

Fortgeschrittenen-Praktikum Teil II
Sommersemester 2003

Protokoll zu

Versuch K-221: Mößbauer-Effekt

Von

Jan Stillings, Kathrin Valerius

Semesterzahl: 8

Assistent: Jörg Leske

Gruppe α 12

Datum: 06. Mai 2003

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 3 |
| 2 | Theoretische Grundlagen | 3 |
| 2.1 | Kernresonanzabsorption | 3 |
| 2.1.1 | Freie Atome | 3 |
| 2.1.2 | Mechanismen der Linienverbreiterung | 4 |
| 2.1.3 | Atome im Festkörper – Der Mößbauer-Effekt | 5 |
| 2.1.4 | Debye-Waller-Faktor | 5 |
| 2.2 | Eigenschaften des ^{57}Co -Präparats | 6 |
| 2.3 | Hyperfeinwechselwirkungen | 6 |
| 2.3.1 | Elektrische Wechselwirkung | 6 |
| 2.3.2 | Magnetische Dipolwechselwirkung | 8 |
| 3 | Versuchsaufbau und Messprinzip | 9 |
| 4 | Durchführung und Auswertung | 10 |
| 4.1 | Einstellen des SCA-Fensters | 10 |
| 4.2 | Grobe Geschwindigkeitseichung | 10 |
| 4.3 | Aufnahme des Mößbauer-Spektrums | 11 |
| 4.4 | Auswertung des Mößbauer-Spektrums | 12 |
| 4.4.1 | Bestimmung der Linienbreiten | 13 |
| 4.4.2 | Bestimmung der g -Faktoren | 13 |
| 4.4.3 | Bestimmung der Isomerieverschiebung | 14 |
| 5 | Schlussbemerkungen und Referenzen | 16 |
| 5.1 | Schlussbemerkungen | 16 |
| A | Messwerte | 17 |

1 Einleitung

RUDOLF LUDWIG MÖSSBAUER entdeckte 1957 den Effekt der rückstoßfreien γ -Emission. Die nach ihm benannte *Mößbauer-Spektroskopie* entwickelte sich rasch zu einer wichtigen experimentellen Methode mit Anwendungen in vielen Arbeitsgebieten der Physik und Chemie, Metallurgie und Biophysik.

Dank einer außerordentlich hohen Energieauflösung von $\Delta E/E \approx 10^{-13}$ ermöglicht der Mößbauer-Effekt die Beobachtung von Hyperfeinaufspaltungen der Linien, hervorgerufen durch Wechselwirkungen des Atomkerns mit seiner Umgebung. Bei bekannten Kerneigenschaften können lokale Feldgrößen wie die Ladungsdichte am Kernort, der elektrische Feldgradient oder die Magnetfeldstärke gemessen werden.¹

In unserem Versuch verwenden wir ein ^{57}Co -Präparat, um das hochaufgelöste Mößbauerspektrum des Zerfallsproduktes ^{57}Fe (14,4 keV-Linie) aufzunehmen und die magnetische Hyperfeinstruktur dieses Übergangs zu analysieren. Anschließend sollen die g -Faktoren für den Grundzustand und das erste angeregte Niveau bestimmt und die Isomerieschiebung beobachtet werden.



Abbildung 1: R. Mößbauer, um 1961 [1]

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Kernresonanzabsorption

2.1.1 Freie Atome

Im Allgemeinen kann die Resonanzabsorption von Kernanregungs-Gammaquanten – anders als das bei optischem Licht aus Elektronenübergängen in der Hülle der Fall ist – bei ungebundenen Atomen nicht beobachtet werden. Die Ursache hierfür soll nun kurz erläutert werden.

- **Emission und Absorption durch ruhende Kerne.**

Nehmen wir an, dass ein ruhender angeregter Atomkern seine Anregungsenergie E_A durch Aussendung eines γ -Quants verliert. Aufgrund der Impulserhaltung überträgt das Photon bei der Emission dem Kern den *Rückstoßimpuls*

$$p_R = \frac{E_\gamma}{c},$$

so dass für das emittierte γ -Quant nur eine um den Betrag

$$E_R = \frac{p_R^2}{2 m_K}$$

verringerte Energie übrig bleibt. (m_K ist hierbei die Masse des Kerns.) Das Photon wird also gewissermaßen beim Emissionsprozess „rotverschoben“. Gleiches passiert auch bei der Absorption des Photons an einem anderen Atomkern. Auch diesem wird durch Umwandlung eines Teils der Photonen-Energie eine kinetische Energie E_R übertragen. Dadurch hat das Photon letztendlich eine um den Betrag $2E_R$ geringere Energie als die Resonanzenergie des betrachteten Kernanregungsniveaus. Resonanzabsorption kann also nur dann stattfinden, wenn die Breite der entsprechenden Linie groß genug ist, um diese Differenz kompensieren zu können. Allgemein sind die Linien jedoch so scharf, dass eine Resonanzabsorption nicht möglich ist (siehe Abb. 3: $\Gamma \approx 10^{-10} - 10^{-6}$ eV, $E_R \approx 10^{-6} - 10^{-1}$ eV).

- **Berücksichtigung der thermischen Bewegung.**

In der Realität besitzen die Atomkerne eine thermische Geschwindigkeit. Sei p_t der thermische Impuls des Kerns in Richtung der γ -Emission. Dann gilt für die Energiebilanz:

$$E_A + \frac{p_t^2}{2 m_K} = E_\gamma + \frac{(p_t - p_R)^2}{2 m_K}. \quad (1)$$

¹Eine besonders spektakuläre Anwendung ist der Nachweis des Energiezuwachses eines im Gravitationsfeld der Erde fallenden Photons (Pound und Rebka, 1960).

Die linke Seite der Gleichung gibt die Gesamtenergie vor dem Zerfall des angeregten Zustands an. Sie besteht aus der Kernanregungsenergie E_A und der thermischen Bewegungsenergie des Kerns vor dem Zerfall. Nach Aussendung des γ -Quants (rechte Seite der Gleichung) trägt das Photon die Energie E_γ davon, während für den Kern eine gewisse kinetische Energie übrig bleibt, welche sich aus thermischer und Rückstoß-Bewegung zusammensetzt. Die Energie, welche dem Photon gegenüber der Anregungsenergie fehlt, ist dann

$$\Delta E = E_A - E_\gamma = \underbrace{\frac{p_R^2}{2m_K}}_{\text{Rückstoß}} - \underbrace{p_R \cdot v_t}_{\text{Doppler-Effekt}} = \frac{E_\gamma^2}{2m_K c^2} - E_\gamma \frac{v_t}{c}, \quad (2)$$

mit $v_t = p_t/m_K$ (Geschwindigkeitskomponente in Emissionsrichtung). Zu beachten ist, dass hierbei nur die Bewegung des Emitters berücksichtigt wurde; ganz ähnliche Überlegungen gelten natürlich auch für den absorbierenden Kern.

Meist liegt die Dopplerverschiebung etwa in der gleichen Größenordnung wie die Rückstoßenergie. Falls v_t gerade so groß ist, dass sich Doppler- und Rückstoß-Anteil gegenseitig wegheben, wird $\Delta E = 0$. Wenn dies gleichzeitig für Emittter und Absorber gilt, so kann es zu Resonanzabsorption kommen. Solche Situationen treten jedoch nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit auf.

2.1.2 Mechanismen der Linienverbreiterung

Da ein angeregter Zustand nur eine endliche Lebensdauer τ besitzt, ergibt sich nach der Energie-Zeit-Unschärfe für den betreffenden Übergang eine endliche Linienbreite $\Gamma = \hbar/\tau$, welche *natürliche Linienbreite* genannt wird. Man kann für die Intensität I als Funktion der Kreisfrequenz ω folgende Relation herleiten:

$$I(\omega) = \frac{I_0}{1 + [(\omega - \omega_0) \cdot 2\hbar/\Gamma]^2}. \quad (3)$$

Gl. (3) beschreibt eine um ω_0 zentrierte Lorentz-Kurve.

Doch auch durch die thermische Geschwindigkeitsverteilung der Atome sowie der oben beschriebene Rückstoß modifizieren das Linienprofil. Einerseits wird die Resonanzfrequenz ω_0 eines Emitters durch den Rückstoß verschoben nach

$$\omega_0 - \frac{p_R^2}{2m_K}.$$

(Beim Absorber ist das Minuszeichen durch ein Plus zu ersetzen.) Hinzu kommt eine Frequenzverschiebung durch den Doppler-Effekt, so dass für die Energiedifferenz des Kerns vor und nach der γ -Emission schließlich gilt, wenn $\hbar\vec{k}$ der Photonenimpuls und $\hbar(\vec{k} \cdot \vec{v})$ der Doppler-Term ist:

$$\begin{aligned} E_i - E_f &= \hbar\omega \\ &= \hbar\omega_0 + \hbar(\vec{k} \cdot \vec{v}) - \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m_K}. \end{aligned}$$

Andererseits tritt aufgrund der Maxwell-verteilten Geschwindigkeiten zusätzlich eine Dopplerverbreiterung auf. Die natürliche Linienbreite wird durch diese überdeckt; das Lorentz-Profil geht über in eine Gauß-Form.

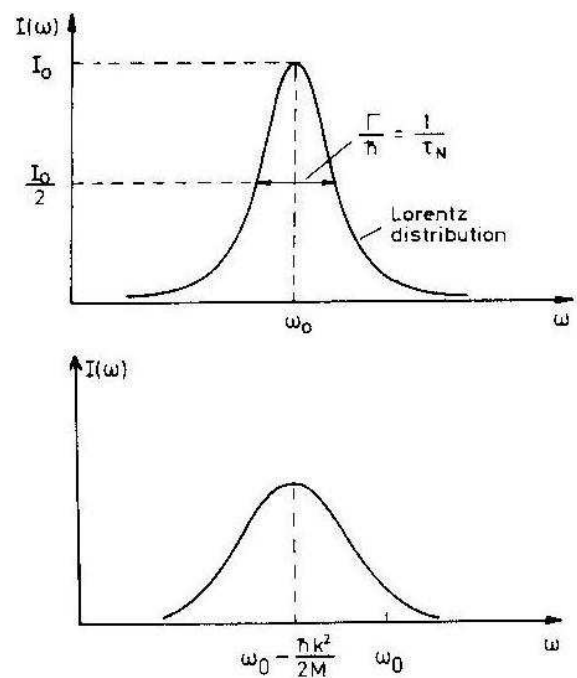


Abbildung 2: Linienform: natürlich (oben) und modifiziert (unten) [5]

2.1.3 Atome im Festkörper – Der Mößbauer-Effekt

Unter bestimmten Bedingungen können die Effekte des Rückstoßes und der thermischen Bewegung umgangen werden. Dazu ist es erforderlich, die Atome in eine Festkörperbindung zu integrieren. Der zur Verschiebung eines Atoms im Gitter notwendige Energiebetrag liegt gewöhnlich im Bereich um 20 eV und kann durch den Rückstoß bei γ -Übergängen nicht aufgebracht werden (siehe Abb. 3: $E_R \ll$ chem. Bindungsenergie). Das Kristallgitter als Ganzes kann jedoch zu Schwingungen angeregt werden. Die auftretenden Vibrationsenergien können größenordnungsmäßig mit E_R übereinstimmen. Wird die Rückstoßenergie in Gittervibrationen umgesetzt, so ist die γ -Energie offensichtlich immer noch von der Resonanzenergie des Übergangs verschieden. Das Gitter besitzt aber diskrete Energiezustände $n \cdot \hbar\omega$, welche verschiedenen Typen von Gitterschwingungen (*Phononen*) entsprechen.² Vibrationsbewegungen können also nur dann angeregt werden, wenn E_R sehr nahe an einer der erlaubten Energien liegt. Ist dies nun nicht der Fall, so wird mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit *kein* Phonon angeregt; die Rückstoßenergie muss dann vom gesamten Kristall statt von einem einzelnen Kern als kinetische Energie aufgenommen werden. Da jedoch die Rückstoßenergie umgekehrt proportional zur Masse des den Rückstoß aufnehmenden Körpers ist, wird dieser Betrag vernachlässigbar klein sein (man beachte, dass die Masse des Kristalls ca. 10^{20} mal größer als die eines einzelnen Atoms ist). Ein solcher Übergang wird *rückstoßfrei* genannt. Es entfallen alle Effekte, die sonst durch die Rückstoßenergie und thermische Bewegung verursacht werden (Linienverschiebung und -verbreiterung).

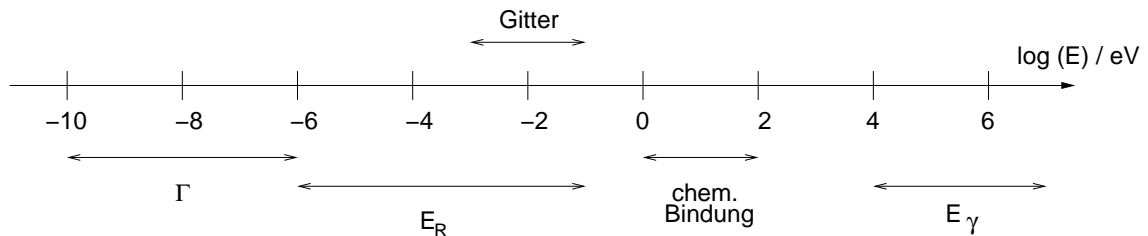


Abbildung 3: Überblick über die Größenordnungen der auftretenden Energien (nach [4])

2.1.4 Debye-Waller-Faktor

Ein Maß für den Anteil der rückstoßfreien γ -Emissionen an der Gesamtheit aller γ -Übergänge gibt der *Debye-Waller-Faktor*.³ Ausgehend vom Modell eines isotropen, dreidimensionalen Oszillators findet man

$$f_D = \exp\left(-\frac{k^2 \langle u^2 \rangle}{3}\right), \quad (4)$$

wobei $\langle u^2 \rangle$ das mittlere Quadrat der Gitterauslenkung und k die Wellenzahl der Phononen bezeichnet. Realistischere Rechnung im Rahmen des Debye-Modells liefert für tiefe Temperaturen ($T \ll \Theta$)⁴

$$f_D(T) = \exp\left(-\frac{\hbar^2 k^2}{2m_K} \frac{3}{2k_B \Theta} \left[1 + \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{T}{\Theta}\right)^2\right]\right), \quad (5)$$

während sich für hohe Temperaturen ($T \gg \Theta$) der folgende Ausdruck ergibt:

$$f_D(T) = \exp\left(-\frac{\hbar^2 k^2}{m_K} \frac{T}{k_B \Theta^2}\right). \quad (6)$$

Offensichtlich liegt ein maximaler Wert von f_D bei $T = 0$ vor. Generell sind tiefe Temperaturen zur besseren Beobachtbarkeit des Mößbauer-Effekts erforderlich. Der Photonenimpuls $\hbar k$ sollte ebenfalls nicht zu groß sein, damit ein messbarer Effekt auftritt.

²In dem einfachsten Modell hat das Gitter nur eine Schwingungsfrequenz ω , es können also nur ganzzahlige Vielfache von $\hbar\omega$ als Energiezustände auftreten.

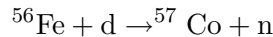
³Dieser dient gleichzeitig in der Deutung der Beugungsexperimente an Kristallgittern zur Beschreibung der Intensität der Röntgen-, Elektronen- und Neutronenstrahlung.

⁴Die Debye-Temperatur Θ ist definiert durch $\Theta k_B = \hbar \omega_{\max}$, wobei ω_{\max} die maximale Frequenz im Schwingungsspektrum der Gitteroszillatoren bezeichnet.

2.2 Eigenschaften des ^{57}Co -Präparats

Damit der Mößbauer-Effekt gut beobachtbar ist, sollte das verwendete Präparat bestimmte Eigenschaften haben. So muss zum Beispiel die Temperaturabhängigkeit des Debye-Waller-Faktors beachtet werden. Ist dieser bei Zimmertemperatur zu klein, so ist die Anzahl der rückstoßfreien Prozesse zu gering, um sich vom nichtresonanten Untergrund abzuheben. Debye-Temperatur und Kernmasse sollten also möglichst groß, die Energie des betrachteten Übergangs dagegen klein sein. Um eine zufriedenstellende Energieauflösung zu erhalten, ist eine ausreichend große Lebensdauer des angeregten Zustands – einer geringen Linienbreite entsprechend – notwendig. Desweiteren muss der Übergang von dem angeregten Niveau in den Grundzustand erfolgen, da umgekehrt die Absorption praktisch nur aus dem Grundzustand eines hinreichend stabilen Isotops erfolgen kann.

In unserem Versuch wird ein ^{57}Co -Präparat als Muttersubstanz verwendet. Dieses Isotop entsteht in der Reaktion



und zerfällt zu einem überwiegenden Anteil (99,8%) durch Einfang eines K-Schalen-Elektrons (*electron capture, EC*) in den angeregten Zustand $I = 5/2$ von ^{57}Fe . Dieses Isotop erfüllt die oben genannten Bedingungen recht gut.

Im Zerfallsschema (Abb. 4) nicht eingezeichnet ist die Emission eines Röntgenphotons der Energie 6,4 keV, welches beim Auffüllen des Loches in der K-Schale auftritt. Der Zustand mit $E_A = 137$ keV zerfällt zu 85% durch Aussendung von γ -Strahlung in den Zustand mit $E_A = 14,4$ keV und $I = 3/2$. Der Zerfall dieses Anregungszustandes in den Grundzustand hat eine Halbwertszeit von $t_{1/2} = 98$ ns, was gemäß $\tau = t_{1/2}/\ln 2$ einer mittleren Lebensdauer von $\tau = 141$ ns entspricht. Mit $\Gamma = \hbar/\tau$ ergibt dies eine Linienbreite von

$$\Gamma = 4,66 \cdot 10^{-9} \text{ eV.}$$

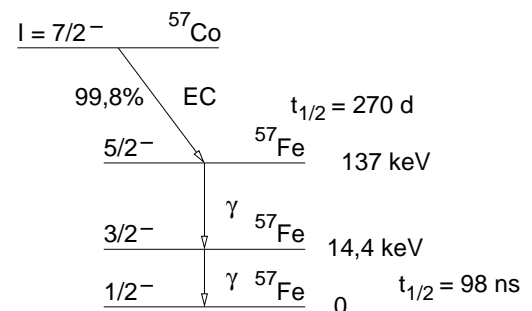


Abbildung 4: Zerfallsschema des ^{57}Co

Die relative Energieunschärfe ist mit $\Gamma/E_A = 3,3 \cdot 10^{-13}$ also sehr gering. Da der Konversionskoeffizient⁵ α für diesen Übergang recht hoch ist, reduziert sich die Effizienz der Quelle auf nur 10%. Ein Vorteil des Präparats ist jedoch, dass sich das erwünschte Signal bei 14,4 keV leicht von den übrigen Linien (Röntgenstrahlung und energetisch höhere γ -Strahlen) trennen und in einem Energiefenster einschließen lässt.

Wichtig ist auch der mit $f_D = 0,91$ bei Zimmertemperatur ausreichend hohe Debye-Waller-Faktor.

2.3 Hyperfeinwechselwirkungen

Das Mößbauerspektrum des 14,4 keV-Übergangs enthält nicht nur eine, sondern mehrere Linien. Hierfür ist die sogenannte Hyperfeinaufspaltung verantwortlich. Sie wird verursacht durch Wechselwirkungen des Kerns mit elektrischen und magnetischen Feldern, welche von den Elektronen und Atomrümpfen im Festkörper hervorgerufen werden. Auf drei unterschiedliche Mechanismen wollen wir im Folgenden näher eingehen.

2.3.1 Elektrische Wechselwirkung

Hier betrachten wir die Kernladungsdichte $\varrho(\vec{r})$, welche sich in einem äußeren Potential $\Phi(\vec{r})$ befindet. Eine Taylor-Entwicklung von Φ um die Position des Kerns ($\vec{r} = 0$) liefert ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$):

$$\Phi(\vec{r}) = \Phi_0 + \sum_{\alpha=1}^3 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_{\alpha}} \right)_0 x_{\alpha} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_{\alpha} \partial x_{\beta}} \right)_0 x_{\alpha} x_{\beta} + \dots \quad (7)$$

Setzt man diese Entwicklung in den Ausdruck

$$E_{el} = \int \varrho(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) d^3r$$

⁵ α = Anzahlverhältnis von Konversionselektronen zu emittierten γ -Quanten. Der Koeffizient drückt aus, dass γ -Emission nicht zwangsläufig in einem beobachtbaren γ -Photon resultiert, sondern dass über den Prozess der *Inneren Konversion (IC)* ein Elektron aus einer inneren Schale herausgelöst werden kann.

für die Energie ein, so erhält man bis zur hier dargestellten Ordnung drei Terme: der erste (elektrischer Monopolterm) beschreibt die elektrostatische (Coulomb-)Wechselwirkung des ausgedehnten Kerns mit der Ladungsdichteverteilung der Elektronen am Kernort. Dieser Term ist für die Isomerieverschiebung verantwortlich. Der zweite Ausdruck stellt die elektrische Dipolwechselwirkung zwischen dem Feld am Kernort und dem elektrischen Dipolmoment der Kernladungsverteilung dar. Da dessen quantenmechanischer Erwartungswert null ist, verschwindet auch der Dipolterm.⁶ Schließlich betrachten wir noch den elektrischen Quadrupolterm. Dieser tritt auf, wenn die Krümmung des Potentials für verschiedene Raumrichtungen unterschiedlich ist („deformierter Kern“). In diesem Fall wird die Orientierung des Kerns im Potential wesentlich.

Isomerieverschiebung

Findet man trotz gleicher Protonen- und Neutronenzahl bei einem Nuklid mehrere Gruppen von Zerfällen mit verschiedenen Zerfallskonstanten (d.h. unterschiedlichen Lebensdauern), so sagt man, das Nuklid habe mehrere *Isomere*. Diese unterscheiden sich durch ihren Drehimpuls – und damit durch ihre Energie – und können durch γ -Strahlung ineinander übergehen.

Die sogenannte *Isomerieverschiebung* oder *chemische Verschiebung* wird dadurch verursacht, dass unterschiedlich stark angeregte Kernzustände verschiedene Radien aufweisen. Hierbei ist zu beachten, dass ein ausgedehnter Kern aufgrund der elektrostatischen Wechselwirkung mit der Ladungsdichte der Elektronenhülle am Kernort eine Energie besitzt, welche sich von der einer Punktladung unterscheidet. Dies wird gerade durch den elektrischen Monopolterm beschrieben. Ist $\langle r^2 \rangle$ der mittlere quadratische Kernradius und $|\psi(0)|^2$ die Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte der Elektronen am Kernort, so gilt

$$E_C = \frac{Ze^2}{6\epsilon_0} |\psi(0)|^2 \langle r^2 \rangle. \quad (8)$$

Betrachtet man nun einen γ -Übergang, bei dem Quelle und Absorber unterschiedliche Elektronendichteverteilungen haben (z.B. durch Unterschiede in der chemischen Bindung), so beobachtet man eine kleine Verschiebung der Energie des Übergangs. Diese kann in der Größenordnung der natürlichen Linienbreite liegen und ist daher mit der hochauflösenden Mößbauer-Spektroskopie beobachtbar.

Für eine ruhende Quelle (Q) und einen beweglichen Absorber (A) ergibt sich für den Übergang vom angeregten Zustand (a) in den Grundzustand (g) unter Berücksichtigung des Dopplereffekts:

$$\begin{aligned} \hbar\omega_Q &= \hbar\omega_0 + \frac{Ze^2}{6\epsilon_0} |\psi_Q(0)|^2 \cdot [\langle r_a^2 \rangle - \langle r_g^2 \rangle], \\ \hbar\omega_A &= \hbar\omega_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right) + \frac{Ze^2}{6\epsilon_0} |\psi_A(0)|^2 \cdot [\langle r_a^2 \rangle - \langle r_g^2 \rangle]. \end{aligned}$$

Mit Hilfe der Resonanzbedingung $\omega_A = \omega_Q$ kann die zur Resonanzabsorption erforderliche Geschwindigkeit berechnet werden:

$$v_{res} = \frac{Ze^2c}{6\epsilon_0\hbar\omega_0} \cdot [|\psi_Q(0)|^2 - |\psi_A(0)|^2] \cdot [\langle r_a^2 \rangle - \langle r_g^2 \rangle]. \quad (9)$$

(Nach Konvention ist v positiv für den Fall, dass sich der Absorber auf die Quelle zu bewegt.) Aus Gleichung (9) wird deutlich, dass eine Isomerieverschiebung nur dann beobachtet werden kann, wenn sowohl $|\psi_Q(0)|^2 \neq |\psi_A(0)|^2$ als auch $\langle r_a^2 \rangle \neq \langle r_g^2 \rangle$ gilt. Sie äußert sich dann durch eine asymmetrische Lage der Mößbauer-Linien bezüglich $v = 0$.

Ein weiterer, i.A. kleinerer Beitrag zur Isomerieverschiebung wird durch den quadratischen Dopplereffekt verursacht. Hierbei spielen die raschen Oszillationen des Kerns um seine Ruhelage im Gitter eine Rolle.

Elektrische Quadrupolwechselwirkung

Kerne mit $I \geq 1$ können ein nichtverschwindendes Quadrupolmoment $Q \neq 0$ besitzen. Eine solche „deformierte“ Kernladungsverteilung kann mit einem elektrischen Feldgradienten, erzeugt z.B.

⁶Alle elektrischen Multipolmomente mit ungeradem l müssen wegen Paritätserhaltung verschwinden.

durch eine asymmetrische Elektronenhülle, wechselwirken. Dabei wird die Entartung der Energieniveaus bezüglich der dritten Komponente des Kernspins, M , teilweise aufgehoben. M kann die Werte $-I, (-I + 1), \dots, (I - 1), I$ annehmen. Die Quadrupolenergie ist gegeben durch

$$E_{\text{quad}} = [3M^2 - I(I + 1)] \hbar\omega_{\text{quad}}, \quad (10)$$

mit der Quadrupolfrequenz

$$\omega_{\text{quad}} = - \left(\frac{\partial E_z}{\partial z} \right)_0 \frac{e Q}{4I(2I - 1) \hbar}.$$

Der Grundzustand des ^{57}Fe mit $I = 1/2$ hat kein Quadrupolmoment, zur Quadrupolaufspaltung trägt also nur der angeregte Zustand mit $I = 3/2$ bei. Dieser wird aufgespalten in $M = \pm 3/2$ und $M = \pm 1/2$.⁷ Der Effekt wird jedoch durch die magnetische Hyperfeinstruktur (siehe unten) überdeckt. Die Größe der Quadrupolaufspaltung gibt allgemein ein Maß für den elektrischen Feldgradienten in der Umgebung des Kerns.

2.3.2 Magnetische Dipolwechselwirkung

Durch ein Magnetfeld \vec{B} am Ort des Kerns kann die Entartung bezüglich M vollständig aufgehoben werden, so dass man die magnetische Hyperfeinstruktur beobachten kann. Hierbei spielt es keine Rolle, auf welche Weise \vec{B} zustande kommt – ob durch die Hüllenelektronen des Atoms selbst, durch Elektronen des Leitungsbandes, magnetische Momente der Nachbaratome oder durch makroskopische Magnete. In unserem Versuch werden die ^{57}Fe -Atome in Eisenfolie eingebettet, welche als ferromagnetischer Stoff ein inneres Magnetfeld $\vec{B} = (0, 0, B)$ besitzt. Die Atome der Quelle dagegen sind in Rhodium implantiert, in dem sich kein resultierendes Magnetfeld aufbaut (zufällig ausgerichtete Felder mitteln sich gegenseitig weg). Für die magnetische Wechselwirkungsenergie gilt:

$$\begin{aligned} H_{\text{magn}} &= -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -g \mu_N \vec{I} \cdot \vec{B} \\ \Rightarrow E_{\text{magn}} &= -g \mu_N M B \\ \Rightarrow \Delta E &= E_{\text{magn}}(M + 1) - E_{\text{magn}}(M) = -g \mu_N B, \end{aligned}$$

d.h. die Aufspaltung erfolgt innerhalb eines Zustandes in äquidistante Unterzustände. Dabei wird der Grundzustand mit $I = 1/2$ zweifach, der angeregte Zustand mit $I = 3/2$ vierfach aufgespalten. Dies liefert zunächst acht Übergänge. Die Auswahlregel

$$\Delta M = 0; \pm 1$$

für magnetische Dipolstrahlung erlaubt allerdings nur sechs davon (siehe Abb. 5). Daher erwarten wir ein Mößbauer-Spektrum mit sechs magnetischen Hyperfeinkomponenten der 14,4 keV-Linie.

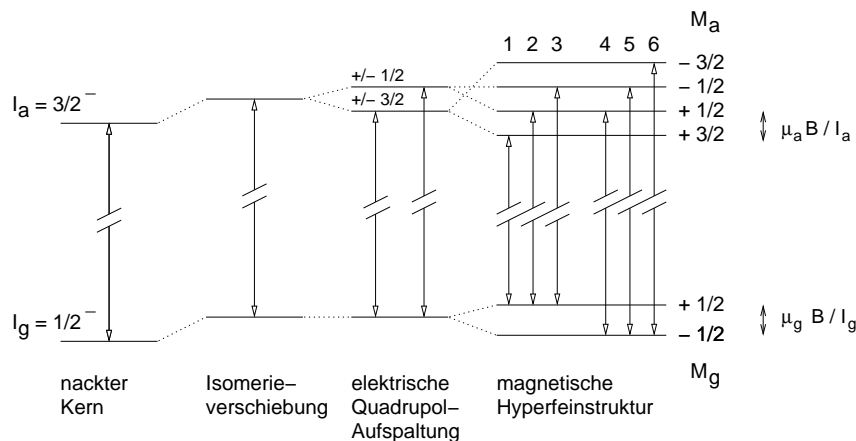


Abbildung 5: Schema zur Hyperfeinaufspaltung des 14,4 keV-Übergangs in ^{57}Fe (nach [4])

⁷Es leuchtet ein, dass die Aufspaltung nicht zwischen positiven und negativen Werten von M unterscheidet – schließlich spielt es bei einem zigarrenförmig deformierten Kern auch keine Rolle, welches Ende man betrachtet.

3 Versuchsaufbau und Messprinzip

In einem mit Blei abgeschirmten Gehäuse befindet sich die ^{57}Co -Quelle (eingebettet in eine Rhodium-Struktur). Aus einer Öffnung treten die Gammastrahlen aus und treffen auf das Absorberplättchen, welches aus einer dünnen Eisenfolie besteht. Der Absorber ist über eine Halterung an einem Schlitten angebracht, welcher sich entlang einer vorgegebenen Achse relativ zur Quelle bewegen kann. Der Antrieb erfolgt mittels des Lautsprecherprinzips. An den beiden Enden der Schlittenachse sind Lichtschranken angebracht, deren Signale die Umkehrpunkte der periodischen Bewegung festlegen. Je nachdem, ob sich der Absorber auf die Quelle zu oder von ihr weg bewegt, ergibt sich eine positive bzw. negative Relativgeschwindigkeit. Die Wende kann als nahezu instantan angesehen werden, so dass die Bewegung zwischen den Umkehrpunkten annähernd mit konstanter Geschwindigkeit erfolgt.

Hinter dem Absorber befindet sich der Detektor. Verwendet wird hier ein Gasproportionalzähler, da dieser im Bereich niedriger γ -Energien eine größere Empfindlichkeit als ein Szintillationszähler aufweist. Abb. 6 zeigt ein Blockschaltbild der Apparatur.

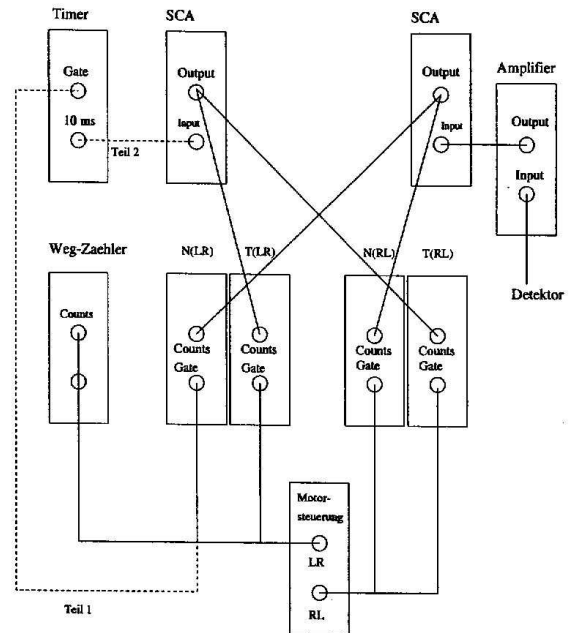


Abbildung 6: Blockschaltbild der Apparatur (aus der Versuchsanleitung)

Das Detektorsignal gelangt nach einer Vorverstärkung in den Hauptverstärker, von wo aus es den *Single Channel Analyzer (SCA)* erreicht. Je nach Laufrichtung des Schlittens werden dessen logische Signale entweder auf den Links-Rechts-Zähler $N(LR)$ oder den Rechts-Links-Zähler $N(RL)$ gegeben. Zwei weitere Zähler geben in Einheiten von 10 ms die Zeit an, in der sich der Absorber in der jeweiligen Richtung bewegt. Ein Weg-Zähler zeigt an, wie oft sich der Schlitten von links nach rechts bewegt hat. Durch die Schaltung wird sichergestellt, dass nach dem Betätigen des Stopp-Knopfes die Bewegung erst dann angehalten wird, wenn die Anzahl der LR-Läufe mit der der RL-Läufe identisch ist.

Die BCD-Zähler bestehen aus einer matrixförmigen Anordnung von LEDs: in jeder Zeile gibt es je ein Lämpchen für 8, 4, 2 und 1 (von links nach rechts), während die einzelnen Zeilen von unten nach oben Einer-, Zehner-, Hunderter- und Tausenderstellen angeben.

Bei diesem Versuch nutzen wir den Dopplereffekt, um die Resonanzen der hyperfeinaufgespaltenen 14,4 keV-Linie des ^{57}Fe durchzufahren. Die Energie E bei bewegtem Absorber lässt sich mit Hilfe der Energie „in Ruhe“ E_0 und der Relativgeschwindigkeit v zwischen Quelle und Absorber berechnen gemäß

$$E = E_0 \cdot \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad \Leftrightarrow \quad \Delta E = E - E_0 = E_0 \cdot \frac{\delta v}{c}. \quad (11)$$

Um die Energiedifferenz ausrechnen zu können, muss also v bekannt sein. Da die Strecke zwischen den beiden Umkehrpunkten

$$s_0 = (25,1 \pm 0,2) \text{ mm}$$

lang ist, ergibt sich die aus den Messgrößen t (gesamte Zeit, in der sich der Absorber mit der fest eingestellten Geschwindigkeit v bewegt) und k (Anzahl der Umläufe) die wichtige Beziehung:

$$v = \frac{k \cdot s_0}{t \cdot 10 \text{ ms}}, \quad \Delta v = v \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta s_0}{s_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2} \quad (12)$$

4 Durchführung und Auswertung

4.1 Einstellen des SCA-Fensters

Der (SCA) verfügt über eine obere und eine untere Schwelle. Es wird immer dann ein logisches Signal in Form eines Rechteckimpulses auf die Zähler gegeben, wenn ein Signal innerhalb des durch obere und untere Schwelle definierten *Energiefensters* detektiert wird. Dieses sollte die 14,4 keV-Linie möglichst genau umschließen und eng genug sein, um einen Teil des Rauschens sowie die unerwünschten Signale (6,4 keV Röntgenstrahlung, γ -Strahlung höherer Energie) auszublenden.

Die Einstellung des SCA-Fensters geschieht mit Hilfe eines Oszilloskops durch Triggern auf das SCA-Signal. Im *window mode* wird zunächst die untere Schwelle (LLD) und anschließend die Fensterbreite festgesetzt. Wir haben die Einstellungen 427 Skt (LLD) bzw. 551 Skt (Fenster) gewählt.

4.2 Grobe Geschwindigkeitseichung

Die Absorbergeschwindigkeit wird über ein Potentiometer eingestellt. Damit wir eine ungefähre Vorstellung von der Beziehung zwischen Potentiometer-Skalenteilen und der Geschwindigkeit des Absorbers erhalten, führen wir einige wenige Messungen mit jeweils einem Umlauf bei unterschiedlichen Potentiometereinstellungen durch. Die größte Geschwindigkeit, bei der es noch sinnvoll ist, Daten zu nehmen, liegt bei ca. 7 mm/s. Da dies jedoch nicht der maximalen Potentiometereinstellung entspricht, müssen wir zunächst herausfinden, bis zu welcher Skaleneinstellung wir überhaupt messen sollten.

| Poti / Skt | $t_{LR} / 10 \text{ ms}$ | $t_{RL} / 10 \text{ ms}$ | $v_{LR} / \text{mm s}^{-1}$ | $v_{RL} / \text{mm s}^{-1}$ |
|------------|--------------------------|--------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| 21 | 4451 | 6106 | -0,565 | 0,411 |
| 70 | 1170 | 1286 | -2,145 | 1,952 |
| 100 | 827 | 880 | -3,035 | 2,852 |
| 120 | 692 | 727 | -3,627 | 3,453 |
| 150 | 561 | 584 | -4,474 | 4,298 |

Tabelle 1: Daten zur groben Geschwindigkeitseichung

Die im Bereich von geringen Skalenteilen ist die Beziehung nicht linear, in höheren Bereichen jedoch annähernd. Daher verwerfen wir den ersten Messpunkt und fitten eine Gerade an die übrigen vier Punkte (Abb. 7).

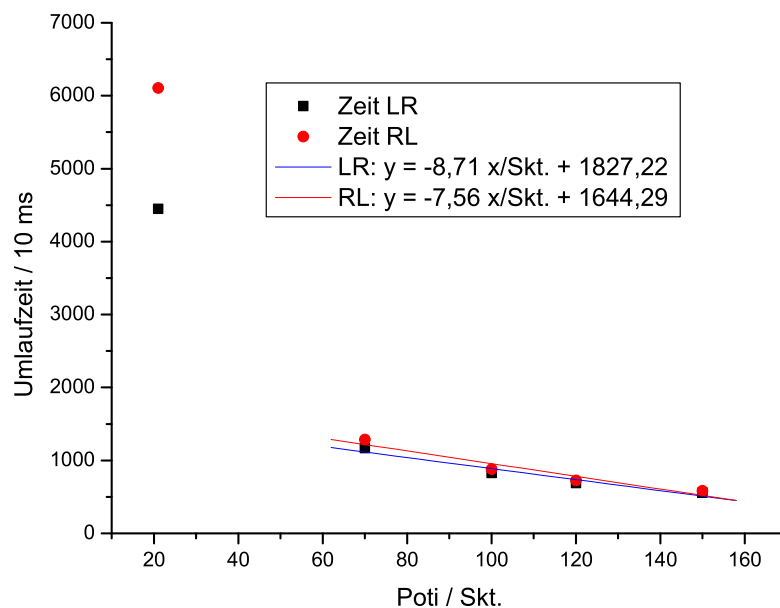


Abbildung 7: Grobe Geschwindigkeitseichung

Aus den im Graphen gezeigten Parametern lassen sich Bestimmungsgleichungen für die Geschwindig-

keit in Abhängigkeit von der Potentiometerstellung ableiten:

$$v_{LR}[\text{mm/s}] = \frac{25,1 \text{ mm}}{-0,087X[\text{Skt}] \text{ s} + 18,27 \text{ s}}$$

$$v_{RL}[\text{mm/s}] = \frac{25,1 \text{ mm}}{-0,076X[\text{Skt}] \text{ s} + 16,44 \text{ s}}$$

Setzen wir die gewünschte Maximalgeschwindigkeit von 7 mm/s ein und formen nach X um, so erhalten wir für die Skaleneinstellung am Potentiometer $X \approx 162$ Skt. Dies entspricht nicht den Werten aus der Geschwindigkeitsberechnung, wie wir sie versuchsbegleitend durchgeführt haben. Die maximale Skaleneinstellung von 220 Skt erwies sich als wesentlich realistischer.

4.3 Aufnahme des Mößbauer-Spektrums

Nun messen wir die hinter dem Absorber detektierte Intensität (ausgedrückt durch die Anzahl der counts pro Sekunde) bei verschiedenen Absorbergeschwindigkeiten separat für die beiden Richtungen LR und RL.⁸ Wir wählen Potentiometereinstellungen in kleinen Intervallen (Schritte nicht größer als 5 Skt) und warten nach dem Starten der Messung ab, bis mindestens 4000 counts gezählt wurden. Die Anzahl der dazu benötigten Umläufe wird ebenfalls notiert.

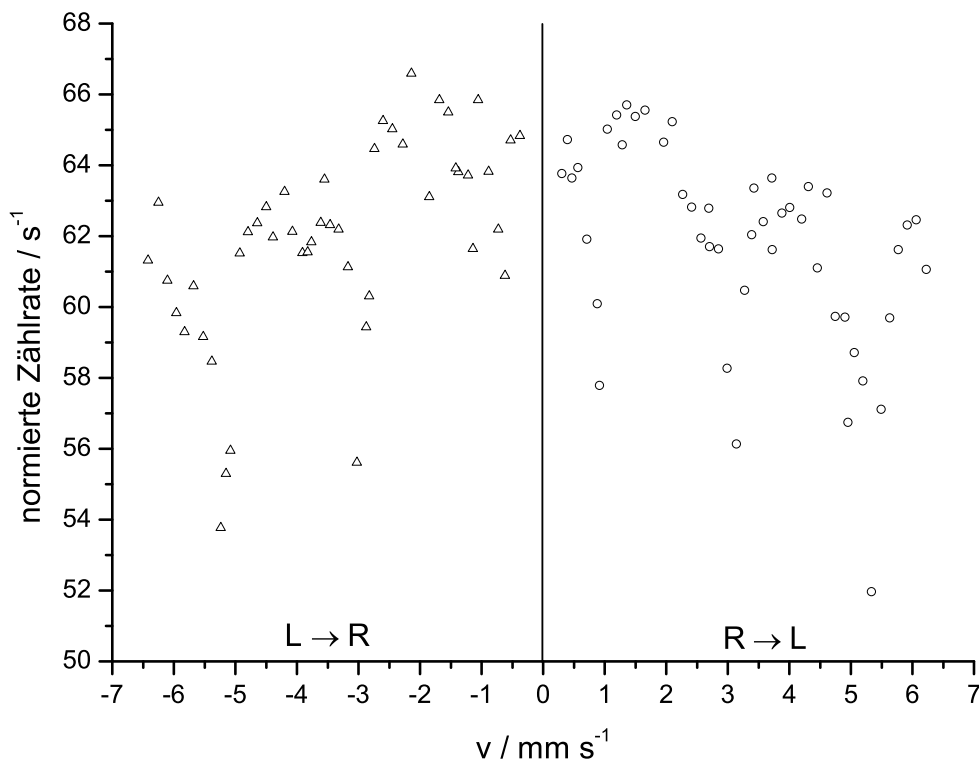


Abbildung 8: Unbearbeitetes ^{57}Fe -Spektrum (ohne Fehlerbalken)

Zur späteren Auswertung ist es erforderlich, die gezählten Ereignisse N auf die unterschiedlichen Anzahlen der Umläufe zu korrigieren. Die normierte Zählrate ergibt sich dann zu

$$\dot{N} = \frac{N}{t}, \quad \Delta \dot{N} = \dot{N} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2}. \quad (13)$$

Als Fehler nehmen wir für die Zeitmessung eine Zeiteinheit ($\Delta t = 10$ ms) und für die counts eine statistischen Schwankung ($\Delta N = \sqrt{N}$) an. Leider ist die Aktivität der Quelle bedingt durch ihr Alter nicht mehr sehr hoch, so dass wir einen vergleichsweise großen relativen Fehler von $\Delta N/N$ erhalten, was sich in der graphischen Darstellung mit Fehlerbalken deutlich bemerkbar macht.

⁸Wegen eines offsets in der Spannung der eingesetzten Operationsverstärker müssen wir auch die Zeiten getrennt für LR und RL aufnehmen.

Unsere Messergebnisse sind im Anhang in Tabelle 6 aufgelistet; Abbildung 8 zeigt die counts pro Sekunde in Abhängigkeit der Absorbergeschwindigkeit v (zur besseren Übersichtlichkeit zunächst ohne Fehlerbalken). Mit Hilfe der eingezeichneten vertikalen Linie bei $v = 0$ kann man bereits anhand dieser Grafik erkennen, dass das Spektrum nicht symmetrisch bezüglich dieser Linie ist. Es tritt also, wie erwartet, eine Isomeriewerschiebung auf.

4.4 Auswertung des Mößbauer-Spektrums

Zur Analyse des erhaltenen Spektrums müssen wir nähere Informationen über die sechs erhaltenen Absorptions- und Emissionslinien gewinnen. Zu diesem Zweck legten wir durch die Messpunkte einen MULTIPLE-LORENTZ-FIT mit Hilfe des Programms ORIGIN. Dies stellte sich als sehr schwierig heraus, da für die mittleren beiden Peaks zu wenig Werte zur Verfügung stehen. Außerdem sind die Count-Raten, wie erwähnt, auf Grund des Alters der Probe sehr niedrig. Daher sind die Peaks schlecht zu lokalisieren, weshalb bei der Optimierung des Fits die Schwerpunkte der Lorentz-Kurven wegwanderten. Schließlich erhielten wir den in Abbildung 9 dargestellten Verlauf der Überlagerung aus sechs Lorentz-Kurven.

Die Ergebnisse des MULTIPLE-LORENTZ-FITS sind in Tabelle 2 aufgeführt. Der Fit liefert uns die Breiten und Positionen der Peaks in Einheiten der Geschwindigkeit (mm/s). Diese haben wir mit Hilfe von Gleichung (11) in Energien umgerechnet. Bereits hier wird deutlich, dass der Lorentz-Fit sehr schlecht ist. Die zwei mittleren Peaks werden viel zu steil angefitet und die Fehler der Breiten sind ein vielfaches der Linienbreiten selber. Auf die Fehler im einzelnen gehen wir später genauer ein.

| Peak | Position v / mm/s | Position ΔE / 10^{-7} eV | Breite δv / mm/s | Breite Γ / 10^{-8} eV |
|------|---------------------|------------------------------------|--------------------------|--------------------------------|
| 1 | $-5,269 \pm 0,030$ | $-2,531 \pm 0,014$ | $0,882 \pm 0,098$ | $4,23 \pm 0,47$ |
| 2 | $-2,996 \pm 0,020$ | $-1,4392 \pm 0,0098$ | $0,233 \pm 0,048$ | $1,12 \pm 0,23$ |
| 3 | $-0,638 \pm 0,255$ | $-0,307 \pm 0,122$ | $0,005 \pm 4,214$ | $0,02 \pm 20,24$ |
| 4 | $0,902 \pm 0,086$ | $0,434 \pm 0,042$ | $0,002 \pm 3,461$ | $0,01 \pm 16,63$ |
| 5 | $3,088 \pm 0,017$ | $1,4832 \pm 0,0083$ | $0,331 \pm 0,057$ | $1,59 \pm 0,27$ |
| 6 | $5,297 \pm 0,023$ | $2,544 \pm 0,011$ | $0,740 \pm 0,076$ | $3,55 \pm 0,36$ |

Tabelle 2: Ergebnisse der Lorentz-Fits

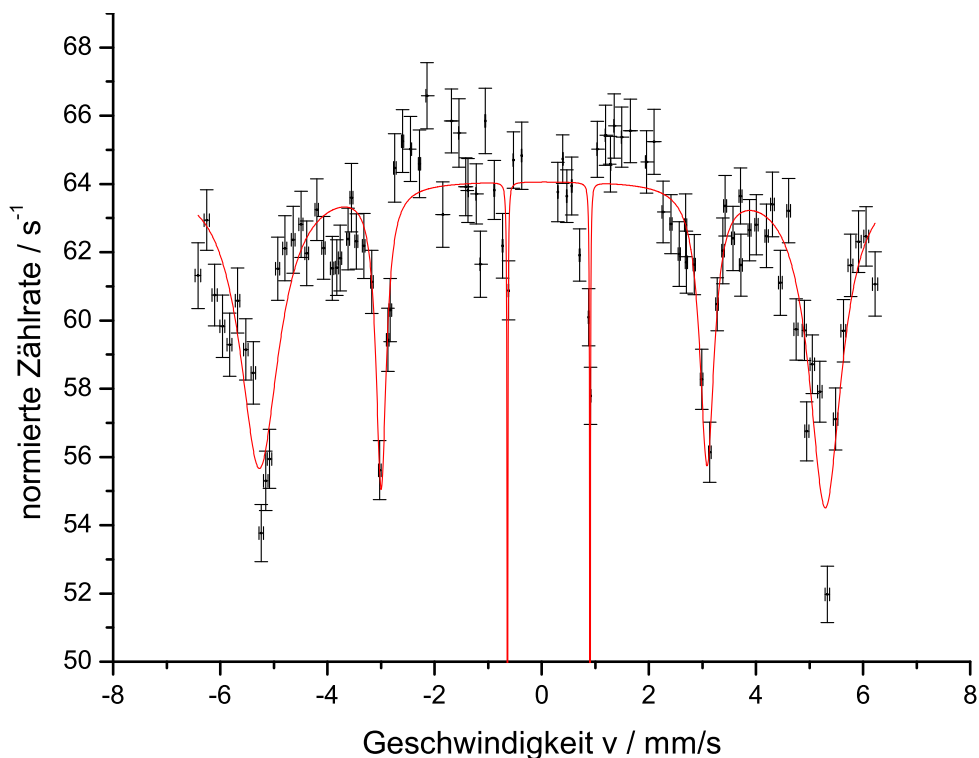


Abbildung 9: Mößbauer-Spektrum mit Lorentz-Fits

4.4.1 Bestimmung der Linienbreiten

Bei der Betrachtung der Linienbreiten treten Probleme des Fits auf. Wir wollen die Breite der Peaks mit der minimal erreichbaren natürlichen Linienbreite von ^{57}Fe vergleichen. Die theoretische natürliche Linienbreite erhält man aus der Lebensdauer τ des Kernzustandes. Für ^{57}Fe liegt die Lebensdauer nach [5] bei $\tau = 1,41 \cdot 10^{-7}$ s, woraus sich eine Linienbreite von

$$\Gamma_{\text{theo}} = \frac{\hbar}{\tau} = 4,66 \cdot 10^{-9} \text{ eV}$$

ergibt. Deutlich zeigt sich, dass die von uns bestimmten Linienbreiten stark streuen. Bei den mittleren Peaks (3 & 4) liegt der Fit offensichtlich sehr schlecht, was durch die unphysikalisch kleinen Breiten und die großen Fehler ersichtlich wird. Außerdem erscheint der Fit bei den äußersten beiden Peaks zu breit geraten. Wir berechnen aus den sechs Einzelbreiten einen gewichteten Mittelwert, um die Übereinstimmung mit der Theorie zu überprüfen.

Wir erhalten für die mittlere Linienbreite des benutzten Eisens:

$$\Gamma = (1,99 \pm 0,15) \cdot 10^{-8} \text{ eV.}$$

Die gemessenen Linien stellen Faltungen aus Emissions- und Absorptionslinien dar, die beide jeweils Lorentz-Form besitzen. Deshalb müssen wir die Linienbreite zusätzlich durch 2 dividieren und erhalten somit

$$\Gamma = (9,97 \pm 0,75) \cdot 10^{-9} \text{ eV.}$$

Dieser Wert ist doppelt so groß wie die aus der Literatur entnommene natürliche Linienbreite von ^{57}Fe (s.o.), welcher auch nicht im Bereich unserer Fehlergrenzen liegt. Dies bestätigt die bereits erwähnten Probleme des MULTIPLE-LORENTZ-FITS.

4.4.2 Bestimmung der g -Faktoren

Mit Hilfe der aus dem Fit erhaltenen Peak-Positionen lassen sich Abstände von Peak-Paaren bestimmen. Dies lässt sich dazu ausnutzen die g -Faktoren für das Grundniveau (g_g) und das erste angeregte Niveau (g_a) zu bestimmen. Die jeweiligen Abstände, die benötigt werden, lassen sich aus dem Schema zur Hyperfeinaufspaltung in Abbildung 5 ablesen. Die Nummerierung der Peaks in Tabelle 2 ist analog zur der im Schema durchgeführt.

Wir beginnen mit der Betrachtung des angeregten Zustands. Gemäß den Fit-Ergebnissen erhalten wir die in Tabelle 3 angegebenen Abstände zwischen den benachbarten Linien.

| Peak-Paar | Abstand $\Delta E / 10^{-7}$ eV |
|-----------|---------------------------------|
| 1 & 2 | -(1,092 \pm 0,017) |
| 2 & 3 | -(1,132 \pm 0,123) |
| 4 & 5 | -(1,050 \pm 0,042) |
| 5 & 6 | -(1,061 \pm 0,014) |

Tabelle 3: Peak-Abstände zur Bestimmung von g_a

Aus den vier erhaltenen Werten bilden wir den gewichteten Mittelwert des Abstandes ΔE_a :

$$\Delta E_a = -(1,072 \pm 0,010) \cdot 10^{-7} \text{ eV.}$$

Der g_a -Faktor lässt sich aus diesem Mittelwert berechnen mittels

$$g = \frac{\Delta E}{\mu_K \cdot H} \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta E}\right)^2 + \left(\frac{\Delta H}{H}\right)^2}$$

Aus der Versuchsanleitung ist das Magnetfeld H am Kernort zu entnehmen:

$$H = (333 \pm 10) \text{ kG} = (33,3 \pm 1,0) \text{ T.}$$

Das Kernmagneton μ_K hat nach [6] den Wert

$$\mu_K = 3,152 \cdot 10^{-8} \text{ eV/T.}$$

Mit diesen Werten errechnet sich der g_a -Faktor zu

$$g_a = -(0,1021 \pm 0,0032).$$

Analog zum ersten angeregten Niveau lässt sich auch der g -Faktor des Grundzustandes aus Kombinationen von Peak-Paaren gemäß Tabelle 4 bestimmen.

| Peak-Paar | Abstand $\Delta E / 10^{-7}$ eV |
|------------------------------|---------------------------------|
| 1 & 4 & ΔE_a | $1,892 \pm 0,045$ |
| 1 & 5 & $2 \cdot \Delta E_a$ | $1,870 \pm 0,027$ |
| 1 & 6 & $3 \cdot \Delta E_a$ | $1,859 \pm 0,036$ |
| 2 & 4 | $1,873 \pm 0,043$ |
| 2 & 5 & ΔE_a | $1,850 \pm 0,016$ |
| 2 & 6 & $2 \cdot \Delta E_a$ | $1,840 \pm 0,026$ |
| 3 & 5 | $1,790 \pm 0,123$ |
| 3 & 6 & ΔE_a | $1,779 \pm 0,123$ |

Tabelle 4: Peak-Abstände zur Bestimmung von g_g

Wir haben im Fall des Grundzustandes mehr als die zwei Linienpaare, die sich aus dem Schema direkt ergeben, genutzt. Um mehr Messwerte zu erhalten, haben wir auch die Abstände von Übergängen genutzt, die zu verschiedenen Niveaus des angeregten Zustands gehören und dabei die benötigte Anzahl der Abstände ΔE_a abgezogen. Dadurch bekommen wir eine bessere Statistik mit mehr Werten.

Wir können auch hier mit der gleichen Bestimmungsgleichung wie oben den g -Faktor berechnen. Für das gewichtete Mittel der Abstände erhalten wir

$$\Delta E_g = (1,855 \pm 0,011) \cdot 10^{-7} \text{ eV.}$$

Daraus ergibt sich der g_g -Faktor

$$g_g = 0,1768 \pm 0,0054.$$

Aus [7] erhalten wir die Literaturwerte

$$\mu_g = (0,0903 \pm 0,0007)\mu_K \quad \text{und} \quad \mu_a = -(0,153 \pm 0,004)\mu_K.$$

Diese müssen wir in die gemessenen g -Faktoren umrechnen⁹ mit

$$g = \frac{\mu_I \cdot \hbar}{\mu_K \cdot I}.$$

Wir erhalten damit

$$g_{gLit} = 0,1806 \pm 0,0014 \quad \text{und} \quad g_{aLit} = -(0,102 \pm 0,003).$$

Beide Messwerte korrelieren somit innerhalb der Fehlergrenzen mit den Literaturwerten und treffen im Falle des angeregten Zustands diesen sogar sehr gut.

4.4.3 Bestimmung der Isomerieverschiebung

Anhand der Daten aus dem Fit bestimmen wir als letzten Auswertungsschritt die Asymmetrie des MÖSSBAUER-Spektrums bezüglich der Geschwindigkeit $v = 0$. Hierzu muss die Verschiebung des Symmetriepunktes jeweils aus den äußeren, den mittleren und den inneren Linienpaaren berechnet werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5 enthalten.

⁹aus [4]

| Peak-Paar | Asymmetrie Δv / mm/s | Asymmetrie ΔE / 10^{-8} eV |
|-----------|------------------------------|--------------------------------------|
| 1 & 6 | $0,0275 \pm 0,0070$ | $0,132 \pm 0,034$ |
| 2 & 5 | $0,0917 \pm 0,0030$ | $0,440 \pm 0,015$ |
| 3 & 4 | $0,2642 \pm 0,1683$ | $1,269 \pm 0,808$ |

Tabelle 5: Asymmetrie der Peak-Paare

Der Abstand der mittleren beiden Peaks hat wieder den größten Fehler, da für diese die wenigsten Messpunkte zur Verfügung standen und die schlechte Lokalisierung dadurch wieder zum tragen kommt. Aus allen drei Messungen folgt jedoch eine Isomerieverschiebung zu positiven Geschwindigkeiten bzw. Energien. Die Größe der Verschiebung variiert jedoch sehr stark. Da sich die schlechten Fit-Ergebnisse in den Fehlern wiederfinden, bilden wir wieder ein gewichtetes Mittel für die Gesamtverschiebung und erhalten

$$\Delta v_{\text{Iso}} = (0,0815 \pm 0,0028) \text{ mm/s}$$

als Geschwindigkeitsasymmetrie und

$$\Delta E_{\text{Iso}} = (3,91 \pm 0,13) \cdot 10^{-9} \text{ eV}$$

in Einheiten der Energie.

An dieser Verschiebung sieht man, dass die Elektronendichteverteilungen jeweils an der Quelle und am Absorber verschieden sind. Mit den hier erhaltenen Ergebnissen können wir in Gleichung 9 eingehen:

$$v_{\text{res}} = \frac{Ze^2c}{6\varepsilon_0\hbar\omega_0} \cdot [|\psi_A(0)|^2 - |\psi_Q(0)|^2] \cdot [\langle r_a^2 \rangle - \langle r_g^2 \rangle].$$

Hierbei ist das Geschwindigkeitsvorzeichen umgekehrt, da sich der Absorber auf die Quelle zubewegt. Wir haben aus der Berechnung der g -Faktoren erhalten, dass der Faktor g_g größer ist, als g_a . Daraus folgt, dass die Radien sich nach $\langle r_a^2 \rangle - \langle r_g^2 \rangle < 0$ verhalten. Der angeregte Zustand hat also einen kleineren Radius, als der Grundzustand von ^{57}Fe . Eine positive Isomerieverschiebung bedeutet somit auch, dass $|\psi_A(0)|^2 - |\psi_Q(0)|^2$ ebenfalls negativ sein muss. Damit stellen wir fest, dass die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen am Kernort beim Absorber geringer ist, als bei der Quelle. Eine quantitative Aussage können wir daraus leider nicht ableiten.

5 Schlussbemerkungen und Referenzen

5.1 Schlussbemerkungen

Wir haben im Verlauf der Versuchsauswertung die gemessenen Daten untersucht und aus ihnen die mittlere Linienbreite, die g -Faktoren für den Grundzustand und den angeregten Kernzustand bestimmt sowie die Isomerieverschiebung errechnet. Insgesamt können wir mit den erhaltenen Messergebnissen zufrieden sein angesichts der Probleme, die wir mit dem MULTIPLE-LORENTZ-FIT hatten. Sicherlich wäre im Hinblick auf die geringen Zählraten besser gewesen eine neuere Strahlungsquelle zu haben, was dann den Fit der Peaks wesentlich erleichtert und verbessert hätte. Außerdem fehlte uns leider zum Ende des Versuchstages die Zeit, die Peaks noch besser zu vermessen. Mit mehr Messwerten wäre auch der Fit besser gelungen.

Die schlechten Fit-Ergebnisse spiegeln sich natürlich besonders in der Bestimmung der mittleren Linienbreite wider, da dort die Peak-Breite genutzt wird. Man sieht leicht in Abbildung 9, dass der Fit der Breiten völlig misslungen ist. Überraschend ist da, dass der Mittelwert trotzdem wenigstens in der Größenordnung mit der gewünschten natürlichen Linienbreite übereinstimmt. Ob dies nun Zufall war, kann nicht näher geklärt werden. Die Positionsbestimmung ist hingegen sehr viel besser gelungen, da wir bei den meisten Peaks wohl sehr nahe an das Minimum herangemessen haben. Dies führt dann natürlich auch zu den beeindruckend exakten Ergebnissen, zu denen der MÖSSBAUER-Effekt im Stande ist.

Abschließend sei angemerkt, dass auch uns beeindruckt hat, mit welchem geringem experimentellen Aufwand sehr präzise Ergebnisse erlangt werden können, die herunterreichen bis auf die Ebene der Hyperfeinstruktur. Vergleicht man dies mit der Vermessung der Hyperfeinaufspaltung z.B. mit Hilfe von Lasern, wird der geringe Versuchsaufwand sehr deutlich.

Literatur

- [1] <http://www.nobel.se>
- [2] GERTHSEN/VOGEL: *Physik*. Springer, 1993
- [3] MAY, Leopold: *An Introduction to Mössbauer Spectroscopy*. Adam Hilger, 1971
- [4] MAYER-KUCKUK, Theo: *Kernphysik*. Teubner, 1994
- [5] SCHATZ, Günter ; WEIDINGER, Alois: *Nukleare Festkörperphysik*. 2. neubearb. und erw. Auflage. Stuttgart : Teubner, 1992. – ISBN 3-519-13079-3
- [6] STÖCKER, Horst (Hrsg.): *Taschenbuch der Physik*. 4., korr. Aufl. Thun ; Frankfurt am Main : Deutsch, 2000. – ISBN 3-8171-1627-6
- [7] WEGENER, Horst: *Der Mössbauer-Effekt und seine Anwendungen in Physik und Chemie*. Mannheim : Bibliographisches Institut, 1965

A Messwerte

| Poti [Skt] | k | t_{LR} [s] | t_{RL} [s] | N_{LR} | ΔN_{LR} | N_{RL} | ΔN_{RL} | v_{LR} [mm/s] | Δv_{LR} [mm/s] | v_{RL} [mm/s] | Δv_{RL} [mm/s] | \dot{N}_{LR} [s ⁻¹] | $\Delta \dot{N}_{LR}$ [s ⁻¹] | \dot{N}_{RL} [s ⁻¹] | $\Delta \dot{N}_{RL}$ [s ⁻¹] |
|---------------|----|-----------------|-----------------|----------|-----------------|----------|-----------------|--------------------|---------------------------|--------------------|---------------------------|--------------------------------------|---|--------------------------------------|---|
| 18 | 1 | 67,16 | 83,40 | 4354 | 66,0 | 5318 | 72,9 | -0,374 | 0,003 | 0,301 | 0,002 | 64,8 | 1,0 | 63,8 | 0,9 |
| 20 | 2 | 95,03 | 126,68 | 6149 | 78,4 | 8200 | 90,6 | -0,528 | 0,004 | 0,396 | 0,003 | 64,7 | 0,8 | 64,7 | 0,7 |
| 22 | 2 | 81,09 | 107,39 | 4937 | 70,3 | 6835 | 82,7 | -0,619 | 0,005 | 0,467 | 0,004 | 60,9 | 0,9 | 63,6 | 0,8 |
| 25 | 2 | 68,82 | 89,30 | 4280 | 65,4 | 5710 | 75,6 | -0,729 | 0,006 | 0,562 | 0,004 | 62,2 | 1,0 | 63,9 | 0,8 |
| 30 | 3 | 85,30 | 106,48 | 5444 | 73,8 | 6593 | 81,2 | -0,883 | 0,007 | 0,707 | 0,006 | 63,8 | 0,9 | 61,9 | 0,8 |
| 35 | 3 | 71,41 | 85,93 | 4702 | 68,6 | 5164 | 71,9 | -1,054 | 0,008 | 0,876 | 0,007 | 65,8 | 1,0 | 60,1 | 0,8 |
| 37 | 3 | 65,94 | 82,25 | 4065 | 63,8 | 4753 | 68,9 | -1,142 | 0,009 | 0,916 | 0,007 | 61,6 | 1,0 | 57,8 | 0,8 |
| 40 | 4 | 82,29 | 96,43 | 5243 | 72,4 | 6270 | 79,2 | -1,220 | 0,010 | 1,041 | 0,008 | 63,7 | 0,9 | 65,0 | 0,8 |
| 45 | 4 | 72,89 | 84,02 | 4651 | 68,2 | 5497 | 74,1 | -1,377 | 0,011 | 1,195 | 0,010 | 63,8 | 0,9 | 65,4 | 0,9 |
| 50 | 4 | 65,13 | 74,03 | 4266 | 65,3 | 4864 | 69,7 | -1,542 | 0,012 | 1,356 | 0,011 | 65,5 | 1,0 | 65,7 | 0,9 |
| 55 | 5 | 74,43 | 83,79 | 4901 | 70,0 | 5478 | 74,0 | -1,686 | 0,013 | 1,498 | 0,012 | 65,8 | 0,9 | 65,4 | 0,9 |
| 60 | 5 | 67,92 | 75,81 | 4286 | 65,5 | 4970 | 70,5 | -1,848 | 0,015 | 1,655 | 0,013 | 63,1 | 1,0 | 65,6 | 0,9 |
| 65 | 5 | 88,49 | 97,85 | 5656 | 75,2 | 6319 | 79,5 | -1,418 | 0,011 | 1,283 | 0,010 | 63,9 | 0,8 | 64,6 | 0,8 |
| 70 | 6 | 70,30 | 77,03 | 4681 | 68,4 | 4980 | 70,6 | -2,142 | 0,017 | 1,955 | 0,016 | 66,6 | 1,0 | 64,7 | 0,9 |
| 75 | 6 | 66,03 | 71,80 | 4265 | 65,3 | 4684 | 68,4 | -2,281 | 0,018 | 2,097 | 0,017 | 64,6 | 1,0 | 65,2 | 1,0 |
| 80 | 7 | 71,82 | 77,60 | 4670 | 68,3 | 4903 | 70,0 | -2,446 | 0,019 | 2,264 | 0,018 | 65,0 | 1,0 | 63,2 | 0,9 |
| 85 | 8 | 77,31 | 83,17 | 5045 | 71,0 | 5225 | 72,3 | -2,597 | 0,021 | 2,414 | 0,019 | 65,3 | 0,9 | 62,8 | 0,9 |
| 90 | 7 | 64,11 | 68,48 | 4133 | 64,3 | 4242 | 65,1 | -2,741 | 0,022 | 2,566 | 0,020 | 64,5 | 1,0 | 61,9 | 1,0 |
| 92 | 8 | 71,09 | 74,35 | 4287 | 65,5 | 4588 | 67,7 | -2,825 | 0,023 | 2,701 | 0,022 | 60,3 | 0,9 | 61,7 | 0,9 |
| 95 | 8 | 69,91 | 74,66 | 4155 | 64,5 | 4688 | 68,5 | -2,872 | 0,023 | 2,690 | 0,021 | 59,4 | 0,9 | 62,8 | 0,9 |
| 100 | 9 | 74,71 | 79,33 | 4155 | 64,5 | 4890 | 69,9 | -3,024 | 0,024 | 2,848 | 0,023 | 55,6 | 0,9 | 61,6 | 0,9 |
| 105 | 9 | 71,24 | 75,64 | 4355 | 66,0 | 4408 | 66,4 | -3,171 | 0,025 | 2,987 | 0,024 | 61,1 | 0,9 | 58,3 | 0,9 |
| 110 | 9 | 67,99 | 72,00 | 4228 | 65,0 | 4042 | 63,6 | -3,323 | 0,026 | 3,138 | 0,025 | 62,2 | 1,0 | 56,1 | 0,9 |
| 115 | 13 | 94,29 | 99,66 | 5876 | 76,7 | 6027 | 77,6 | -3,461 | 0,028 | 3,274 | 0,026 | 62,3 | 0,8 | 60,5 | 0,8 |
| 118 | 9 | 63,57 | 66,73 | 4043 | 63,6 | 4140 | 64,3 | -3,554 | 0,028 | 3,385 | 0,027 | 63,6 | 1,0 | 62,0 | 1,0 |
| 120 | 11 | 76,40 | 80,57 | 4766 | 69,0 | 5105 | 71,4 | -3,614 | 0,029 | 3,427 | 0,027 | 62,4 | 0,9 | 63,4 | 0,9 |
| 125 | 10 | 66,70 | 70,25 | 4124 | 64,2 | 4384 | 66,2 | -3,763 | 0,030 | 3,573 | 0,028 | 61,8 | 1,0 | 62,4 | 0,9 |
| 130 | 11 | 70,60 | 74,24 | 4344 | 65,9 | 4575 | 67,6 | -3,911 | 0,031 | 3,719 | 0,030 | 61,5 | 0,9 | 61,6 | 0,9 |
| 135 | 12 | 73,96 | 77,62 | 4595 | 67,8 | 4863 | 69,7 | -4,072 | 0,032 | 3,880 | 0,031 | 62,1 | 0,9 | 62,7 | 0,9 |
| 140 | 13 | 77,71 | 81,41 | 4915 | 70,1 | 5113 | 71,5 | -4,199 | 0,033 | 4,008 | 0,032 | 63,2 | 0,9 | 62,8 | 0,9 |
| 145 | 12 | 68,65 | 71,72 | 4254 | 65,2 | 4481 | 66,9 | -4,387 | 0,035 | 4,200 | 0,033 | 62,0 | 1,0 | 62,5 | 0,9 |
| 150 | 12 | 67,02 | 69,92 | 4210 | 64,9 | 4433 | 66,6 | -4,494 | 0,036 | 4,308 | 0,034 | 62,8 | 1,0 | 63,4 | 1,0 |
| 155 | 12 | 64,92 | 67,62 | 4049 | 63,6 | 4132 | 64,3 | -4,640 | 0,037 | 4,454 | 0,035 | 62,4 | 1,0 | 61,1 | 1,0 |
| 160 | 13 | 68,05 | 70,77 | 4227 | 65,0 | 4474 | 66,9 | -4,795 | 0,038 | 4,611 | 0,037 | 62,1 | 1,0 | 63,2 | 0,9 |
| 165 | 14 | 71,30 | 74,02 | 4386 | 66,2 | 4422 | 66,5 | -4,928 | 0,039 | 4,747 | 0,038 | 61,5 | 0,9 | 59,7 | 0,9 |
| 170 | 15 | 74,09 | 76,80 | 4145 | 64,4 | 4586 | 67,7 | -5,082 | 0,040 | 4,902 | 0,039 | 55,9 | 0,9 | 59,7 | 0,9 |
| 172 | 15 | 73,06 | 76,05 | 4040 | 63,6 | 4316 | 65,7 | -5,153 | 0,041 | 4,951 | 0,039 | 55,3 | 0,9 | 56,8 | 0,9 |
| 175 | 16 | 76,72 | 79,47 | 4125 | 64,2 | 4666 | 68,3 | -5,235 | 0,042 | 5,053 | 0,040 | 53,8 | 0,8 | 58,7 | 0,9 |
| 180 | 15 | 69,97 | 72,47 | 4091 | 64,0 | 4197 | 64,8 | -5,381 | 0,043 | 5,195 | 0,041 | 58,5 | 0,9 | 57,9 | 0,9 |
| 185 | 16 | 72,71 | 75,31 | 4301 | 65,6 | 3914 | 62,6 | -5,523 | 0,044 | 5,333 | 0,042 | 59,2 | 0,9 | 52,0 | 0,8 |
| 190 | 15 | 66,32 | 68,60 | 4018 | 63,4 | 3918 | 62,6 | -5,677 | 0,045 | 5,488 | 0,044 | 60,6 | 1,0 | 57,1 | 0,9 |
| 195 | 16 | 68,93 | 71,29 | 4087 | 63,9 | 4256 | 65,2 | -5,826 | 0,046 | 5,633 | 0,045 | 59,3 | 0,9 | 59,7 | 0,9 |
| 200 | 17 | 71,59 | 73,99 | 4283 | 65,4 | 4559 | 67,5 | -5,960 | 0,047 | 5,767 | 0,046 | 59,8 | 0,9 | 61,6 | 0,9 |
| 205 | 18 | 74,01 | 76,39 | 4496 | 67,1 | 4760 | 69,0 | -6,105 | 0,049 | 5,914 | 0,047 | 60,7 | 0,9 | 62,3 | 0,9 |
| 210 | 20 | 80,31 | 82,85 | 5055 | 71,1 | 5175 | 71,9 | -6,251 | 0,050 | 6,059 | 0,048 | 62,9 | 0,9 | 62,5 | 0,9 |
| 215 | 17 | 66,51 | 68,53 | 4078 | 63,9 | 4185 | 64,7 | -6,416 | 0,051 | 6,226 | 0,050 | 61,3 | 1,0 | 61,1 | 0,9 |
| 220 | 14 | 91,96 | 94,65 | 5660 | 75,2 | 6024 | 77,6 | -3,821 | 0,030 | 3,713 | 0,030 | 61,5 | 0,8 | 63,6 | 0,8 |

Tabelle 6: Messdaten zur magnetischen Hyperfeinaufspaltung der 14,4 keV-Linie