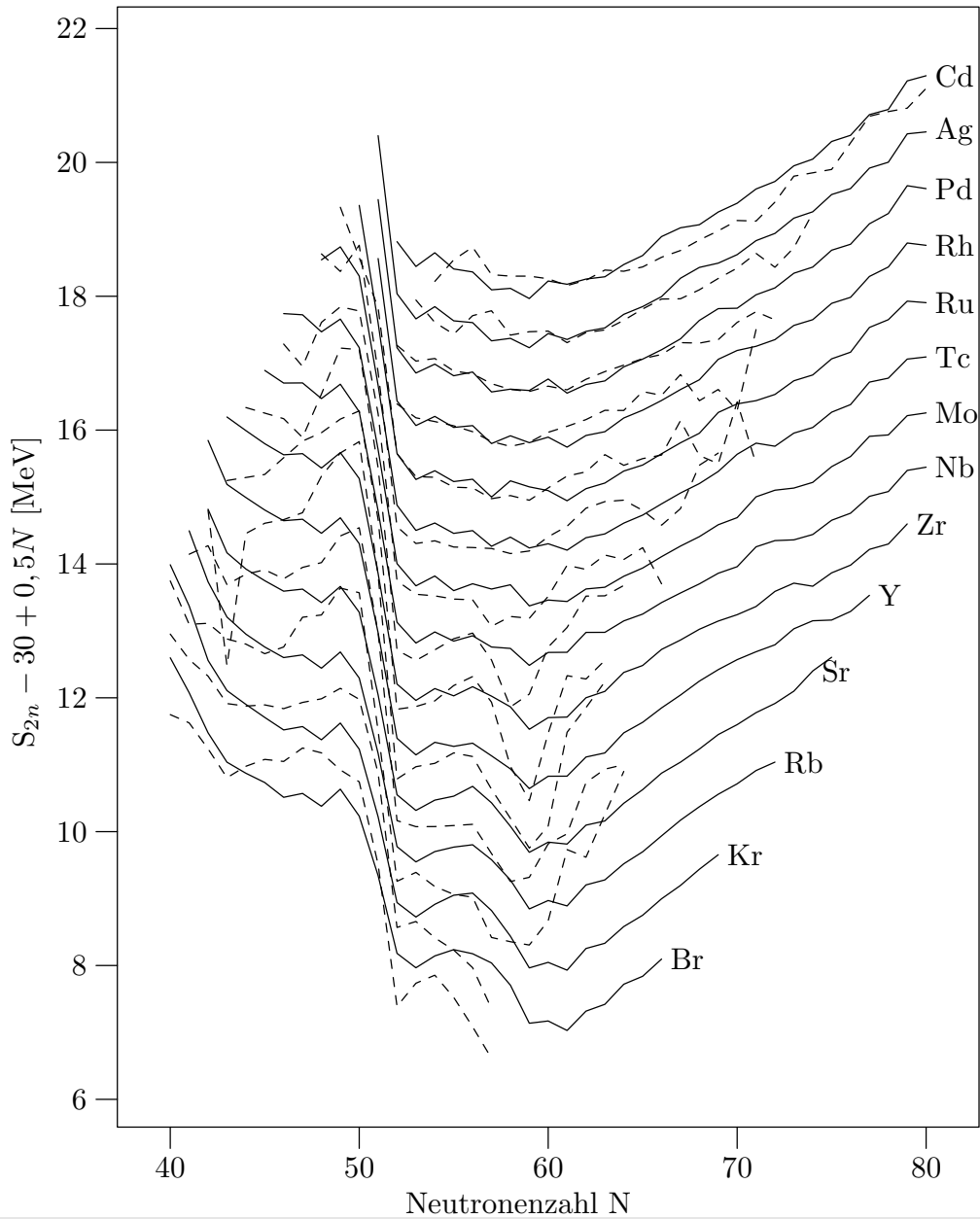


Abbildung 4.10 Verlauf der vom HFB-Modell mit Skyrme-P vorhergesagten S_{2n} -Werten für die Elemente mit $40 \leq Z \leq 50$. Durchgezogene Linien: Modellvorhersagen; gestrichelte Linien: experimentelle Werte.

4.3 Way-Wood-Darstellungen

Die Abbildungen 4.11 und 4.12 zeigen eine übliche Darstellung der Zerfallsenergien über der Massenzahl A im sogenannten Way-Wood-Diagramm. Diese Art der Darstellung wird in [30] vorgestellt und erlaubt es, kernphysikalische Effekte, die Einfluß auf den Q_β -Wert haben, übersichtlich darzustellen, da Abweichungen von einem regelmäßigen Verlauf (der zu einem regelmäßigen Gittermuster führt) optisch sehr leicht als Verzerrungen erkannt werden können. Um Schwankungen, die durch die Paarungsenergie der Nukleonen hervorgerufen werden, zu vermeiden, werden die Ergebnisse für UU-, UG-, GU- und GG-Kerne getrennt dargestellt.

Ein Beispiel für die Verdeutlichung kernphysikalischer Effekte ist der Abschluß der Neutronenschale bei $N = 50$, wie in Abbildung 4.11 an der diagonal nach rechts unten laufenden großen Lücke sehr gut zu sehen ist. Der Abschluß der Protonenschale bei $Z = 50$ ist in Form eines diagonal nach rechts oben laufenden vergrößerten Abstandes der Linien für In und Sb ebenfalls gut zu erkennen.

Die in der vorliegenden Arbeit gemessenen Werte sind in den erwähnten Abbildungen mit einem Stern * markiert. Bei den UG- und GU-Kernen setzen sie die beobachteten Trends fort. Bei den UU-Kernen weichen jedoch die Trends für benachbarte Isotone stark voneinander ab.

Alle gewonnenen Meßdaten bilden zusammen mit den bereits bekannten Werten einen glatten Verlauf der jeweiligen Größe, was darauf hindeutet, daß im betrachteten Massengebiet $A \approx 110$ keine signifikante Änderung der Kernstruktur auftritt. Dies verwundert nicht, da in diesem Gebiet die Neutronenzahlen (67 bis 71) in der Mitte der Neutronenschale, die bei $N = 50$ beginnt und bis $N = 82$ reicht, liegen. Auch die Ordnungszahlen 43, 44, 45 und 46 liegen noch vor dem Abschluß der Protonenschale bei $Z = 50$.

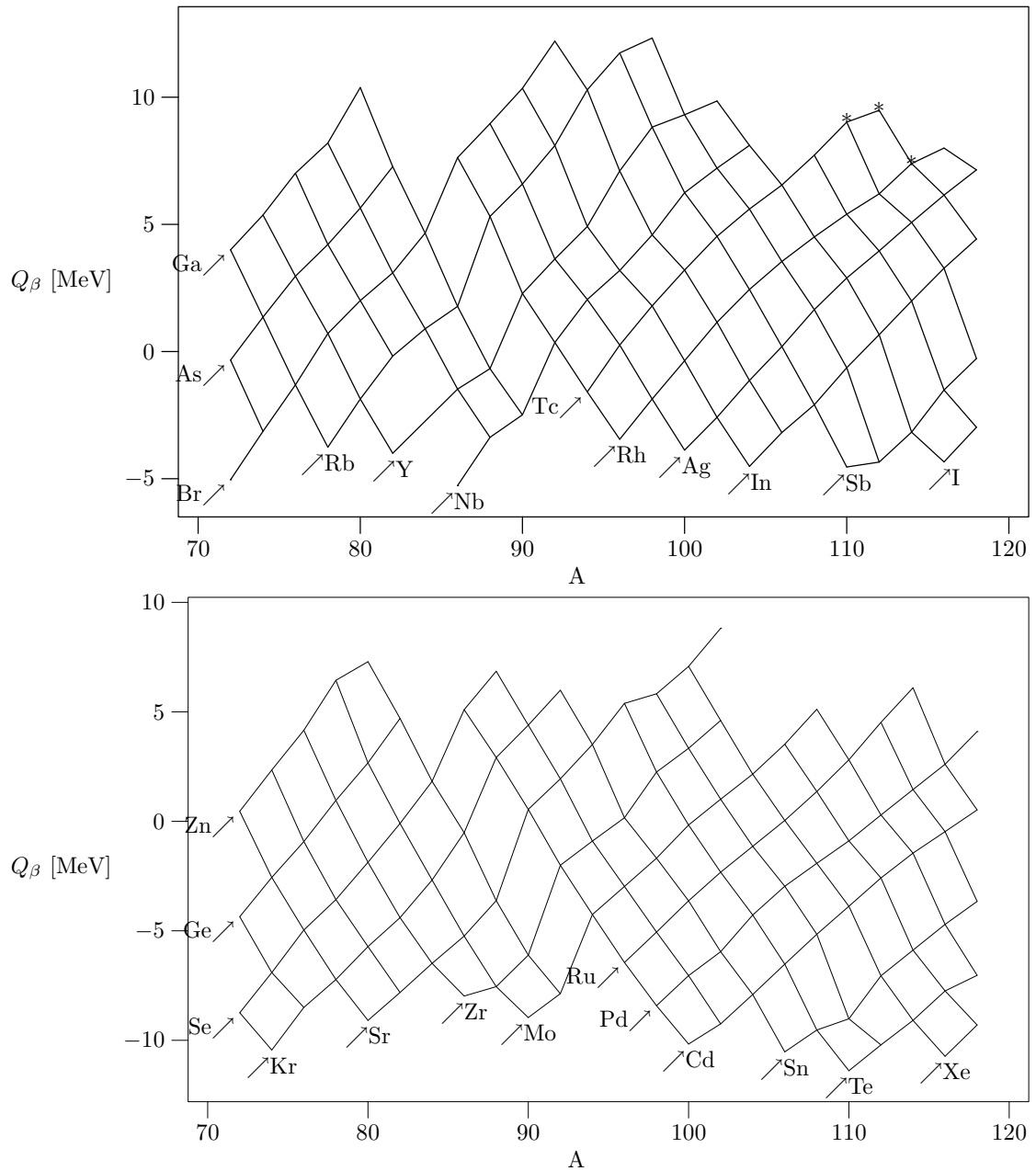


Abbildung 4.11 Way-Wood-Diagramme für UU- (oben) und GG-Kerne (unten). Mit einem Stern markierte Nuklide wurden in dieser Arbeit gemessen.

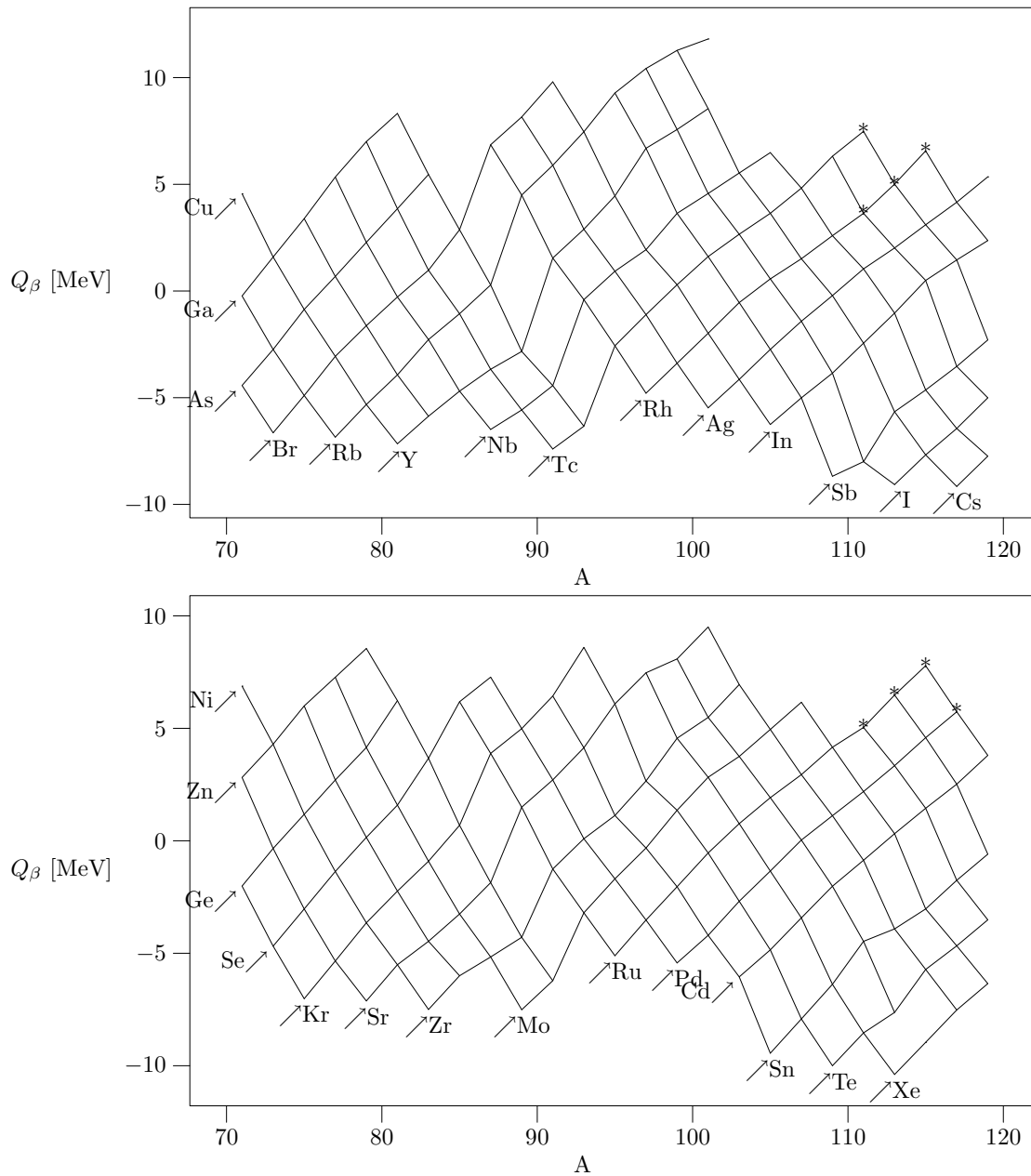


Abbildung 4.12 Way-Wood-Diagramme für UG- (oben) und GU-Kerne (unten). Wiederum markieren Sterne die in dieser Arbeit gemessenen Nuklide.

4.4 Ausblick

Die durchgeführten Experimente zeigen die Eignung von IGISOL für Q_β -Messungen sowie Koinzidenzmessungen im Bereich sehr neutronenreicher Nuklide fernab der Stabilität. Durch die im Experimentierzeitraum erzielten erhöhten Strahlintensitäten wird es möglich, im betrachteten Massenbereich weitere Q_β -Werte von Nukliden mit geringen Produktionsraten zu messen. Dieser und andere Kernparameter sind zur Verbesserung der derzeit verwendeten Kernmodelle erforderlich und bilden über eine erweiterte Kenntnis der Kernstruktur auch die Grundlage zum Verständnis höherer Vorgänge, zum Beispiel der bereits geschilderten Elemententstehung im Kosmos.

Als Grundlage für weitere Q_β -Experimente sowie zur Bestimmung der Kernstrukturen über weitere Kernparameter müssen γ, γ -Koinzidenzmessungen durchgeführt werden, da im hier untersuchten Massenbereich keine Niveauschemata mehr bekannt sind oder große Unklarheiten herrschen. Das in dieser Arbeit benutzte β, γ, γ -Setup hat sich dabei in der praktischen Anwendung bewährt und ermöglicht es, gleichzeitig über eine γ, γ -Koinzidenz die Niveauschemata zu bestimmen oder zu erweitern und Q_β -Messungen durchzuführen. Besonders die Möglichkeit, nur die Teile der γ -Spektren zu betrachten, die einer β -Energie oberhalb eines bestimmten Wertes entsprechen, erlaubt es, γ -Linien zu finden, die zu einem unvollständigen Niveauschema gehören könnten. Die genaue Einordnung der solcherart gefundenen Linien erfolgt dann über die Auswertung der γ, γ -Koinzidenzen. Weist eine solche Linie eine hinreichend hohe Statistik in der zugehörigen β -Projektion auf, kann auch der E_β -Wert zur Einordnung der Linie in ein Schema herangezogen werden.

Der Vergleich der Kernmassen mit den Daten, die auf den neuesten Ionenfallen-Massenmessungen beruhen, zeigt, daß schon bei den 1995/1996 vorhandenen Strahlintensitäten die Ergebnisse in guter Übereinstimmung stehen und somit die Q_β -Messungen ein wichtiges Instrument auf dem Gebiet der Kernspektroskopie darstellen und eine Fülle von Strukturdaten liefern können.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Audi, A. H. Wapstra, *The 1995 Update to the Atomic Mass Evaluation*, Nucl. Phys. A595(4) 1995, pp. 409
- [2] G. Audi, A. H. Wapstra, *The 2003 Atomic Mass Evaluation*, Nucl. Phys. A729(1) 2003, pp. 337
- [3] Möller, P., Nix, J. et al, ???, At. Data Nucl. Data Tables 59, 1995, pp. 185
- [4] Möller, P., Nix, J. R., Kratz, K.-L., *Nuclear Properties for Astrophysical Applications*, At. Data Nucl. Data Tables 66, 1997, pp. 131
- [5] J. M. Pearson, R. C. Nayak et al., *Nuclear Mass Formula with Bogolyubov-enhanced Shell Quenching*, Phys. Lett.+B 387 (1996) pp. 455
- [6] Y. Aboussir, J. M. Pearson et al., At. Data Nucl. Data Tables 61 (1995) pp. 127
- [7] J. Dobaczewski, H. Flocard et al, *Hartree-Fock-Bogolyubov Description of Nuclei near the Neutron-Drip Line*, Nucl. Phys. A 422 (1984), pp. 103
- [8] Firestone, R. B, Shirley, V. S. et al, *Table of Isotopes Vol. I: A = 1 – 150*, 8th edition, J. Wiley et sons Inc. 1996
- [9] Jokinen, A., *Beta Decay and Deformation. Studies of Neutron-Rich Nuclei with $106 \leq A \leq 114$* , Academic Dissertation, Department of Physics, University of Jyväskylä, Research Report No. 3/1994
- [10] Penttilä, H., *Studies of Very Neutron-Rich Odd-Mass Nuclei with $109 \leq A \leq 119$* , Academic Dissertation, Department of Physics, University of Jyväskylä, Research Report No. 1/1992
- [11] S. Kluge, *Untersuchungen zur $\beta\gamma$ - und $\gamma\gamma$ -Spektroskopie neutronenreicher Nuklide*, Dissertation, TU Braunschweig
- [12] U. Hager et al., *The 1995 Update to the Atomic Mass Evaluation*, Phys. Rev. C75), 064302 (2007)
- [13] G. Musiol, J. Ranft et al., *Kern- und Elementarteilchenphysik*, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt/Main, 2. Auflage 1995, ISBN 3-8171-1404-4
- [14] Jürgens, P., *Messungen von $\beta\gamma$ -Koinzidenzen und Hardware-Entwicklung zur simultanen Aufnahme von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen neutronenreicher Atomkerne*, Dissertation, TU Braunschweig (1995)
- [15] Schoedder, S., *Aufbau eines β -Szintillationsdetektors zur Messung von β, γ -Koinzidenzen*, Diplomarbeit, TU Braunschweig (1992)

- [16] Leo, W. R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, 2nd edition, 1992
- [17] J. Blachot, *Nuclear Data Sheets A=110*,
- [18] J. Blachot, *Nuclear Data Sheets* 77, 299 (1996)
- [19] J. Blachot, *Nuclear Data Sheets A=112*
- [20] J. Blachot, *Nuclear Data Sheets A=113*,
- [21] J. Blachot, G. Marguier, *Nuclear Data Sheets* 67, 1 (1992)
- [22] J. Blachot, *Nuclear Data Sheets A=117*,
- [23] Kratz, K.-L., Pfeiffer, B., Thielemann, F.-K., *Nuclear-structure Input to r-Process Calculations*, Nucl. Phys. A630 (1998) 352
- [24] Pfeiffer, B., Lhersonneau, G. et al, *Beta Decay of ^{111}Tc to ^{111}Ru* , Euro Phys. J. **A2** 1998, 17
- [25] Möller, P. et al, *At. Data Nucl. Data Tables* 59 (1995) 183
- [26] Aboussir, Y. et al, *At. Data Nucl. Data Tables* 61 (1995) 127
- [27] Majer, V., *Grundlagen der Kernchemie*, Verlag J. A. Barth, Leipzig 1982
- [28] Lieser, K. H., *Einführung in die Kernchemie*, Verlag VCH Weinheim, 1991, 3. Auflage
- [29] Iliadis, C., *Nuclear Physics of Stars*, Verlag Wiley-VCH Weinheim, 2007, 1. Auflage
- [30] Way, K., Wood, M., *A β -Decay Systematic*, Phys. Rev. **94** (1954) 119
- [31] Weizsäcker, C. F. von, *Zur Theorie der Kernmassen*, Z. f. Physik **96** (1935) 431
- [32] Rolfs, C. E., Rodney, W. S., *Cauldrons in the Cosmos*, The University of Chicago Press 1988