

Universität Stuttgart-Vaihingen

Universität Stuttgart
Fakultät für Mathematik und Physik
Physikalisches Praktikum II

Mößbauereffekt

Autor: Juliane Ratzsch, MatNr. 2967329
Gentian Rrafshi, MatNr. 2721617

Version vom: 13. September 2018

Inhaltsverzeichnis

§1 Grundlagen	3
§2 Versuchsaufbau & Versuchsbeschreibung	8
§3 Auswertung	9
§3.1 Gamma-Spektrum von ^{57}Co	9
§3.2 Hyperfeinstrukturaufspaltung von ^{57}Fe	10
§3.3 Geschwindigkeitskalibrierung	12
§3.4 Isomerieverschiebung und elektrischer Feldgradient bei $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	12
§3.5 Isomerieverschiebung von $\text{K}_4(\text{Fe}(\text{CN})_6) \cdot 3\text{H}_2\text{O}$	13
§4 Fehlerbetrachtung	14
§5 Zusammenfassung	14

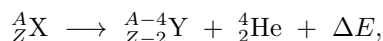
§1 Grundlagen

In diesem Versuch beschäftigen wir den Mößbauereffekt, welcher von Herr Rudolf L. Mößbauer entdeckt und nach ihm benannt wurde. Mit dem Mößbauereffekt ist es möglich charakteristische Größen wie Hyperfeinstrukturaufspaltung, Isomerieverschiebung und den elektrischen Feldgradienten am Kernort zu bestimmen.

Wichtig für diesen Effekt ist das Verständnis von radioaktiver Strahlung, auf die hier kurz eingegangen wird. Radioaktivität, im Allgemeinen, ist bei instabilen Atomkernen beobachtbar und beschreibt die Eigenschaft, spontan ionisierende Strahlung auszusenden. Hierbei wandelt sich der Kern in einen anderen Kern entweder durch Aussenden von Energie oder Teilchen um. Dieser Prozess wird als Kernzerfall oder radioaktiver Zerfall bezeichnet. Prinzipiell gibt es drei Grundarten von radioaktiver Strahlung:

- α -Strahlung:

Die α -Strahlung ist eine mögliche ionisierende Strahlung. Sie tritt hauptsächlich bei schweren und neutronenarmen Atomen auf. Der Atomkern zerfällt hier durch Aussenden eines, in diesem Falle sogenannten, Alphateilchens. Ein Alphateilchen ist hierbei ein ${}^4_2\text{He}$ -Atomkernes, also nichts anderes als zwei Protonen und zwei Neutronen. Allgemein kann hierbei eine sogenannte Zerfallsreaktion wie folgt angegeben werden:



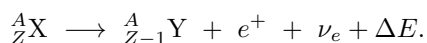
mit ΔE die beim Zerfall freigesetzte Energie, A Massenzahl, Z Ordnungszahl der jeweiligen Elementen und X das Teilchen, welches durch Alphastrahlung in das Element Y zerfällt.

- β -Strahlung:

Eine weiter mögliche ionisierende Strahlung ist die β -Strahlung. Allgemein tritt Betazerfall bei Teilchen, welche kein ausbalanciertes Verhältnis zwischen Neutronen und Protonen haben auf. Dementsprechend ist Betazerfall eher als Sammelbegriff für zwei bestimmte Zerfälle, zu sehen. Zum einem der Beta-Minus-Zerfall, welcher bei Neutronenüberfluss auftritt. Hierbei wandelt sich ein Neutron des Kerns in ein Proton. Dadurch wird ein Elektron e^- sowie ein Elektron-Antineutrino $\bar{\nu}_e$ ausgesandt. Auch hier gibt es eine allgemeine Zerfallsreaktion, welche mit der oben genannten Notation wie folgt aussieht:



Zum anderen den Beta-Plus-Zerfall, welcher bei Protonenüberfluss stattfindet. Umgekehrt zum Beta-Minus-Zerfall wandelt sich hier ein Proton zu einem Neutron, wodurch hier ein Positron e^+ und ein Elektron-Neutrino ν_e ausgesandt wird. Die Zerfallsreaktion sieht dann wie folgt aus:



- γ -Strahlung:

Befindet sich ein Kern im angeregten Zustand (wie z.B. oft nach einem Alpha- oder Beta-Zerfall) so schwingt oder rotiert der Kern in einen weniger hoch angeregten oder gar seinem

Grundzustand, wodurch Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung freigesetzt wird. Dieser Prozess wird (irreführenderweise) als Gamma-Zerfall bezeichnet und die elektromagnetische Strahlung als Gamma-Strahlung. Die hochenergetischen Photonen die der Kern emittiert werden hierbei als Gamma-Quanten bezeichnet.

- Elektroneneinfang

Eine weitere Form der Radioaktivität. Hier hat der Atomkern eine stabilere Kernkonfiguration, welche dem Atomkern durch Einfangen eines Elektrons aus einer der inneren Schale der Elektronenhülle möglich ist. Aufgrund der Tatsache, dass die Elektronen der K-Schale die größte Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Ort des Atomkerns haben, ist das Einfangen von Elektronen aus der K-Schale am wahrscheinlichsten. Dieser Einfang aus der K-Schale wird als K-Einfang bezeichnet.

Der Mößbauereffekt ist im Grunde die rückstoßfreie Kernresonanzabsorption\emission von γ -Strahlen. Konkret ist dies also ein Resonanzphänomen, bei dem Atomkerne (als Sender und Empfänger) und rückstoßfrei emittierte und absorbierte γ -Quanten beteiligt sind. Wichtig ist hierbei, dass man mit Gamma-Strahlung arbeitet, denn wie schon oben angedeutet, verändert Gamma-Strahlung im Gegensatz zu Alpha-/Beta-Strahlung nicht den Atomkern.

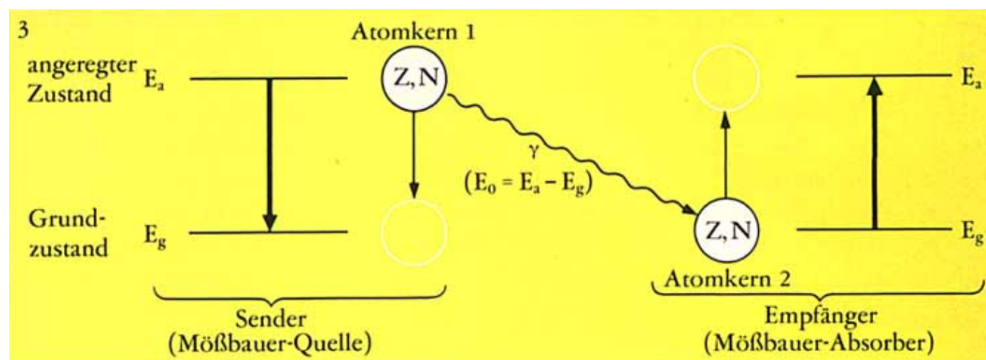


Abbildung 1: Prinzip der Kernresonanzabsorption\emission^[1]

In Abbildung (1) beschreibt schematisch die Kernresonanzabsorption\emission. Der Atomkern 1 ist im angeregtem Zustand mit Protonenzahl Z und Neutronenzahl N hat einen Energieinhalt E_a . Nach einer bestimmten Zeit τ geht dieser wieder in den Grundzustand zurück und hat damit einen Energieinhalt von E_g . Durch diesen Gamma-Zerfall wird Energie $E_0 = E_a - E_g$ als Gamma-Quant freigesetzt. Dieser Gamma-Quant kann nun einen identischen Atomkern 2 vom Grundzustand in den angeregten Zustand überführen.

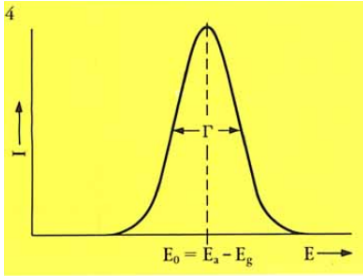


Abbildung 2: Intensität-Übergangsenergie-Diagramm für Kernübergänge^[1]

Für die Energieübergänge (und die dabei auftretenden Spektrallinien) ist wichtig zu berücksichtigen, dass diese den Gesetzen der Statistik unterliegen. In Abbildung (2) ist die Übergangswahrscheinlichkeit (bzw. die Intensität I) als Funktion der Übergangsenergie E dargestellt. Formell kann diese Funktion als:

$$I = \frac{const}{(E - E_0)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2}$$

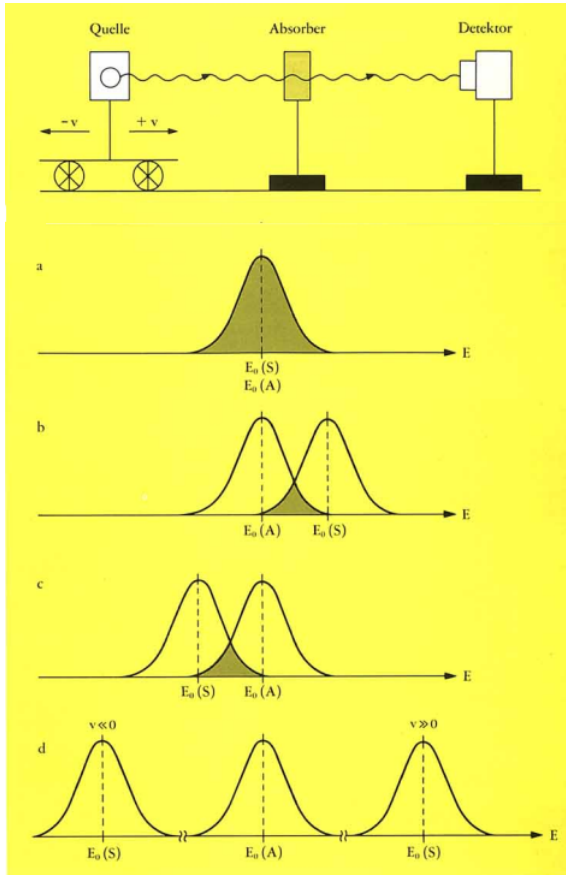
Daher wird per Definition das Intensitätsmaximum bei der Energiedifferenz $E_0 = E_a - E_g$ gelegt, da dort die Übergangswahrscheinlichkeit (bzw. Intensität) am höchsten ist.

Eine weitere charakteristische Größe ist hier das Γ , die sogenannte Halbwertsbreite. Diese ist ebenfalls in Abbildung (2) zu sehen und entspricht der Linienbreite in halber Höhe des Intensitätsmaximums. Die Halbwertsbreite hat ein Minimum, welches durch die Heisenbergsche Unschärferelation gegeben ist:

$$\Gamma_0 \cdot \tau = \hbar,$$

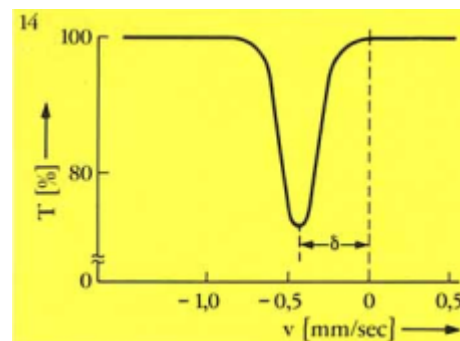
mit τ der Lebensdauer des ang. Zustandes. Die für den Mößbauereffekt beobachteten γ -Quanten bei Kernübergängen haben sowohl bei der Emission als auch bei der Absorption genau diese Lorentzform. Der Mößbauereffekt benötigt zusätzlich noch, dass die Emissions- und Absorptionslinie sich möglichst weitgehend überschneiden, da dort der Resonanzeffekt am größten ist.

Wichtig für den Mößbauereffekt ist, dass die Kernresonanzabsorption\emission rückstoßfrei ist. Dies ist aber oft nicht der Fall, da der angeregte Atomkern bei Emission eines γ -Quants einen Impuls p und nach der Formel $E = |p| \cdot c$ eine Rückstoßenergie E_R erfährt. Diese Rückstoßenergie vermindert nun die vom emittierten γ -Quant mitgenommene Energie $E_\gamma = E_0 - E_R$. Dies hat nun zur Folge, dass die Emissions- und Absorptionslinie nicht an der Stelle E_0 auftreten, sondern um $|E_R|$ verschoben.

Abbildung 3: Prinzip Mößbauereffekt^[1]

Während der Kernübergänge wird praktisch niemals der nackte Atomkern getroffen und weiter ist der Atomkern nicht punktförmig, sondern hat eine räumliche Ausdehnung. Daher tritt bei Kernübergängen praktisch nie E_0 sondern eine gegenüber E_0 verschobene Energie E_S für die Emission bzw. E_A bei der Absorption auf. Die Ursache dafür ist die Monopolwechselwirkung zwischen Atomkernen und Elektronen am Kernort. Dies ergibt sich aus zwei Folgerungen. Zum einen bewegen sich Elektronen auch im Atomkern. Daher kann man auch eine Elektronendichte für den Kern definieren, in dem wir die Wellenfunktion $\Psi(r)$ im Quadrat an der Stelle $r = 0$ betrachten. Weiter erfährt der angeregte Kern eine räumliche Ausdehnung R_a die größer ist als die im Grundzustand R_g . Dies ergibt dann eine Energiedifferenz $\Delta E(S)$ (bzw. aus Analogiegründen $\Delta E(A)$) welche wie folgt mathematische beschrieben werden kann.

Um der Verschiebung entgegenzuwirken, kann man den Versuchsaufbau wie in Abbildung (3) betrachten. Anstatt Quell- und Absorberatomkerne statisch zu betrachten, kann man einfach eines der beiden, im Falle der Abbildung die Quelle, dynamisch verschieben. Da die Rückstoßenergie eine Translationsenergie ist, wird $E_R = 0$ für eine Relativgeschwindigkeit $v = 0$. An diesem Punkt (Abbildung 3a)) überlappen sich die Emissions- und Absorptionslinie maximal. Ist die Relativgeschwindigkeit im Betrag größer als Null, so tritt je nach Vorzeichen Fall b) oder c) auf und erweitert sich für $v \gg 0$ auf den Fall d).

Abbildung 4: Mößbauerspektrum von $K_4[Fe(CN)_6] \cdot 3H_2O$ ^[1]

$$\begin{aligned}\Delta E(S) &= \text{const} \cdot |\Psi(0)|_S^2 \cdot (R_a^2 - R_g^2) \\ \Delta E(A) &= \text{const} \cdot |\Psi(0)|_A^2 \cdot (R_a^2 - R_g^2)\end{aligned}$$

Die Isomerieverschiebung δ ist nun die Differenz

$$\delta = \Delta E(A) - \Delta E(S) = \text{const} \cdot (|\Psi(0)|_A^2 - |\Psi(0)|_S^2) \cdot (R_a^2 - R_g^2) = E_A - E_S$$

und ist ein Maß für die Veränderung der Valenzschale, also Änderungen im Oxidationszustand oder in den Bindungsverhältnissen und kann mit Hilfe des Mößbauereffekts gemessen werden.

Mit dem Mößbauereffekt ist ebenso eine Quadrupolaufspaltung bei bestimmten Atomen zu beobachten. Legt man ein inhomogenes elektrisches Feld am Kernort an, so wechselwirkt dies mit dem Quadropolmoment Q des Kerns. Daraufhin spalten sich die Kernenergieniveaus in $(I+1/2)$, I Kernspin, Subniveaus auf. Für die Chemie und Festkörperphysik ist der elektrische Feldgradient, welcher ein Maß für die Inhomogenität des elektrischen Feldes am Kernort ist, eine wichtige Anwendung der Mößbauerspektroskopie, da man dadurch Rückschlüsse unter andere auf die Molekülsymmetrie ziehen kann. Nimmt man an, dass die Inhomogenität des elektrischen Feldes sich als axialsymmetrisches Feldgefälle behandeln lässt, so gilt für die einzelnen Niveaus:

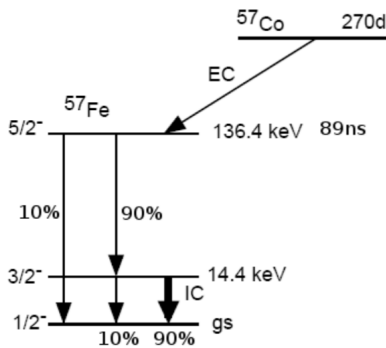
$$E_Q = \frac{eqQ}{4I(2I-1)}[3m_I^2 - I(I+1)]$$

und für den elektrischen Feldgradienten q ist es oft einfacher, die Energiedifferenz ΔE_Q sich anzuschauen.

Eine weitere Information, welche mit Hilfe des Mößbauereffekts sich in Erfahrung bringen lassen kann, ist das magnetische Verhalten und daraus z.B. die Wertigkeit. Dies tritt durch magnetische Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Dipolmoment μ des Kerns und einem magnetischen Feld der Stärke H am Kernort auf. Die Kernenergieniveaus werden dann in $(2I+1)$ Subniveaus, sogenannten Hyperfeinniveaus, aufgespalten, wobei die einzelnen Niveaus durch ihre magnetische Spinquantenzahl m_I charakterisiert sind. Die einzelnen Hyperfeinenergieniveaus sind durch die Formel

$$E_M = -\mu H \frac{m_I}{I}$$

gegeben und die Gesamtaufspaltung ΔE_M (Abstand zwischen den beiden äußersten Linien) ist daher proportional zur Magnetfeldstärke.



In Abbildung (5) ist nun das Zerfallsschema von ^{57}Co zu sehen. Der Übergang von $I = \frac{5}{2}$ nach $I = \frac{1}{2}$ ist ein Gamma-Zerfall mit einer Energie von 136.4 keV, der aufgrund von Statistik auftritt, obwohl er nach den Übergangsregeln verboten ist. Weiter gibt es den Übergang von $I = \frac{5}{2}$ nach $I = \frac{3}{2}$. Diese sind ebenso Gammazerfälle bei 122 keV und 14.4 keV. Der Übergang von $I = \frac{3}{2}$ nach $I = \frac{1}{2}$ ist die innere Konversion, eine besondere Art der Radioaktivität, die in unserem Versuch nicht detektierbar ist.

Abbildung 5: Das Zerfallsschema von ^{57}Co [4]

§2 Versuchsaufbau & Versuchsbeschreibung

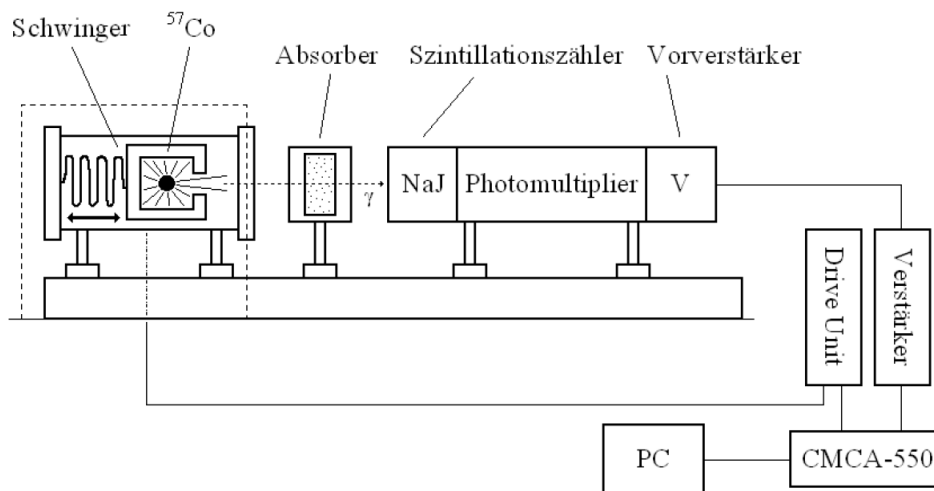


Abbildung 6: Schematischer Versuchsaufbau[3]

In Abbildung (6) ist der Aufbau des Versuchs zu sehen. Das ^{57}Co ist an einer schwingenden Achse eines elektromagnetischen Schwingers befestigt, welcher mit einer einstellbaren Frequenz schwingen kann. Der Schwinger ist mit dem Vielkanalanalysator (CMCA-550) synchronisiert, sodass jeder einzelne Kanal einer bestimmten Momentangeschwindigkeit der Quelle zugeordnet ist.

Im ersten Teil des Versuchs wird kein Absorber verwendet, was uns die Messung des Gamma-Spektrums von ^{57}Co ermöglicht. Im zweiten Teil werden verschiedene Absorber verwendet um die verschiedenen Effekte des Mößbauereffekts zu sehen.

§3 Auswertung

§3.1 Gamma-Spektrum von ^{57}Co

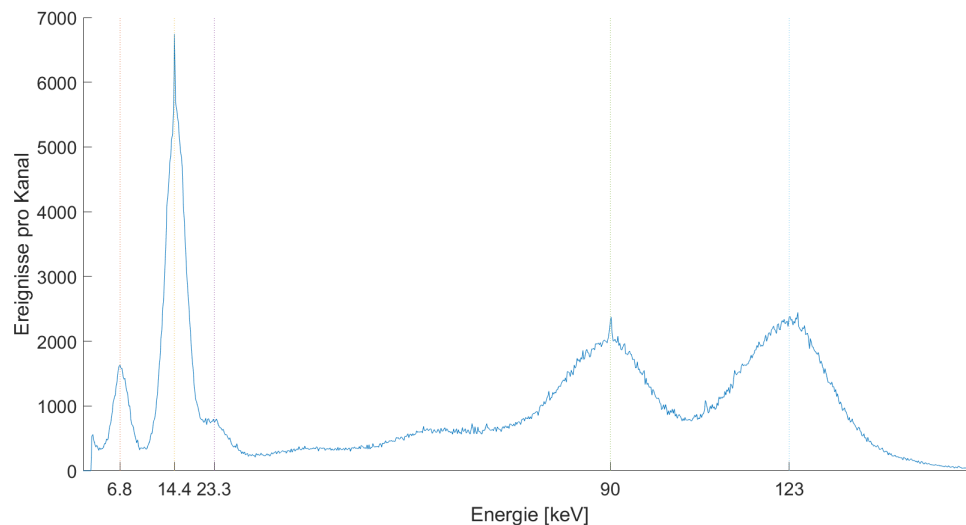


Abbildung 7: Messergebnisse: Gamma-Spektrum von ^{57}Co

In ersten Versuchsteil wurde das Gammaspektrum von ^{57}Co gemessen, welches in Abbildung (7) dargestellt wird. Es sind 5 Peaks beobachtbar. Der erste tritt bei etwa 6.8 keV auf und ist technisch bedingt, da in diesem Versuch das ^{57}Co durch K-Einfang in den angeregten Zustand von ^{57}Fe übergeht. Das angeregte ^{57}Fe ($I=3/2$) setzt Gamma-Quanten frei um in den Grundzustand ($I=1/2$) zu gelangen, welche den zweite Peak bei etwa 14.4 keV erklären. Ein dritter Peak ist bei etwa 23.3 keV zu betrachten und begründet sich dadurch, dass unser ^{57}Co in Rhodium eingebettet ist, welches ebenfalls strahlt. Ein weiterer Peak, der bei uns bei genau 90 keV liegt, ist wieder technisch bedingt und dem Szintillationszähler geschuldet. Der letzte Peak bei etwa 123 keV entsteht durch Emission von $I=5/2$ nach $I=3/2$.

§3.2 Hyperfeinstrukturaufspaltung von ^{57}Fe

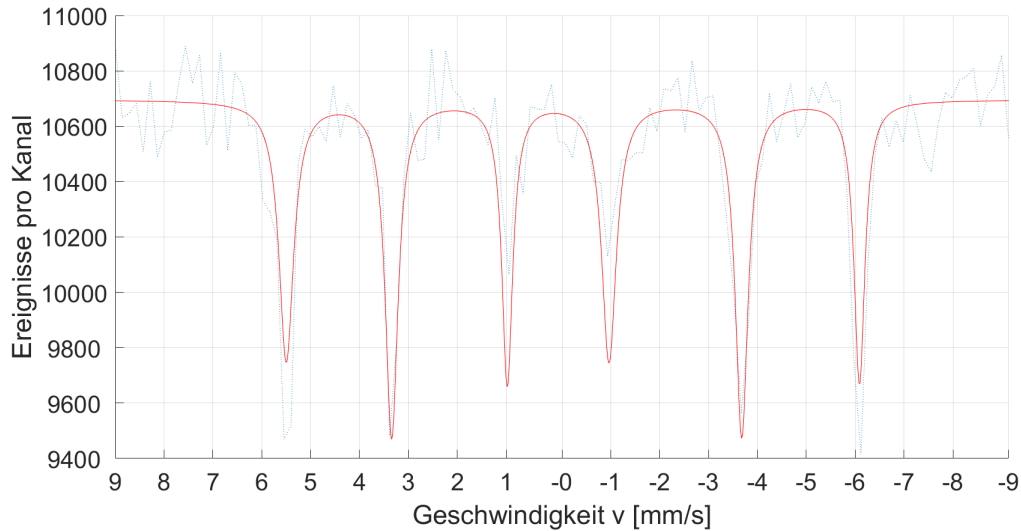


Abbildung 8: Messergebnisse: Hyperfeinstrukturaufspaltung von ^{57}Fe

In Abbildung (8) ist unsere Messung zur Hyperfeinstrukturaufspaltung von ^{57}Fe zu betrachten. Zuerst berechnen wir die Isomerieverschiebung. Dazu wurde ein Lorentzfit mit 6 Peaks genommen. Diese Peaks erlauben uns dann, durch Differenzbetrachtung, die Isomerieverschiebung $\delta = \frac{|v_{\text{rechts}}| - |v_{\text{links}}|}{2}$ zu bestimmen. In folgender Tabelle werden alle wichtigen Werte benannt, wobei hier schon die Peaks geordnet wurden:

linke Seite $v \left[\frac{\text{mm}}{\text{s}} \right]$	rechte Seite $v \left[\frac{\text{mm}}{\text{s}} \right]$	Isomerieverschiebung $\delta \left[\frac{\text{mm}}{\text{s}} \right]$
5,55	-5,99	-0,220
3,43	-3,62	-0,095
0,95	-1,10	-0,075
Mittelwert:		-0,13

Abbildung 9: Messwerte: Lorentzpeaks

Weiter ist zu beachten, dass wir einen kleinen berechenbaren Fehler in unseren Messungen haben. Da wir 128 Kanäle haben und wir von $-9 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ bis $9 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ gehen, ist der Fehler

$$\Delta v = \frac{18 \frac{\text{mm}}{\text{s}}}{128} \approx 0,14 \frac{\text{mm}}{\text{s}}.$$

Somit ist unsere Abbildung (8) um $v = (-0,13 \pm 0,14) \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ symmetrisch. Dies ergibt dann dann für die Energie E_D , um welche die Energie E_S der emittierten Gamma-Quanten durch Bewegung

der Quelle relativ zum Absorber verändert werden muss um

$$E_D = E_S \cdot \frac{v}{c} = 14,4 \text{ keV} \cdot \frac{(-0,13 \pm 0,14) \frac{\text{mm}}{\text{s}}}{3 \cdot 10^{11} \frac{\text{mm}}{\text{s}}} = (-6,24 \pm 6,72) \cdot 10^{-9} \text{ eV}.$$

Weiter können wir nach der Formel

$$\Delta E_M = -H \Delta \left(\frac{m_I}{I} \mu \right) \implies \frac{v}{c} = E_M + \frac{H}{E_S} \left(\frac{\mu_g m_g}{I_g} - \frac{\mu_e m_e}{I_e} \right),$$

unter Berücksichtigung der Tatsache, dass wir einen Zerfall von $I=3/2$ nach $I=1/2$ und den Auswahlregeln $\Delta m = \pm 1$ durch Umformung auf folgende Formel zurückschließen:

$$v_4 - v_2 = v_5 - v_3 = \frac{2\mu_g H c}{E_S}.$$

Darum ist das Magnetfeld am Kernort durch die Formel

$$H = \frac{E_S(v_4 - v_2)}{2c\mu_g}$$

gegeben, wobei $\mu_g = 0,0903\mu_k$ laut Versuchsanleitung ist. Mit unserem Fehler von $\Delta v = 0,14 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ ergibt sich damit:

$$H = \frac{14,4 \cdot 10^3 \text{ eV} \cdot (0,95 - (-3,62)) \frac{\text{mm}}{\text{s}}}{2 \cdot 3 \cdot 10^{11} \frac{\text{mm}}{\text{s}} \cdot 0,0903 \cdot 3,52 \cdot 10^{-8} \frac{\text{eV}}{\text{T}}} = (34,58 \pm 2,114) \text{ T}$$

Zu guter Letzt berechnen wir nun das fehlende μ_e , dass wir wieder durch Umformen der Gleichung für ΔE_M erhalten. Es gilt allgemein:

$$\mu_{e1} = 3 \frac{v_2 - v_1}{v_4 - v_2} \cdot \mu_g = -0,13\mu_k$$

$$\mu_{e2} = 3 \frac{v_3 - v_2}{v_4 - v_2} \cdot \mu_g = -0,14\mu_k$$

$$\mu_{e3} = 3 \frac{v_5 - v_4}{v_4 - v_2} \cdot \mu_g = -0,17\mu_k$$

$$\mu_{e4} = 3 \frac{v_6 - v_5}{v_4 - v_2} \cdot \mu_g = -0,15\mu_k$$

$$\mu_{e5} = \frac{3}{2} \frac{v_3 - v_1}{v_4 - v_2} \cdot \mu_g = -0,14\mu_k$$

$$\mu_{e6} = \frac{3}{2} \frac{v_6 - v_4}{v_4 - v_2} \cdot \mu_g = -0,16\mu_k$$

Wodurch sich als Mittelwert nun der Wert $\mu_e = -0,1483\mu_k$ ergibt.

§3.3 Geschwindigkeitskalibrierung

Die Geschwindigkeitsmessungen in diesem Versuch sind nicht ganz genau, daher müssen wir vorher eine Geschwindigkeitskalibrierung vornehmen. Diese lässt sich berechnen durch

$$f_{\text{kal.}} = \frac{\Delta v_{\text{lit}}}{v_6 - v_1} = \frac{10,6 \frac{\text{mm}}{\text{s}}}{(5,55 - (-5,99)) \frac{\text{mm}}{\text{s}}} = 0,92.$$

§3.4 Isomerieverschiebung und elektrischer Feldgradient bei $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$

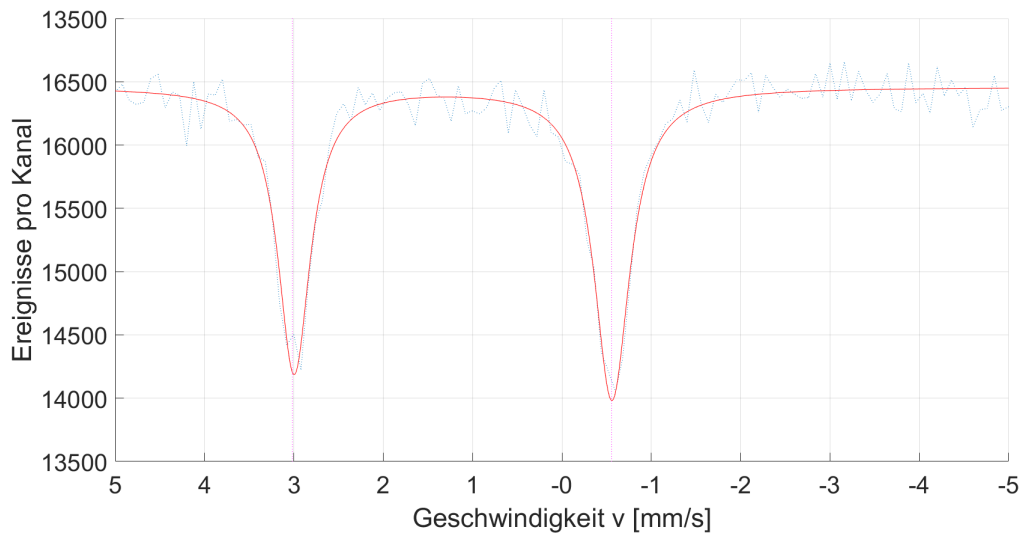


Abbildung 10: Messergebnisse: Spektrum von $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$

Das gemessene Spektrum ist in Abbildung (10) abgebildet. Zuerst berechnen wir die Isomerieverschiebung. Dafür gehen wir genauso vor wie bei dem natürlichen Eisen. Aus den Lorentzfits ergibt sich:

linke Seite $v \left[\frac{\text{mm}}{\text{s}} \right]$	rechte Seite $v \left[\frac{\text{mm}}{\text{s}} \right]$	Isomerieverschiebung $\delta \left[\frac{\text{mm}}{\text{s}} \right]$
2,9968	-0,5595	1,22

Abbildung 11: Messwerte: Lorentzpeaks

Weiter ergibt sich ein Fehler von:

$$\Delta v = \frac{10 \frac{\text{mm}}{\text{s}}}{128} = 0,0781 \frac{\text{mm}}{\text{s}}.$$

Wodurch $v = (1,22 \pm 0,0781) \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ beträgt und damit ergibt sich für E_D :

$$E_D = E_S \cdot \frac{v}{c} = 14,4 \text{ keV} \cdot \frac{(1,22 \pm 0,0781) \frac{\text{mm}}{\text{s}}}{3 \cdot 10^{11} \frac{\text{mm}}{\text{s}}} = (58,56 \pm 3,75) \cdot 10^{-9} \text{ eV}.$$

Um nun den elektrischen Feldgradienten zu bestimmen, verwenden wir die Formel wie in der Theorie genannt und schauen uns die Differenz an. Es gilt:

$$E_Q = E_Q(I = 3/2; m_I = \pm 3/2) - E_Q(I = 3/2; m_I = \pm 1/2) = \frac{eqQ}{2} = E_S \frac{v_2 - v_1}{c}.$$

Durch Umformen dieser Gleichung kann der elektrische Feldgradient berechnet werden:

$$q = \frac{2E_S \frac{(v_2 - v_1) + \Delta v}{c}}{eQ} = \frac{2 \cdot |(-0,5595 - (+2,9968)) \pm 0,0781| \frac{\text{mm}}{\text{s}} \cdot 14,4 \cdot 10^3 \text{ eV}}{1 \frac{\text{eV}}{\text{V}} \cdot 0,29 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2 \cdot 3 \cdot 10^{11} \frac{\text{mm}}{\text{s}}}$$

$$= (1,1773 \pm 0,0517) \cdot 10^{22} \frac{\text{V}}{\text{m}^2}.$$

Hierbei wurde wieder als Fehler $\Delta v = 0,0781 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ genommen und ein Wert aus der Versuchsanleitung, nämlich $Q = 0,29 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$, genommen.

§3.5 Isomerieverschiebung von $\text{K}_4(\text{Fe}(\text{CN})_6) \cdot 3\text{H}_2\text{O}$

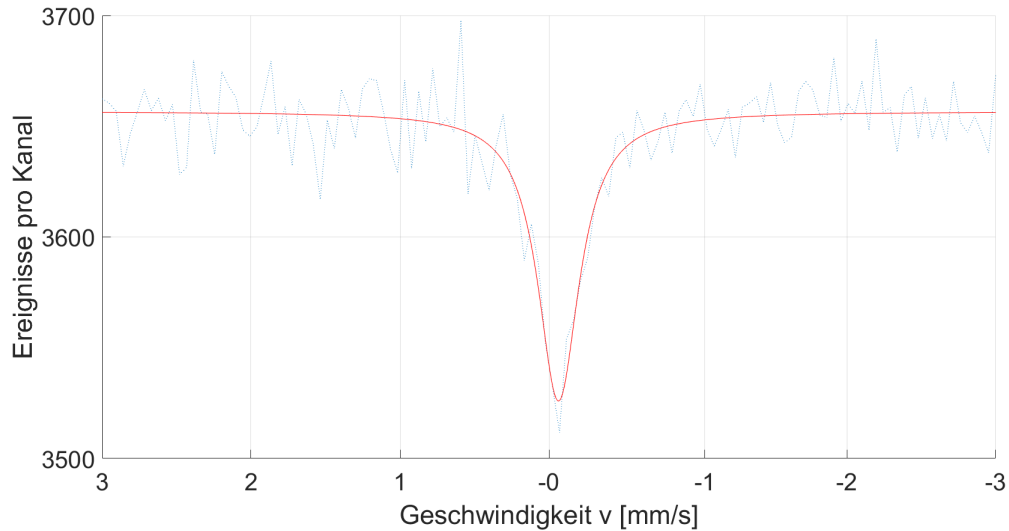


Abbildung 12: Messergebnisse: Spektrum von $\text{K}_4(\text{Fe}(\text{CN})_6) \cdot 3\text{H}_2\text{O}$

Laut Lorentzfit ist die Isomerieverschiebung $\delta = -0,0642 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ mit dem Fehler $\Delta v = \frac{6 \frac{\text{mm}}{\text{s}}}{128} = 0,0469 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$.

§4 Fehlerbetrachtung

Alle nötigen Fehlerfortpflanzungen wurden schon im Auswertungsteil mit berechnet. Ansonsten ist der Versuch recht abgeriegelt, so dass keine Fehler bei der Durchführung möglich sind.

§5 Zusammenfassung

Im ersten Teil des Versuchs haben wir uns das Gamma-Spektrum von ^{57}Co angeschaut und erklärt. Danach haben wir das natürliche Eisen ^{57}Fe angeschaut. Wir bekamen eine Isomerieverschiebung von

$$v = (-0,13 \pm 0,14) \frac{\text{mm}}{\text{s}}.$$

Laut Literatur ist dieser bei

$$\delta(\text{Rh}, \text{Fe}) = -0,11 \frac{\text{mm}}{\text{s}},$$

womit wir eine relativ kleine Abweichung haben. Für das Magnetfeld am Kernort haben wir

$$H = (34,58 \pm 2,114) \text{ T}$$

herausbekommen und der magnetische Moment des angeregten natürlichen Eisens war

$$\mu_e = -0,1483\mu_k.$$

Im nächsten Abschnitt haben wir uns mit $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ beschäftigt. Für die Isomerieverschiebung ergab sich bei uns:

$$v = (1,22 \pm 0,0781) \frac{\text{mm}}{\text{s}}.$$

Nach Literatur ist dieser

$$\begin{aligned} \delta(\text{Fe}, \text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}) &= \delta(\text{Rh}, \text{Fe}) + \delta(\text{Fe}, \text{Pt}) + \delta(\text{Pt}, \text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}) \\ &= (-0,11 + 0,35 \pm 0,92) \frac{\text{mm}}{\text{s}} \\ &= 1,16 \frac{\text{mm}}{\text{s}}. \end{aligned}$$

Für die Quadrupolaufspaltung ergab sich bei uns:

$$\varepsilon(\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}) = 0,5595 \frac{\text{mm}}{\text{s}} + 2,9968 \frac{\text{mm}}{\text{s}} = 3,5563 \frac{\text{mm}}{\text{s}},$$

wobei laut Literatur gilt:

$$\varepsilon(\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}) = 3,19 \frac{\text{mm}}{\text{s}}.$$

Weiter haben wir für den elektrischen Feldgradienten

$$q = (1,1773 \pm 0,0517) \cdot 10^{22} \frac{\text{V}}{\text{m}^2}$$

errechnet.

Schlussendlich haben wir noch die Isomerieverschiebung von $\text{K}_4(\text{Fe}(\text{CN})_6) \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ betrachtet, welche bei uns bei

$$v = -0,0642 \pm 0,0469 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$$

liegt. Laut Literatur gilt hier

$$\begin{aligned} \delta(\text{Fe}, \text{K}_4(\text{Fe}(\text{CN})_6) \cdot 3\text{H}_2\text{O}) &= \delta(\text{Fe}, \text{Rh}) + \delta(\text{Fe}, \text{Pt}) + \delta(\text{Pt}, \text{K}_4(\text{Fe}(\text{CN})_6) \cdot 3\text{H}_2\text{O}) \\ &= (-0,11 + 0,35 - 0,39) \frac{\text{mm}}{\text{s}} \\ &= -0,15 \frac{\text{mm}}{\text{s}}. \end{aligned}$$

Literaturverzeichnis

- [1] „Physikalische Methoden in der Chemie : Mößbauer-Spektroskopie I“, Chemie in unserer Zeit, Philipp Gütlich 23.Juli.2018
- [2] „Literaturwerte Isomerieverschiebung und Quadrupolaufspaltung“, Universität Stuttgart (Hrsg.) Physikalisches Praktikum II: Versuchsanleitung. Universität Stuttgart. 2013.
- [3] „schematischer Versuchsaufbau“, Universität Stuttgart (Hrsg.) Physikalisches Praktikum II: Versuchsanleitung. Universität Stuttgart. 2013.
- [4] „Termschema ^{57}Co “, <https://www.twam.info/wp-content/uploads/2009/04/fpraktikum-mos.pdf>. 2013.