

## 2. Meßmethode PAC

### 2.1 Die $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationsfunktion

Da die energetischen Aufspaltungen entarteter Kernzustände durch Hyperfeinfelder sehr gering ist, können die dafür verantwortlichen Felder ( $B_{\text{hf}}$ , EFG) nur indirekt über Interferenzerscheinungen detektiert werden. Die Messung der gestörten  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation ist neben der NMR, MS und PAD eine sehr sensitive Methode zur Detektierung von Hyperfeinwechselwirkungen. Eine Übersicht über verschiedene Meßmethoden findet man [SWe92], eine detaillierte Schilderung der Grundlagen der PAC findet man bei [FSt65].

Bei der PAC wird die zeitliche Änderung der  $\gamma$ -Ausstrahlcharakteristik oder auch die Winkelkorrelation der nacheinander beim Bevolkern und Entvolkern eines isomeren Zwischen-niveaus des Sonden-kerns emittierten  $\gamma$ -Quanten detektiert. Voraussetzung für die Beobachtung der gestörten  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation ist eine anisotrope Emission aus dem isomeren Zwischen-niveau.

Ein Isotop zerfällt über eine  $\gamma\gamma$ -Kaskade von einem angeregten Zustand  $|I_i, M_i\rangle$  unter Emission eines  $\gamma_1$  in den Zwischenzustand  $|I, M\rangle$  und dieser unter Emission von  $\gamma_2$  in den Endzustand  $|I_f, M_f\rangle$ . Die Emission von  $\gamma_1$  wird im Detektor 1 nachgewiesen, der durch seine Position die Quantisierungsachse für die Beobachtung weiterer Emissionen festlegt. Es entsteht in den  $M_j$ -Unterzuständen des Zwischen-niveaus durch die Wahl der z-Achse ein sogenanntes *Alignment* in der Besetzung, d.h.,  $P(M) \neq P(M')$  und  $P(M) = P(-M)$  mit  $P(M)$  der Wahrscheinlichkeit für die Besetzung des Zustandes  $M$ . Das *Alignment* hat zur Folge, daß die Abstrahlung von  $\gamma_2$  bezogen auf die Quantisierungsrichtung nicht mehr isotrop erfolgt sondern in Winkelabhängigkeit. Im einfachen ungestörten Fall, d.h., wenn keine störenden Felder auf den Zustand  $|I, M\rangle$  wirken, ergibt sich die Winkelverteilung als Summe von Legendre-Polynomen:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = W(\theta) = \sum_{k_{\text{gerade}}}^{k_{\text{max}}} A_k(1) A_k(2) P_k(\cos\theta) \quad 2-1$$

$W$  ist die Winkelkorrelationsfunktion. Die Zahl  $k$  ist ein Laufindex zwischen  $0 \leq k \leq \text{Minimum von } (2I, l_1 + l'_1, l_2 + l'_2)$ ,  $I$  der Kernspin,  $l_{1,2}$  bzw.  $l'_{1,2}$  bezeichnen die Multipolaritäten der Übergänge. Der Koeffizient  $A_k(1)$  hängt nur vom ersten und  $A_k(2)$  nur vom zweiten Übergang ab. Wenn der Zwischenzustand während seiner Halbwertszeit  $T_{1/2}$  einer Hyperfeinwechselwirkung ausgesetzt ist, kommt es zu einer Umbesetzung der Unterzustände, was einer zeitlichen Entwicklung des Zustandes entspricht. Die zeitliche Änderung wird über den Zeitentwicklungsoperator beschrieben:

$$|M_a\rangle \Rightarrow \Lambda(t)|M_a\rangle = \sum_{M_b} |M_b\rangle \langle M_b | \Lambda(t) | M_a \rangle \quad 2-2$$

wobei  $|M_b\rangle$  der unbesetzte Zustand im Zeitpunkt  $t$  ist. Wird die Hyperfeinwechselwirkung berücksichtigt, ergibt sich somit für die zeitabhängige Winkelkorrelation:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t) = \sum_{M_i, M_f, \sigma_1, \sigma_2} \left| \sum_{M_a} \langle M_f | H_2 \Lambda(t) | M_a \rangle \langle M_a | H_1 \Lambda(t) | M_i \rangle \right|^2 \quad 2-3$$

wobei  $H_1$  und  $H_2$  die Wechselwirkungs- und  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  die Polarisierungsoperatoren sind. Der Operator  $\Lambda(t)$  läßt sich unter Verwendung des Hamiltonoperators zur Beschreibung kombinierter Wechselwirkung  $H_{komb}$  schreiben als:

$$\Lambda(t) = e^{-\frac{i}{\hbar} H_{komb} t} \quad 2-4$$

In [FSt65] wird gezeigt, daß die allgemeine Form der Winkelkorrelationsfunktion als:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2, t) = \sum_{\substack{k_1, k_2 \\ N_1, N_2}} A_{k_1}(1) A_{k_2}(2) G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t) [(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)]^{-1/2} Y_{k_1}^{N_1*}(\theta_1, \phi_1) Y_{k_2}^{N_2}(\theta_2, \phi_2) \quad 2-5$$

geschrieben werden kann. Hier sind

$\theta$  der Winkel zwischen der Emissionsrichtung  $k$  und der z-Achse

$\phi$  der Winkel zwischen der Projektion von  $k$  auf die xy-Ebene und der x-Achse.

Dabei beschreibt der zeitabhängige Störfaktor  $G(t)$ :

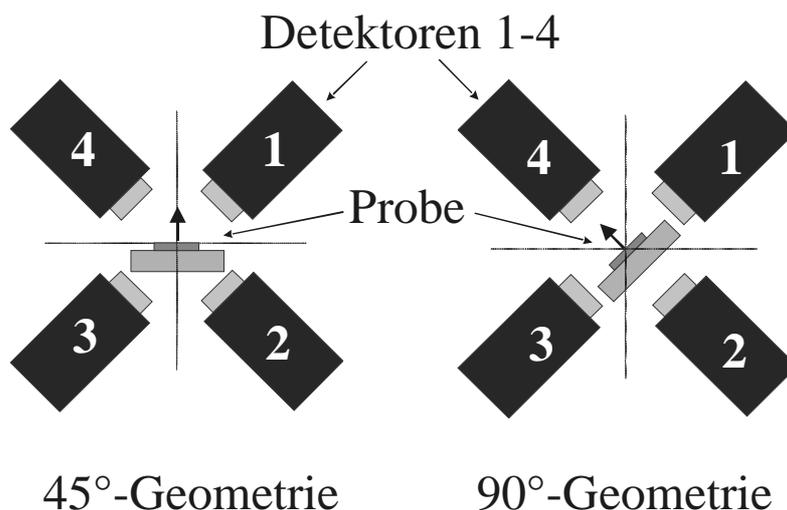
$$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t) = \sum_{M_a, M_b} (-1)^{2I + M_a + M_b} \sqrt{(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)} \begin{pmatrix} I & I & k_1 \\ M'_a & -M_a & N_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & k_2 \\ M'_b & -M_b & N_2 \end{pmatrix} \times \quad 2-6$$

$$\times \langle M_b | \Lambda(t) | M_a \rangle \langle M'_b | \Lambda(t) | M'_a \rangle^*$$

vollständig den Einfluß der Hyperfeinwechselwirkung auf das Zwischenniveau. Hier bezeichnen  $|M_b\rangle$ ,  $|M'_b\rangle$ ,  $|M_a\rangle$ ,  $|M'_a\rangle$  Unterzustände des Zwischenniveaus und es gelten die Nebenbedingungen  $k_i = 0, 2, 4, \dots$   $\text{Min}(2I, l_1 + l_2)$  und  $|N_i| \leq k_i$ . Die großen Klammern sind die 3j-Symbole, die aus Clebsch-Gordon-Koeffizienten berechnet werden. Wie die Anisotropiekoeffizienten  $A_{k_1} A_{k_2} = A_{k_1}(1) A_{k_2}(2)$  berechnet werden können, findet man in [FrS65]. Die Anisotropiekoeffizienten werden in Experimenten nicht erreicht, da aus Intensitätsgründen die Detektoren in einen endlichen Raumwinkel emittierte  $\gamma$ -Quanten akzeptieren. Die reduzierte Anisotropie wird mit  $A_{\text{eff}}$  bezeichnet.

## 2.2 Aufnahme und Auswertung der PAC-Spektren

Der Störfaktor  $G(t)$ , der alle Informationen über Hyperfeinwechselwirkungen des Zwischenzustandes enthält, kann in einer 2-Detektor-Geometrie gemessen werden, ökonomischer ist aber eine 4-Detektor-Geometrie. Dabei bilden vier Detektoren unter jeweils  $90^\circ$  eine Ebene (Detektorebene, siehe Abb. 2.1).



**Abb. 2.1:** Dargestellt sind die im Experiment verwendeten Detektorgeometrien. Die Probenormale (kleiner Pfeil) bildet bei der  $45^\circ$ -Geometrie mit jeweils zwei Detektoren einen Winkel von  $45^\circ$  und liegt in der Ebene, die von den Detektoren gebildet wird (Detektorebene). Bei der  $0^\circ$ - oder  $90^\circ$ -Geometrie zeigt die Probenormale genau in einen der vier Detektoren.

Alle Spektren wurden über eine Koinzidenzelektronik aufgenommen. Die Detektion vom Quant  $\gamma_1$ , welches bei der Bevölkung des isomeren Zwischen-niveaus in einem der vier Detektoren detektiert wird, gilt als Startsignal und öffnet ein Zeitfenster für die Detektion von  $\gamma_2$  in einem der anderen Detektoren. Das Zeitfenster ist in der Größenordnung von einigen Halbwertszeiten  $T_{1/2}$  des isomeren Zwischen-niveaus (z.B.  $^{77}\text{Br}/^{77}\text{Se}$ :  $T_{1/2} = 9.3$  ns, Zeitfenster  $T \sim 400$  ns) und bestimmt die Länge des aufgenommenen Spektrums. Die Fenster für die Energien der beiden Quanten werden über Diskriminatorschwellen eingestellt, so daß die Meßelektronik „weiß“, welches Quant Start und welches Stopp bedeutet. Das Zeitfenster wird bei der Detektion von  $\gamma_2$  geschlossen und die so gemessene Zeit als Koinzidenzsignal in einem Vielkanalanalysator (Multi-Channel-Analyzer MCA) gespeichert. Bei vier Detektoren ergeben sich somit 12 verschiedene Start-Stopp-Kombinationen und damit 12 PAC-Spektren. Damit die Zeitsignale aus den verschiedenen Detektorkombinationen den richtigen Kanälen zugeordnet werden können, muß vorher ein Routing eingerichtet werden. Wenn beide detektierte Quanten vom gleichen Zerfall stammen, hat man es mit einer echten Koinzidenz zu tun. Nur echte Koinzidenzen geben Auskunft über die gestörte  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation. Stammen  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  von zwei verschiedenen Kernen, spricht man von zufälliger Koinzidenz. Sie bildet den Untergrund des Spektrums. Für den ungestörten Fall, d.h., es kommt zu keinen Hyperfein-

wecheslewirkungen, erhält man in solcher Meßanordnung als Spektrum den exponentiellen Zerfall des isomeren Zwischenzustandes mit der Halbwertszeit  $T_{1/2}$ . Kommt es zu zeitlichen Störungen der Winkelkorrelation, z.B. durch Hyperfeinfelder, macht sich dies in der oben beschriebenen Anordnung ortsfester Detektoren als zeitlich oszillierende Koinzidenzzählrate bemerkbar, welche die Drehfrequenzen der anisotropen Abstrahlcharakteristik widerspiegelt. Im Spektrum wird dies anhand aufgeprägter Oszillationen sichtbar. Diese zusätzliche zeitliche Signatur ist die Winkelkorrelationsfunktion. Das Spektrum wird beschrieben durch:

$$C_{ij}(\theta, t) = C_{ij}^0 e^{-t/\tau} W_{ij}(\theta, t) + U_{ij} \quad 2-7$$

mit  $i, j = 1, 2, 3, 4$  den Indizes für Start- und Stopptektor,  $C_{ij}(\theta, t)$  dem gemessenen Koinzidenzspektrum,  $C_{ij}^0 e^{-t/\tau}$  dem Zerfallsspektrum ohne Störung,  $W(\theta, t)$  der Winkelkorrelationsfunktion,  $U_{ij}$  dem konstanten Untergrund und  $\theta$  dem Winkel zwischen Detektor  $i$  und  $j$ . Da die Zahl der zufälligen Koinzidenzen zum Untergrund beiträgt, sollte sie so klein wie möglich gehalten werden. Bei vorgegebener Meßanordnung hängt sie vom gewählten Zeitfenster  $T$ , in dem  $\gamma_2$  noch zu  $\gamma_1$  gehörig gezählt wird und der Aktivität  $C$  der Probe ab. Das Verhältnis von echten Koinzidenzen  $C_{ij}^{echt}$  zu zufälligen  $C_{ij}^{zuf}$  ergibt sich zu:

$$\frac{C_{ij}^{echt}}{C_{ij}^{zuf}} = \frac{1}{CT} \quad 2-8$$

Sollen die zufälligen Koinzidenzen nicht mehr als 1% betragen, darf die Aktivität der Sonde  $^{77}\text{Br}/^{77}\text{Se}$  auf einer Probe bei einem Zeitfenster von etwa 100 ns nicht mehr als etwa  $10^5$  Zerfälle pro Sekunde betragen.

Aus den Koinzidenzzählraten muß  $G(\theta, t)$  extrahiert werden, um die Drehfrequenzen  $\omega_{Li}$  und  $\omega_{Qi}$  der Hyperfeinwechselwirkungen zu bestimmen. Dazu wird das sogenannte Standardzählratenverhältnis  $R(t)$  gebildet mit:

$$R(t) = 2 \frac{C_{180} - C_{90}}{C_{180} + C_{90}} \quad 2-9$$

mit  $C_{180}$  einem Koinzidenzspektrum bei  $\theta = 180^\circ$  (z.B. Det.1 = Start, Det.3 = Stopp, siehe Abb.9) und  $C_{90}$  einem Koinzidenzspektrum bei  $\theta = 90^\circ$  (Det.1 = Start, Det.2 = Stopp).

Sind die einzelnen  $90^\circ$ - bzw.  $180^\circ$ - $C_{ij}$ -Spektren einander äquivalent (unter den gleichen Bedingungen aufgenommen während derselben Messung), können sie alle zur Verbesserung der Statistik bei der Bestimmung von  $R(t)$  zusammengefaßt werden. Dabei ist:

$$C_{90} = (C_{14} \cdot C_{32} \cdot C_{23} \cdot C_{41})^{\frac{1}{4}} \quad 2-10$$

$$C_{180} = (C_{13} \cdot C_{24} \cdot C_{42} \cdot C_{31})^{\frac{1}{4}} \quad 2-11$$

Die Spektren müssen zur Bestimmung von  $R(t)$  entsprechend präpariert werden. Um Phasengleichheit der einzelnen Spektren zu garantieren, müssen alle  $C_{ij}$  auf einen gemeinsamen Zeitnullpunkt  $t_0$  verschoben werden. Weiterhin muß der Untergrund  $U_{ij}$  abgezogen werden. Im letzten Schritt muß eine theoretische Kurve über die Methode der kleinsten Fehlerquadrate an  $R(t)$  angepaßt werden. Das passiert numerisch in mehreren Iterationsschritten bis  $\chi^2$  befriedigend klein ist ( $\chi^2 \sim 1$ ). Die parametrisierte Fitkurve für  $R(t)$  enthält im Parametersatz unter anderem die gesuchten Frequenzen für die Hyperfeinwechselwirkungen. Mit dem für die Auswertung benutzten Programm DEPACK [Lin96] kann man Spektren reiner magnetischer, elektrostatischer als auch kombinierter Wechselwirkungen analysieren. Als Ergebnis erhält man die Frequenzen  $\omega_L$ ,  $\omega_Q$ , Winkel der Felder relativ zur Probenormale, Fraktionen,  $\eta$  der EFG's, Dämpfung der Wechselwirkung usw. Da man wie bereits erwähnt nur die Frequenzen extrahieren kann, diese aber ein Produkt aus Kern- und Elektronengrößen darstellen, können zur Bestimmung der Felder aus den Frequenzen nur Sonden benutzt werden, deren Kerneigenschaften wie Spin  $I$ , magnetisches Moment  $m_N$ , Anisotropien  $A_{ij}$  und Kernquadrupolmoment  $Q$  bekannt sind.

### 2.3 Meßelektronik

Zur Detektion der  $\gamma$ -Strahlung wurden auf Photovervielfacher geklebte NaJ-Szintillatorkristalle benutzt. Diese Detektoren haben eine hohe Energieauflösung, was erforderlich ist, wenn die Energien von  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  ähnlich sind. Um zufällige Koinzidenzen gering zu halten muß einerseits der erwähnte Zusammenhang zwischen  $T$  und  $C$  berücksichtigt werden, andererseits hängt  $C_{ij}^{zuf}$  ebenfalls von den Raumwinkeln ab ( $\propto$  Detektorfläche, Abstand zwischen Probe und Detektor) in denen die Detektoren die Strahlung detektieren. Das kann über den Abstand des Detektors zum Präparat reguliert werden. Ein Optimum für die Spektren wurde erreicht bei einem mittleren Abstand von  $\sim (4.5 \pm 0.5)$  cm und einer Aktivität von etwa  $3 \cdot 10^4$  bis  $5 \cdot 10^4$  Zerfällen pro Sekunde. Von jedem Detektor werden zwei Signale abgenommen: ein Anoden- und ein Dynodensignal. Das Anodensignal wird im Vorderflankendiskriminator in ein Zeitsignal umgewandelt und nach Passieren einer Verzögerungsbox auf eine Torstufe gegeben. Das Dynodensignale ist ein Energiesignal, das einen Einkanaldiskriminator passiert, wenn es die richtige Impulshöhe hat und damit als Energie von  $\gamma_1$  bzw.  $\gamma_2$  identifiziert wird. Das passierte Energiesignal öffnet bei Eintreffen die Torstufe, um das Zeitsignal durchzulassen. Das Signal nach der Torstufe enthält Informationen über Zeit und Energie. Die Koinzidenzgangssignale werden zum Starten und Stoppen eines Zeit-Pulshöhen-Wandlers (TPC) benutzt. Er funktioniert wie eine Stoppuhr, die die Zeitdifferenz zwischen Startsignal ( $\gamma_1$ ) und Stoppsignal ( $\gamma_2$ ) in ein proportionales analoges Signal umwandelt. Die Ausgangssignale werden je nach Höhe (Zeitdifferenz) über einen Analog-Digital-Wandler (ADC) in einen Kanal eines MCA gegeben, der das Ereignis als Funktion der Zeit einsortiert.

Es zeigt sich hiermit, daß bei der Wahl „geeigneter“ nuklearer Sonden nicht nur Kerneigenschaften bekannt sein müssen, auch Eigenschaften wie Energien von  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$ , Übergangswahrscheinlichkeiten der Zustände und Halbwertszeiten des Mutterisotops sowie des isomeren Zwischenniveaus müssen bedacht sein. Diese Vorgaben schränken die Wahl „geeigneter“ PAC-Sonden extrem ein. Im nächsten Abschnitt werden die in dieser Arbeit verwendeten PAC-Sonden vorgestellt.

## 2.4 Benutzte PAC-Sonden

Die in der Arbeit verwendeten Sonden sind  $^{77}\text{Br}/^{77}\text{Se}$ ,  $^{79}\text{Rb}/^{79}\text{Kr}$  und  $^{111}\text{In}/^{111}\text{Cd}$ . In der Schreibweise „ $^x\text{A}/^x\text{B}$ “ bedeutet x die Isotopenmasse, A ist das Mutterisotop, welches implantiert wird, und B ist das Isotop, an dem die PAC-Messung durchgeführt wird. Alle Experimente wurden am Massenseparator GPS<sup>1</sup>-ISOLDE<sup>2</sup> durchgeführt, der ein reichhaltiges Angebot radioaktiver Nuklide bietet. Die Isotope werden durch Spallation, Spaltung oder Fragmentierungsreaktionen beim Beschuß eines Hochtemperatur-Targets mit hochenergetischen Protonen erzeugt. Die Protonen haben wahlweise eine Energie von 1.0 bzw. 1.4 GeV bei einem Strom von etwa 2.0  $\mu\text{A}$ . Die verschiedenen Targets können je nach gewünschten Isotopen ausgewechselt werden. Nach Ionisation der Spaltprodukte werden diese über eine 60 kV-Extraktionslinse in den Massenseparator beschleunigt und dort nach gewünschten Massen selektiert. Der GPS erlaubt drei Strahlen in einem Massenbereich von  $\pm 15\%$  gleichzeitig zu extrahieren. Die Massenauflösung beträgt  $M/\Delta M = 2400$ , was für die hier vorgestellten Messungen einen hohen Reinheitsgrad an Isotopen bedeutet.

### 2.4.1 $^{77}\text{Br}/^{77}\text{Se}$

Ein Mutterisotop der Sonde  $^{77}\text{Br}/^{77}\text{Se}$ , das  $^{77}\text{Rb}$  wird an der ISOLDE über Spallation eines Nb-Targets erzeugt.  $^{77}\text{Rb}$  zerfällt mit der Halbwertszeit von  $T_{1/2} = 3.9$  min zu  $^{77}\text{Kr}$ ,  $^{77}\text{Kr}$  nach einer Halbwertszeit von  $T_{1/2} = 75$  min zu  $^{77}\text{Br}$ . Bei der Präparation der zu messenden Probe muß man darauf achten, zu welchem Zeitpunkt  $T_0$  die radioaktiven Sonden auf die Oberfläche des Kristalls gebracht werden, da die chemischen Eigenschaften des Hauptanteils der Isotope zu  $T_0$  das Präparationsverhalten bestimmen. So sollte man bei dieser Sonde den Zerfall von  $^{77}\text{Kr}$  abwarten, da das Edelgas Krypton beim weiteren Zerfall wegen der schwachen van-der-Waals-Bindung von der Oberfläche flüchtet. Das Brom mit einer Halbwertszeit von 57 Stunden gestattet den Zerfall von Krypton einerseits abzuwarten und läßt genügend Zeit zur weiteren Präparation andererseits. Zerfällt  $^{77}\text{Br}$  zu  $^{77}\text{Se}$ , bevölkert es mit einer Wahrscheinlichkeit von nur 4.46% das angeregte Kernniveau im  $^{77}\text{Se}$  mit dem Spin  $I^\pi = 3/2^-$ . Unter Aussenden von  $\gamma_1$  mit einer Energie von 755 keV wird der isomere Zwischenzustand mit dem Spin  $I^\pi = 5/2^-$  bevölkert. Dieser besitzt das magnetische Kernmoment  $m_N = 1.12 \mu_B$ , ein Kernquadrupol-

<sup>1</sup> General Purpose Separator

<sup>2</sup> Isotop Separator Online Device

polmoment  $Q = 0.76$  barn und eine Halbwertszeit  $T_{1/2} = 9.3$  ns. Die Abregung des Zustandes geschieht zu 68% durch Aussenden des Quants  $\gamma_2$  mit einer Energie von 250 keV (siehe Abb.2.2). Es ergibt sich somit eine Gesamtwahrscheinlichkeit von etwa 1.1 %, daß  $^{77}\text{Br}$  über die in der Abbildung dargestellt Kaskade zerfällt. Das ist das maximale Maß, was als echte Koinzidenz unter den Raumwinkel  $4\pi$  abgestrahlt wird. Die meßbaren Zerfälle werden noch verringert, beachtet man Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren sowie von den Detektoren aufgespannten Raumwinkel. Daß die Sonde trotzdem geeignet ist, zeigen die hohen Anisotropien der Winkelkorrelationsfunktion des isomeren Zwischenniveaus ( $A_{ij}$ -Werte,  $[i,j = 2, 4]$  in Abb. 2.2). Experimente mit dieser Sonde auf Oberflächen wurden von Lohmüller [Loh95] auf Silizium und von Granzer [Gra96] auf Nickel durchgeführt.

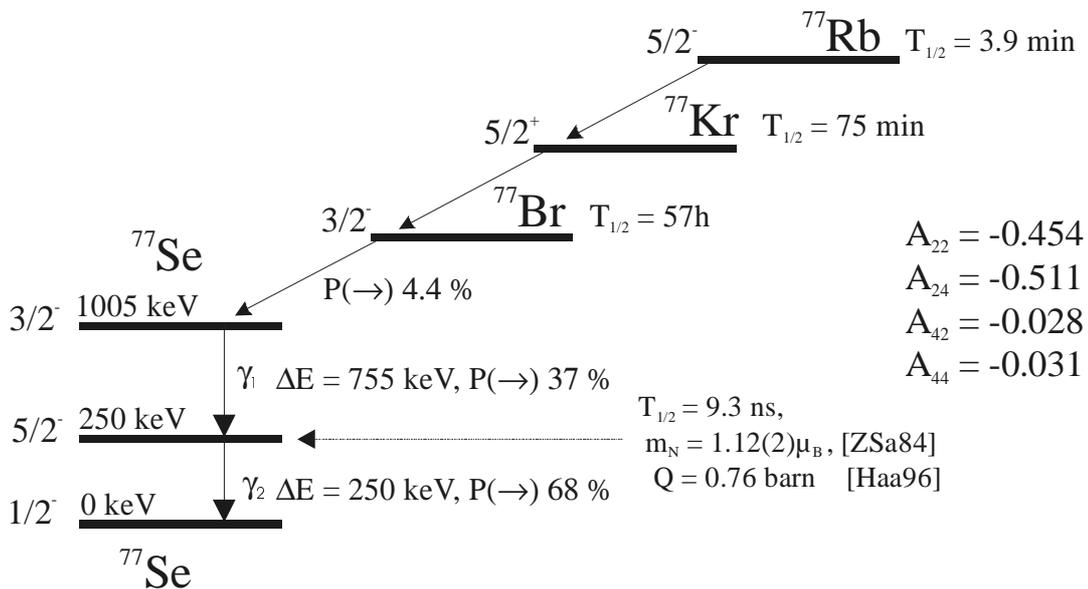


Abb. 2.2: Zerfallsschema von  $^{77}\text{Rb}$  zu  $^{77}\text{Se}$

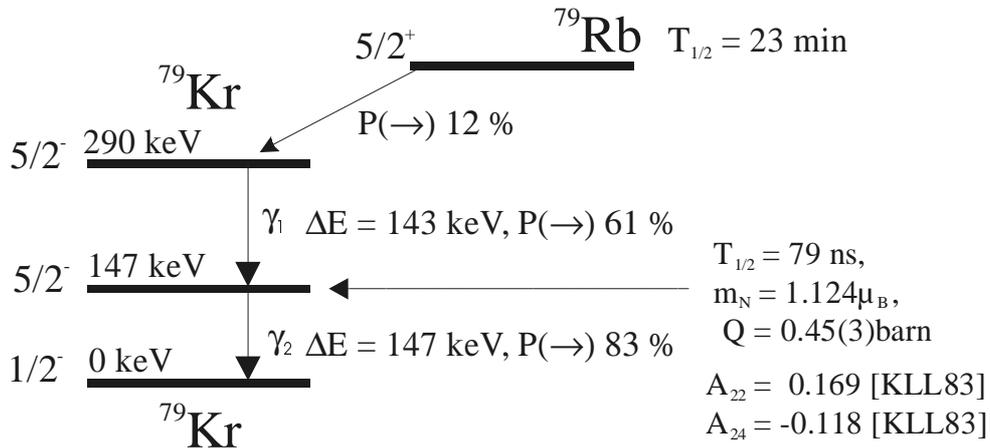
#### 2.4.2 $^{79}\text{Rb}/^{79}\text{Kr}$

Das radioaktive Isotop  $^{79}\text{Rb}/^{79}\text{Kr}$  wird wie das  $^{77}\text{Br}/^{77}\text{Se}$  durch Spallation aus einem Nb-Target gewonnen. Im Vergleich zu  $^{77}\text{Br}/^{77}\text{Se}$  hat man für die Meßvorbereitung wesentlich weniger Zeit, da man aus dem Massenseparator sofort das Mutterisotop  $^{79}\text{Rb}$  extrahiert, welches eine Halbwertszeit von lediglich 23 min hat. Das erfordert ein sehr konzentriertes Arbeiten während des Überdampfens der radioaktiven Sonden auf den Kristall.  $^{79}\text{Rb}$  zerfällt mit einer Übergangswahrscheinlichkeit von 12 % in den angeregten Zustand von  $^{79}\text{Kr}$ , der eine Energie von 290 keV über dem Grundzustand besitzt. Unter Aussenden von  $\gamma_1$  mit einer Energie von 143 keV wird mit einer Wahrscheinlichkeit von 61 % der isomere Zwischenzustand (siehe Abb. 2.3) bevölkert. Dieser geht mit einer Übergangswahrscheinlichkeit von 83 % unter Abstrahlen von  $\gamma_2$  (147 keV) in den Grundzustand über. Die Gesamtwahrscheinlichkeit für den Zerfall von  $^{79}\text{Rb}$  über diese Kaskade beträgt somit etwa 6%. Der Zerfallsska-

nal des Elektroneneinfangs (Electron capture - EC) von  $^{79}\text{Rb}$  zu  $^{79}\text{Kr}$  deutet auf ein Problem hin, was im Experiment sichtbar wurde. Bei dem Prozeß wird die gesamte Rückstoßenergie des Neutrinos vom Kern aufgenommen. Die Energie wird berechnet aus:

$$E_{\text{Rückstoß}} = \frac{(Q - E_B)^2}{2mc^2} \quad 2-12$$

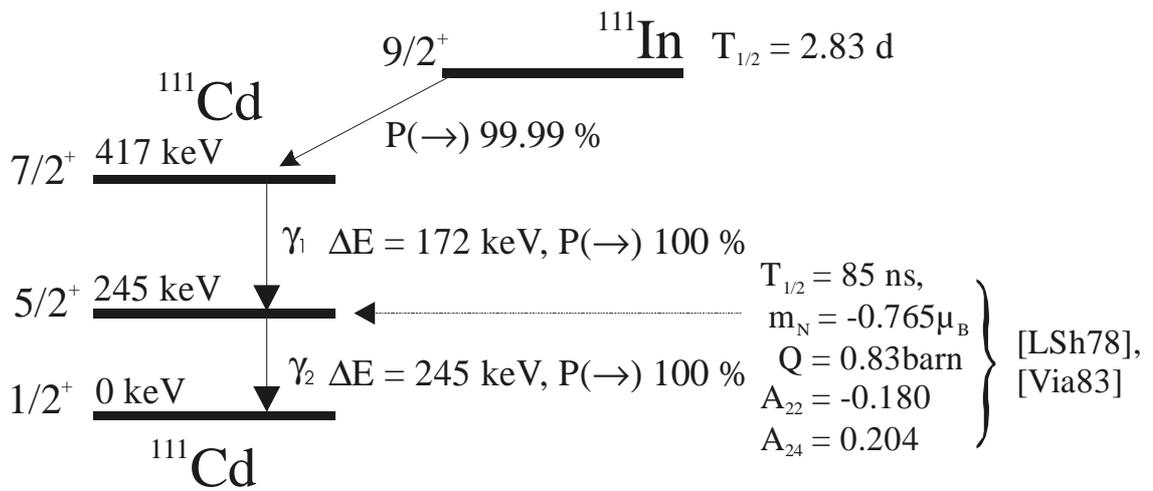
mit dem  $Q$ -Wert von 3.649 MeV,  $E_B$  der Bindungsenergie des eingefangenen Elektrons aus der K-Schale (für Kr  $E_B(1s) = 14326$  eV),  $m$  der Masse des Zerfallproduktes ( $^{79}\text{Kr}$ ). Daraus ergibt sich eine Rückstoßenergie von 89.77 eV. Wenn man bedenkt, daß Krypton als Edelgas nur durch van-der-Waals-Kräfte adsorbiert wird ( $E_{\text{Bind}} \sim 0.5$  eV), kann man sich leicht die experimentelle Herausforderung für eine PAC-Messung an der Oberfläche vorstellen.



**Abb. 2.3:** Zerfallsschema von  $^{79}\text{Rb}$  zu  $^{79}\text{Kr}$

### 2.4.3 $^{111}\text{In}/^{111}\text{Cd}$

Die Sonde  $^{111}\text{In}/^{111}\text{Cd}$  zerfällt vom Grundzustand des  $^{111}\text{In}$  mit einer Halbwertszeit von 2.83 Tagen mit 99.99% Wahrscheinlichkeit in den angeregten Zustand mit Spin 5/2 und einer Energie von 290 keV über dem Grundzustand von  $^{111}\text{Cd}$ . Ist dieser Zustand bevölkert, wird die für die Koinzidenzmessung beobachtete Kaskade zu 100 % durchlaufen. Hier zeigt sich sowohl in den Übergangswahrscheinlichkeiten als auch in den Halbwertszeiten und den Parametern des Zwischenzustandes, daß sich diese Sonde ausgezeichnet zu PAC-Messungen eignet.



**Abb. 2.4:** Zerfallsschema von  $^{111}\text{In}$  zu  $^{111}\text{Cd}$

Im folgenden Kapitel, werden der zur Messung verwendete experimentelle Aufbau sowie die Probencharakterisierung und -präparation beschrieben.



