

Mößbauer-Effekt (MOS)

Fortgeschrittenen Praktikum, SS 2008

Tobias Müller, Michael Ziller, Alexander Seizinger
Betreuer: Michael Bauer

Tübingen, den 24. Juni 2008

1 Einführung

Der Mößbauer-Effekt beschreibt die unter bestimmten Bedingungen erfolgende rückstoßfreie Emission oder Absorption eines Photons (γ -Teilchens) durch einen Atomkern, der sich in einem Kristallgitter befindet. Durch Kombination von Emission und Absorption lassen sich sehr feine Energieunterschiede von Photonen messen, was zahlreiche Anwendungen in der Physik, Chemie, Medizin und Technik findet. Sein Entdecker Rudolf Mößbauer wurde hierfür im Jahre 1961 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet.

2 Theorie

2.1 Zerfallsarten

Nicht alle Atomkerne sind stabil, abhängig von der Anzahl an Protonen Z und Neutronen können sie sich durch Zerfallsprozesse in Atomkerne mit anderer Kernladungszahl Z umwandeln. Durch die Abgabe eines α -Teilchens verringert sich die Kernladungszahl um 2. Da der α -Zerfall bei der von uns verwendeten Strahlungsquelle jedoch keine Rolle spielt, wollen wir an dieser Stelle nicht weiter auf ihn eingehen.

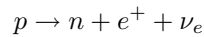
2.1.1 β -Zerfall

Unter dem Sammelbegriff β -Zerfall versteht man mehrere verschiedene Prozesse. Allen zugrunde liegt folgende durch die **schwache Kernkraft** bestimmte Umwandlung

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

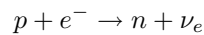
wobei $\bar{\nu}_e$ das (Elektron-)Antineutrino bezeichnet. Diese Gleichung beschreibt den Zerfall eines Neutrons, der auch bei freien Neutronen stattfindet. Zerfällt ein gebundenes Neutron wie oben angegeben so emittiert der Kern ein Elektron, man spricht vom β^- -Zerfall.

Analog kann besonders in protonenreichen Kernen die Umwandlung

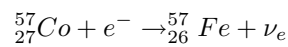


erfolgen; da der Kern in diesem Fall ein Positron abstrahlt, spricht man vom β^+ -Zerfall. Da die Masse des Neutrons geringfügig größer ist als die Masse eines Protons, ist dieser Zerfall bei freien Protonen nicht zu beobachten.

In Konkurrenz zum β^+ -Zerfall kann insbesondere bei neutronenarmen Kernen ein Elektron einer inneren Schale nach



mit einem Proton im Kern in ein Neutron umgewandelt werden, wobei ein Neutrino emittiert wird. Diesen Prozess bezeichnet man als **Elektroneneinfang** (electron capture - ec). Dieser Prozess ist die erste Stufe in dem für unseren Versuch wichtigen Zerfallsprozess, ^{57}Co wandelt sich durch Elektroneneinfang mit einer Halbwertszeit von 270 Tagen in ^{57}Fe um.



Entscheidend ist hierbei, dass sich der entstandene Eisenkern jedoch nicht im Anregungslosen Grundzustand befindet.

2.1.2 γ -Strahlung

Befindet sich ein Atomkern in einem angeregten Zustand, so kann er durch Abgabe eines Photons (*gamma*-Quants) in einen energetisch niedrigeren Zustand zurückfallen. Dies wird häufig auch als γ -Zerfall bezeichnet, jedoch ist zu beachten, dass sich an der Anzahl von Protonen und Neutronen im Kern nichts ändert, lediglich der **Anregungszustand** des Kerns verringert sich. In unserem Fall werden die durch Elektroneneinfang entstandenen ^{57}Fe -Kerne also so lange γ -Strahlung emittieren, bis sie ihren Grundzustand erreicht haben. Es ergibt sich folgendes Zerfallsdiagramm

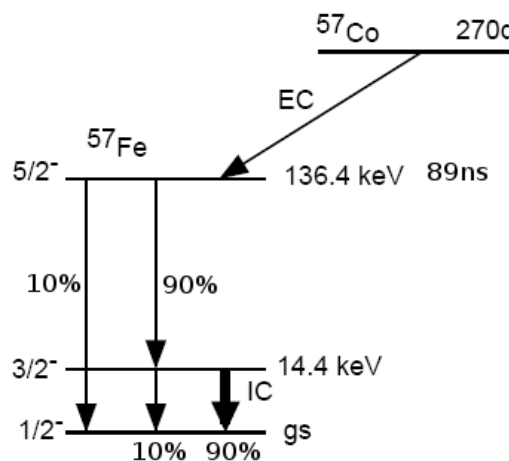


Abbildung 1: Zerfallsdiagramm von ^{57}Co [Quelle: Versuchsanleitung]

Es fällt auf, dass hierbei mehrere Wege möglich sind, die Prozentzahlen geben an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein bestimmter Weg eingeschlagen wird. Diese Wahrscheinlichkeiten hängen maßgeblich von der Ordnung des Übergangs ab, ein Dipolübergang ist um einige Zehnerpotenzen wahrscheinlicher als ein Quadrupolübergang. Beim Übergang

von $I = \frac{5}{2}$ nach $I = \frac{1}{2}$ handelt es sich nach den **Auswahlregeln** um einen elektrischen Quadrupolübergang, bei $I = \frac{5}{2}$ nach $I = \frac{3}{2}$ um einen magnetischen Dipolübergang. Die mit 10% relativ hohe Übergangswahrscheinlichkeit erklärt sich dadurch, dass elektrische Übergänge generell wahrscheinlicher sind als magnetische Übergänge. Im Versuch interessiert uns besonders der Strahlungsübergang von $I = \frac{3}{2}$ nach $I = \frac{1}{2}$. Da sich die Parität des Zustands nicht ändert und $\Delta I = 1$ gilt, folgern wir, dass es sich um einen magnetischen Dipolübergang handeln muss. Multipliziert man die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Abschnitte, so stellt man fest, dass nur ca 9% aller Eisenatome diesen Weg einschlagen.

2.1.3 Innere Konversion

Wie aus Abbildung (1) ersichtlich ist, gibt es noch eine weitere Möglichkeit, vom gleichen Startniveau ($I = \frac{3}{2}$) in den Grundzustand zu gelangen, die **innere Konversion**. Hierbei erfolgt die Energieabgabe nicht durch Emission eines γ -Teilchens, sondern durch direkten Übertrag auf ein Elektron der Hülle. Da die Bindungsenergien der Elektronen um ein Vielfaches ($\sim 10^{-3}$) geringer sind als die typischen Energiedifferenzen zwischen verschiedenen Anregungszuständen des Atomkerns, ist das Elektron nicht länger gebunden und wird emittiert.

2.1.4 Rückstoßenergie

Emittiert ein Atomkern mit Impuls p_0 ein Photon der Frequenz ν , so besitzt es nach Einstein die Energie $E_\gamma = h\nu$ bzw. den Impuls $p_\gamma = \hbar k$. Aufgrund der Impulserhaltung gilt für den Impuls p_1 des Atomkerns nach der Emission

$$p_1 = p_0 - p_\gamma = p_0 - \hbar k$$

und damit für die kinetische Energie des Atomkerns

$$E_1 = \frac{(p_0 - \hbar k)^2}{2m} = \frac{p_0^2 - 2p_0\hbar k + \hbar^2 k^2}{2m}$$

Bezeichne E_a die Energie des angeregten Zustandes, E_g die des Zustandes nach der Emission, dann gilt für die Energie E_γ

$$E_\gamma = E_a - E_g + \frac{p_0\hbar k}{m} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (1)$$

Den ersten Term identifizieren wir hierbei mit dem **Dopplereffekt 1.Ordnung**, den Zweiten mit dem **Impulsübertrag**, der bedingt durch den Rückstoß erfolgt.

2.2 Möbbsauer-Effekt

Die im vorherigen Abschnitt diskutierten Effekte führen zu einer hinreichend großen Reduktion der Photonenenergie E_γ , so dass eine erneute Absorption des Photons durch einen gleichartigen Atomkern energetisch nicht mehr möglich ist. Ist der Atomkern jedoch in einem Gitter eingebaut, so ist unter bestimmten Umständen eine rückstossfreie Emission möglich. Aus der Festkörperphysik wissen wir, dass das Atomgitter quantenmechanisch nicht beliebig, sondern nur in bestimmten Moden, die als **Phononen** bezeichnet werden, schwingen kann. Mit diesen quantisierten Gitterschwingungen sind feste Anregungsenergien verknüpft, das Atom als Baustein dieses Gitters kann also nicht beliebige Rückstossenergien aufnehmen, sondern nur Vielfache dieser Phononenenergien. Für uns ist hierbei von besonderem Interesse, welcher

Anteil der Photonen rückstossfrei emittiert wird. Dies beschreibt gerade der **Debye-Waller-Faktor** f

$$f(T) = \exp \left(-\frac{3E_r}{2kT_D} \left(1 + \frac{4T^2}{T_D^2} \int_0^{\frac{T_D}{T}} \frac{x}{e^x - 1} dx \right) \right) \quad (2)$$

wobei T_D die Debye-Temperatur und E_r die Rückstoß-Energie bezeichnet (vgl. Mayer-Kuckuk T.: Kernphysik - Eine Einführung, 7. Auflage, 2002, Teubner, ISBN 3-519-13223-0). Bei kleinen Temperaturen wird $f(T)$ und damit der Prozentsatz der rückstoßfrei emittierten Photonen sehr groß, dieser Effekt wurde experimentell erstmals von Möbbsauer beobachtet. Da unsere Messungen bei Raumtemperatur durchgeführt werden, benötigen wir Atomkerne, deren Debye-Waller-Faktor schon bei Zimmertemperatur ausreichend groß ist, in unserem Fall beträgt $f(T \approx 300K) = 0.8$.



Abbildung 2: Aufspaltung

2.3 Isomerieverschiebung

Aufgrund der Wechselwirkung zwischen Atomkern und Coulombfeld der Elektronenhülle kann es bei Veränderungen der Elektronendichte am Kernort zu einer kleinen Verschiebung der Energie eines Gammaübergangs kommen. Der Grundzustand und der angeregte Zustand des Kerns haben in diesem Fall verschiedene Radien. Derartige Veränderungen der Elektronendichte am Kernort können durch chemische Bindungen, an denen das Atom beteiligt ist, hervorgerufen werden. Diese Isomerie-Verschiebung liegt in der Größenordnung der natürlichen Linienbreite. Sie kann nur beobachtet werden, wenn in Quelle und Absorber verschiedene Elektronendichteverteilungen vorliegen.

2.4 Quadrupolaufspaltung

Im Fall einer unsymmetrischen Elektronenhülle und einem deformierten Atomkern kommt es ebenfalls zu einer Aufspaltung gemäß der Quadrupolenergie auf. Diese Aufspaltung rührt von der Interaktion des durch die Elektronenhülle erzeugten Feldgradienten mit dem Quadrupolmoment des deformierten Atomkerns her. Die Größe der Quadrupolaufspaltung gestattet es, Rückschlüsse auf den Feldgradienten in der Umgebung des emittierenden Kerns zu ziehen. Für die Aufspaltung der untersuchten Weicheisenprobe siehe Abb. 3.

2.5 Hyperfeinstruktur

Durch die Wechselwirkung des magnetischen Kernmoments mit dem von den Elektronen der Atomhülle erzeugten Magnetfeld kommt es zu einer weiteren Aufspaltung der Spektrallinien. Dieser Effekt kann durch die Kopplung des Kernspins I mit dem Gesamtdrehimpuls $J = L + S$ beschrieben werden. Im Fall von Weicheisen resultieren für das $I = \frac{1}{2}$ Niveau zwei und für das $I = \frac{3}{2}$ Niveau vier Hyperfeinstruktur-niveaus (Abb. 3).

3 Versuch

3.1 Versuchsaufbau

Den zentralen Bestandteil des Aufbaus stellt die mit Blei abgeschirmte Cobalt 57 Quelle dar. Die Quelle selbst ist auf einer beweglichen Einheit montiert, die es gestattet, die Quelle mit Geschwindigkeiten zwischen -5 und $5 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ zu bewegen. (Dies kann direkt über den PC gesteuert werden.) Dieser Anordnung folgend können die Absorberproben eingebracht werden, auf die wiederum ein mit einem Photomultiplier gekoppelter Szintillationszähler folgt. An den Photomultiplier sind eine Reihe von vorverarbeitenden elektronischen Geräten angeschlossen. Das Ausgangssignal des Multipliers wird zunächst durch einen Vorverstärker (PreAmp) und Stretcher geleitet. Letztere Funktion sorgt für eine zeitliche Ausdehnung des Signals. Der PreAmp Apparat gestattet es weiterhin spezifische Signale herauszufiltern, indem sowohl untere Schwelle als auch die Fenstergröße eingestellt werden können (Single-Channel-Analyser). Im Stretcher befindet sich eine Linear-Gate-Einheit, die es ermöglicht ausschließlich Signale innerhalb des voreingestellten Fensters passieren zu lassen. Im Anschluss daran erfolgt eine Konversion des analogen Signals in ein digitales durch einen AD-Konverter. Das digitalisierte Signal wird nun an einen Multi-Channel-Analyser/Discriminator übergeben und dann an den PC weitergeleitet. Die Detektion der Spektren erfolgt mit einem NaI Szintillationszähler mit angeschlossenem Photomultiplier. Bei der Registrierung der Strahlung spielen für unsere Zwecke der Photo- und der Comptoneffekt die entscheidende Rolle. In beiden Fällen kommt es zur Rekombination von durch die herausgeschlagenen schnellen Elektronen angeregte Sekundärelektronen mit dem Szintillatormaterial und zur Emission von Photonen. Diese werden im Anschluss durch einen Photomultiplier verstärkt und in ein messbares Signal umgewandelt. Der Photoeffekt tritt vor allem bei niedrigeren Photonenenergien auf. Im Fall von mittleren Energien dominiert der Compton-Effekt. Hier kommt es zur Streuung von Photonen an Hüllenelektronen. Als zusätzlicher Störeffekt kann es weiterhin zur Reflexion eines γ -Quants kommen. In diesem Fall wird ein entgegen der Messrichtung emittiertes Quant an der Probenrückseite gemäß des Comptoneffekts gestreut und gelangt in den Detektor. Für all diese Effekte sind Primärpeaks mit zugehöriger Comptonkante erkennbar. Zur Veranschaulichung siehe auch Abb. 3.

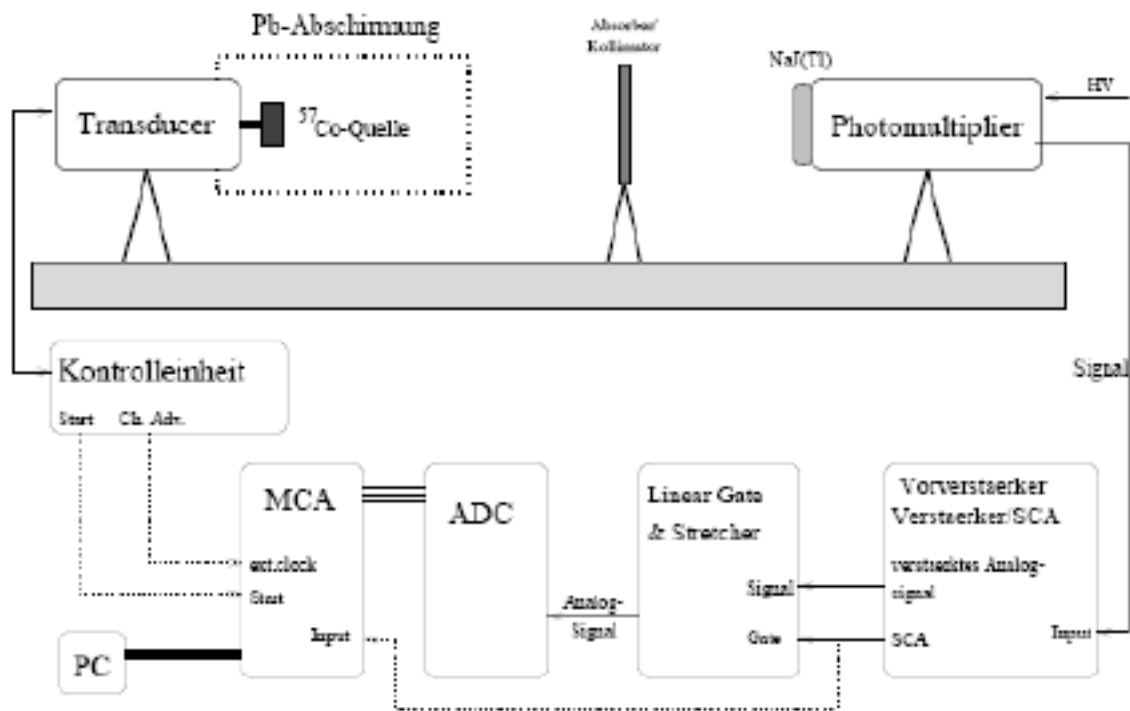


Abbildung 3: Versuchsaufbau [Quelle: Versuchsanleitung]

3.2 Versuchsdurchführung

Da es zur Messung des Mößbauereffekts zunächst erforderlich ist, ein geeignetes Diskriminationsfenster im Spektrum festzuliegen, wird das gesamte Emissionsspektrum der ruhenden Cobalt-Quelle aufgenommen (ohne Probe). Anhand dieser Messung wird das Fenster möglichst eng um die 14.4 keV Linie gelegt. Dies ist erforderlich, da wir im folgenden lediglich die Geschwindigkeit der Quelle messen und nicht mehr die Energie aufzeichnen können.

Anschließend soll der Mößbauereffekt an drei verschiedenen Proben (Weicheisen, Stahl, Eisensulfat) untersucht werden. Dazu wird die entsprechende Probe zwischen Quelle und Detektor positioniert und vom Computer aus die Messung gestartet. Tatsächlich vermessen wurde jedoch lediglich die Weicheisenprobe, da die beiden anderen Materialien lange Messdauern erfordern. Die relativ schnelle Vermessung der Weicheisenprobe war nur möglich, da diese Probe angereichert war.

4 Auswertung

4.1 Energiespektren

Um den Kanalnummern des aufgenommenen Spektrums Energien zuordnen zu können, wurden zwei bekannte Emissionslinien identifiziert. Zum einen wurde die Linie mit der Energie

$$E_1 = 14.4 \text{ keV}$$

an der Kanalnummer

$$C_1 = 114.57 \pm 1.2000$$

und die Linienüberlagerung mit der Energie

$$E_2 = 0.11 \cdot 136.4 \text{ keV} + 0.89 \cdot 122.0 \text{ keV} = 123.584 \text{ keV}$$

an der Kanalnummer

$$C_2 = 875.65 \pm 2.2364$$

ausgemessen.

Damit gilt zur Eichung:

$$E(C) = (C - C_1) \cdot \frac{E_1 - E_2}{C_1 - C_2} + E_1 = (0.1435 \cdot C - 6.340) \text{ keV}$$

In Diagramm sind außerdem noch weitere Peaks zu erkennen, deren erwartete Position man wie folgt erhält:

- Die **Compton-Kante** befindet sich bei

$$E_C = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}} \right)$$

und ist für unsere 3 Übergang bei

$$E_{C,14.4} = 0.768 \text{ keV}$$

$$E_{C,122} = 39.428 \text{ keV}$$

$$E_{C,136.4} = 47.474 \text{ keV}$$

- Die **Rückstreupeaks** haben eine Compton-Streuung von 180 Grad hinter sich und daher gerade die oben errechneten Energien verloren. Daher gilt für sie

$$E_R = E - E_C$$

und für unsere 3 Übergänge

$$E_{R,14.4} = 13.632 \text{ keV}$$

$$E_{R,122} = 82.572 \text{ keV}$$

$$E_{R,136.4} = 88.926 \text{ keV}$$

- Die **Compton-Kante der Rückstreupeaks** berechnet sich wieder analog wie oben. Man erhält:

$$E_{RC,14.4} = 0.690 \text{ keV}$$

$$E_{RC,122} = 20.168 \text{ keV}$$

$$E_{RC,136.4} = 22.960 \text{ keV}$$

Zeichnet man alle berechneten Werte in das Meßdiagramm ein, erhält man

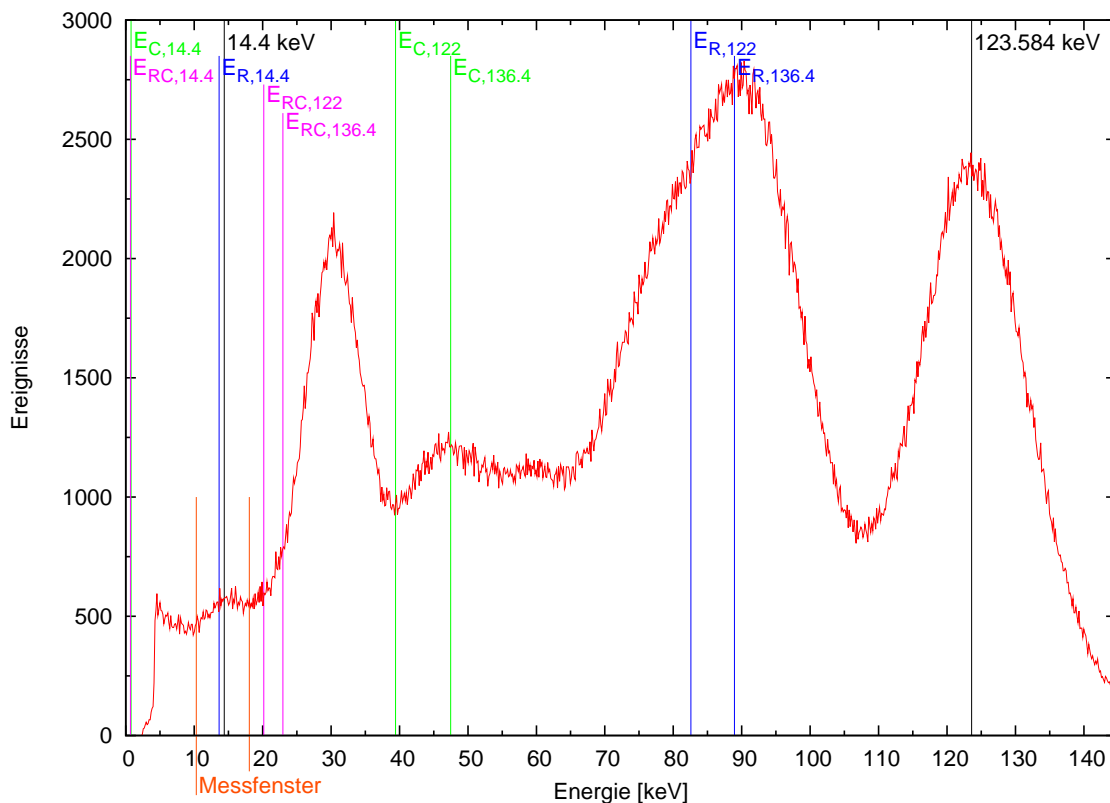


Abbildung 4: Energiespektrum

wobei der spätere Messbereich (Kanäle 86-140) für die Mößbauer-Messungen orange markiert wurde.

4.2 Weicheisen

Aus dem Spektrum des Weicheisens (5) lassen sich die sechs zu erwartenden Peaks ablesen. Dazu wurde am Versuchstag mit Hilfe der Auswertesoftware der eingezeichnete Fit erstellt, deren Mittelpunkte wie folgt liegen.

Nummer	Mittelwert	Fehler
1	16.984221	0.236526
2	38.255947	0.232648
3	58.698818	0.311381
4	74.488495	0.294336
5	95.067314	0.255629
6	115.372612	0.304483

Zur Eichung der Spektren nimmt man die Kanaldifferenz der beiden äußeren Peaks, da deren Geschwindigkeitsverschiebung von $\Delta v = 10.65 \text{ mm/s}$ bekannt ist. Damit ist die Eichungskonstante

$$k = \frac{\Delta v}{115.372612 - 16.984221} = (0.1082444777 \pm 0.4241806396 \cdot 10^{-3}) \text{ mm/s}$$

Mit Eichung auf die neue Geschwindigkeitsdifferenzen-Achse erhält man nun

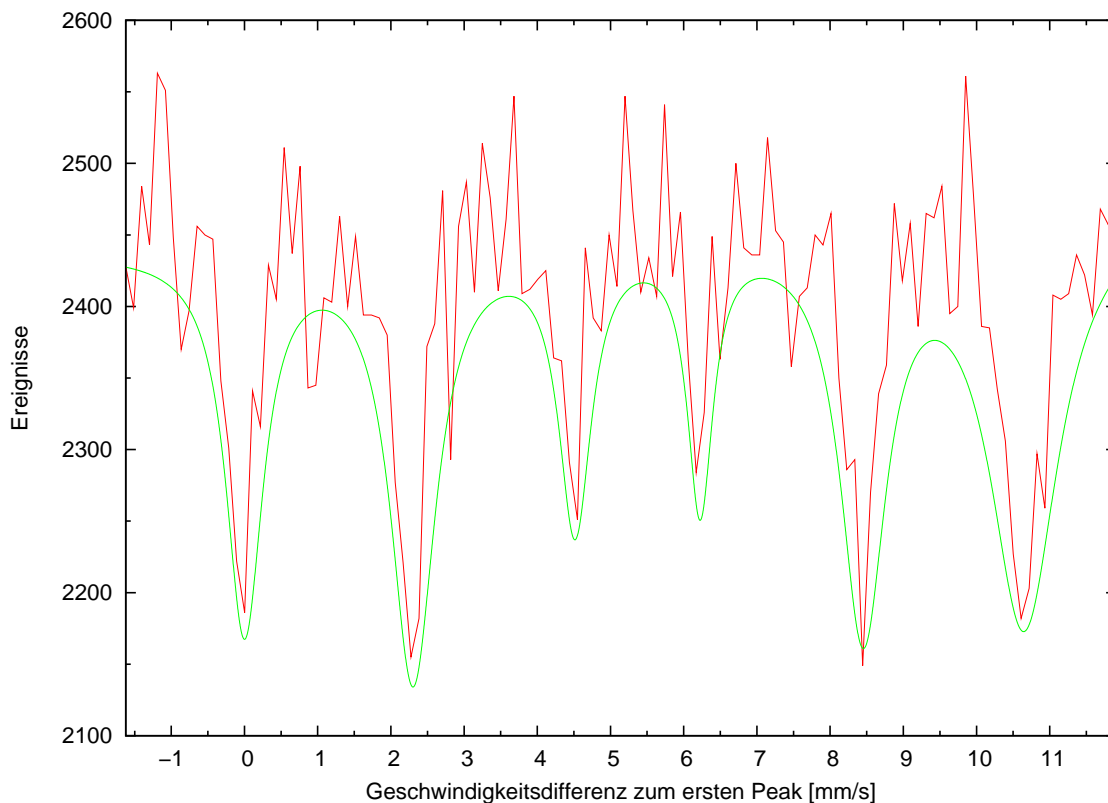


Abbildung 5: Spektrum des Weicheisen mit Fit der Praktikumssoftware

Und kann daraus die Kanaldifferenzen der anderen Peaks zum ersten Peak bestimmen:

Nummer	Abstand [mm/s]	Fehler [mm/s]	Position [Kanal]	Breite [Kanal]
1	0.00000000	0.03620759129	16.984221 ± 0.236526	2.891239 ± 0.882500
2	2.302546871	0.03702818986	38.255947 ± 0.232648	3.491152 ± 0.758016
3	4.515374765	0.04587631747	58.698818 ± 0.311381	2.534338 ± 1.058929
4	6.224520105	0.04759778937	74.488495 ± 0.294336	1.982169 ± 0.978382
5	8.452063619	0.05018137419	95.067314 ± 0.255629	3.535592 ± 0.826891
6	10.65000000	0.05902142605	115.372612 ± 0.304483	5.318648 ± 1.170427

Im nachfolgenden Termschema wurden an die Übergänge die Nummern der passenden Peaks notiert.

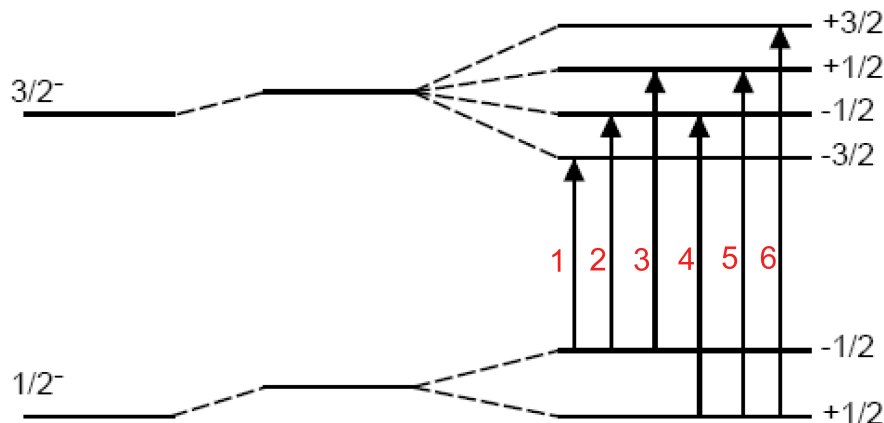


Abbildung 6: Termschema des Weicheisen

Aus dem Schema läßt sich erkennen, dass die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen dem zweiten und dem vierten, sowie dem dritten und dem fünften Peak gerade der Aufspaltung des Grundzustandes entspricht und die Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen erstem und zweitem, zweitem und drittem, viertem und fünftem sowie fünftem und sechstem Peak analog der Aufspaltung des angeregten Zustandes entsprechen. Aus den verschiedenen Übergängen erhält man dann mit Mittelwertbildung

$$v_g = (3.929331044 \pm 0.03788692338) \text{ mm/s}$$

$$v_a = (2.235213665 \pm 0.03254152998) \text{ mm/s}$$

und damit für die Energie

$$\Delta E_g = E_0 \cdot \frac{v_g}{c} = (1.887384606 \cdot 10^{-7} \pm 1.819831293 \cdot 10^{-9}) \text{ eV}$$

$$\Delta E_a = E_0 \cdot \frac{v_a}{c} = (1.073645314 \cdot 10^{-7} \pm 1.563074784 \cdot 10^{-9}) \text{ eV}$$

Da das magnetische Moment des Grundzustandes mit $\mu_g = (0.0903 \pm 0.0007) \mu_K$ bekannt ist folgt für das B-Feld am Kern

$$B = \frac{E_{HFS,g}}{\mu_g} = \frac{\Delta E_g}{2\mu_g} = (33.15030796 \pm 0.4101300645) \text{ T}$$

Und damit ist das magnetische Moment des angeregten Zustandes

$$\mu_a = \frac{E_{HFS,a}}{B} = \frac{3\Delta E_a}{2B} = (0.1541024096 \pm 0.002944180496) \mu_K$$

4.3 Stahl



Abbildung 7: Spektrum des Stahl mit Fit der Praktikumssoftware

Aus dem Diagramm erhält man für den Peak

Nummer	Position [mm/s]	Fehler [mm/s]	Position [Kanal]	Breite [Kanal]
1	5.42839485453116	0.0258381733267696	67.133614 ± 0.238702	4.831613 ± 0.740295

Mit Hilfe des linearen Doppler-Effekts läßt sich nun aus der Halbwertsbreite und dem Korrekturfaktor der Geschwindigkeitseichung Γ berechnen:

$$\Gamma = E_0 \frac{v}{c} = E_0 \frac{\sigma}{c} = (25.12115941 \pm 3.850298063) \cdot 10^{-9} \text{ eV}$$

wobei $\sigma = 0.5229954256 \text{ mm/s}$ die Halbwertsbreite der Linie des 14.4 keV-Zustandes (mit der oben errechneten Korrektur k geeicht) ist.

Die relative Absorberdicke läßt sich aus den angegebenen Daten aus der Anleitung bestimmen zu

$$T_A = f'_A n_A a_A \sigma_0 t_A = f'_A n_A a_A t_A 2\pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{2I^* + 1}{2I + 1} \frac{1}{1 + \alpha}$$

$$= 0.8 \cdot 8.84 \cdot 10^{22} \text{ Kerne/cm}^3 \cdot 0.022 \cdot 2.54 \cdot 10^{-3} \text{ cm} \cdot \frac{(5.41 \cdot 10^{-10} \text{ m})^2}{2\pi} \frac{2\frac{3}{2} + 1}{2\frac{1}{2} + 1} \frac{1}{1 + 9.7} = 8.715104834 \text{ Kerne}$$

Aus dem Diagramm des Papers läßt sich nun die relative Breite ablesen:



Abbildung 8: relative Breite in Abhängigkeit von effektiver Quell- und Absorberdicke

Mit einem geschätzten Ablesefehler von 0.1 erhalten wir $\frac{\Gamma}{\Gamma_n} = 4.2 \pm 0.1$ und somit

$$\Gamma_n = \Gamma \cdot \frac{\Gamma_n}{\Gamma} = (5.981228431 \cdot 10^{-9} \pm 9.277330192 \cdot 10^{-10}) \text{ eV}$$

und damit für die Lebensdauer

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_n} = (1.100462733 \cdot 10^{-7} \pm 1.706899552 \cdot 10^{-8}) \text{ s}$$

4.4 Eisensulfat

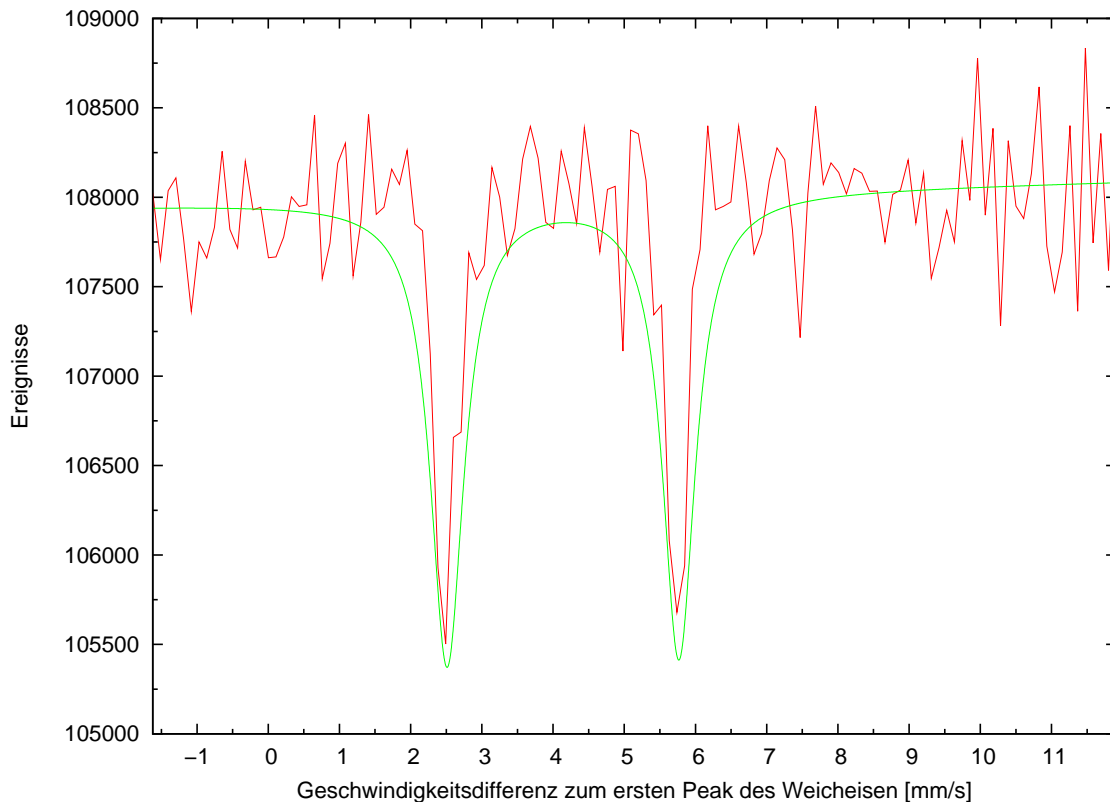


Abbildung 9: Spektrum des Eisensulfat mit Fit der Praktikumssoftware

Aus dem Diagramm erhält man für die Peaks

Nummer	Position [mm/s]	Fehler [mm/s]	Position [Kanal]	Breite [Kanal]
1	2.5113426755805	0.0181103835715737	40.184875 ± 0.167310	2.657287 ± 0.466986
2	5.76628962557178	0.0180339629702855	70.255203 ± 0.166604	2.596068 ± 0.430581

Zur Bestimmung der Quadrupolkopplungskonstante $B = eQV_{zz}$ werden die beiden Peaks des Eisensulfat-Spektrums herangezogen. Allgemein gilt für die Wechselwirkungsenergie des Quadrupolmoments

$$E_Q = \frac{1}{4} B \frac{3m^2 - I(I+1)}{3I^2 - I(I+1)}$$

Aus den beiden Peaks läßt sich die Energiedifferenz $\Delta E_Q = \frac{1}{2} B$ bestimmen. Es ist

$$\Delta E_Q = \frac{E_0(v_2 - v_1)}{c} = (156.3456145 \pm 1.227631827) \cdot 10^{-9} \text{ eV}$$

wobei $v_1 = (4.349790806 \pm 0.01811038356) \text{ mm/s}$ und $v_2 = (7.604737754 \pm 0.01803396296) \text{ mm/s}$ die Positionen der beiden Peaks sind. Damit ist dann

$$B = 2\Delta E_Q = (312.6912290 \pm 2.455263654) \cdot 10^{-9} \text{ eV}$$

Um die Isomerieverschiebung zu bestimmen, betrachten wir einfach den Energieunterschied zwischen dem Schwerpunkt

beider Peaks und dem Peak der Stahllinie. Wir erhalten

$$E_{iso} = \frac{E_0}{c} \left(\frac{v_1 + v_2}{2} - v_{Stahl} \right) = (6.194263011 \cdot 10^{-8} \pm 1.384585365 \cdot 10^{-9}) \text{ eV}$$

wobei $v_{Stahl} = (0.007266842984 \pm 0.00002583817332) \text{ eV}$

4.5 Anlage

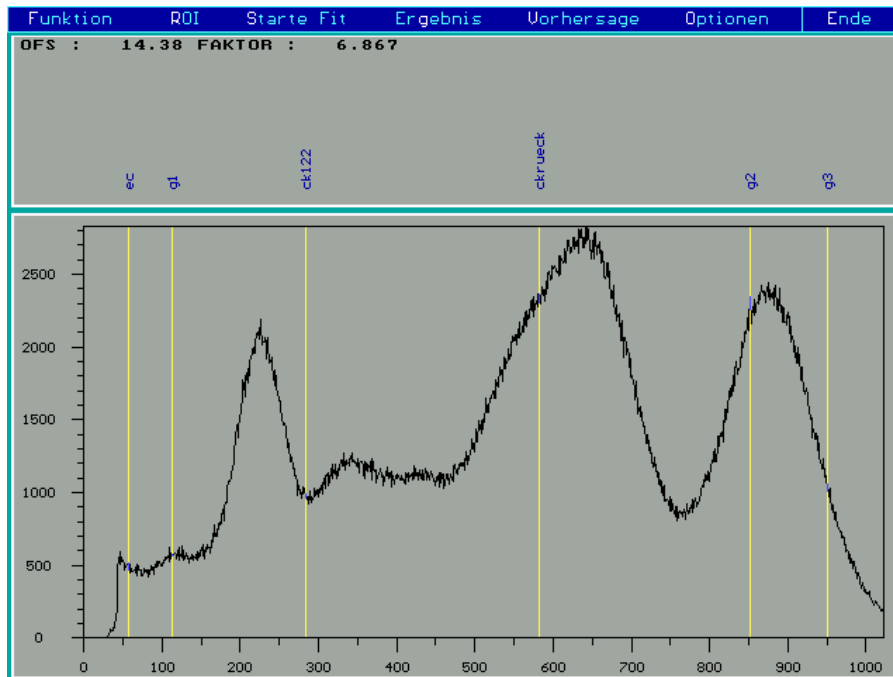


Abbildung 10: Screenshot des Spektrums

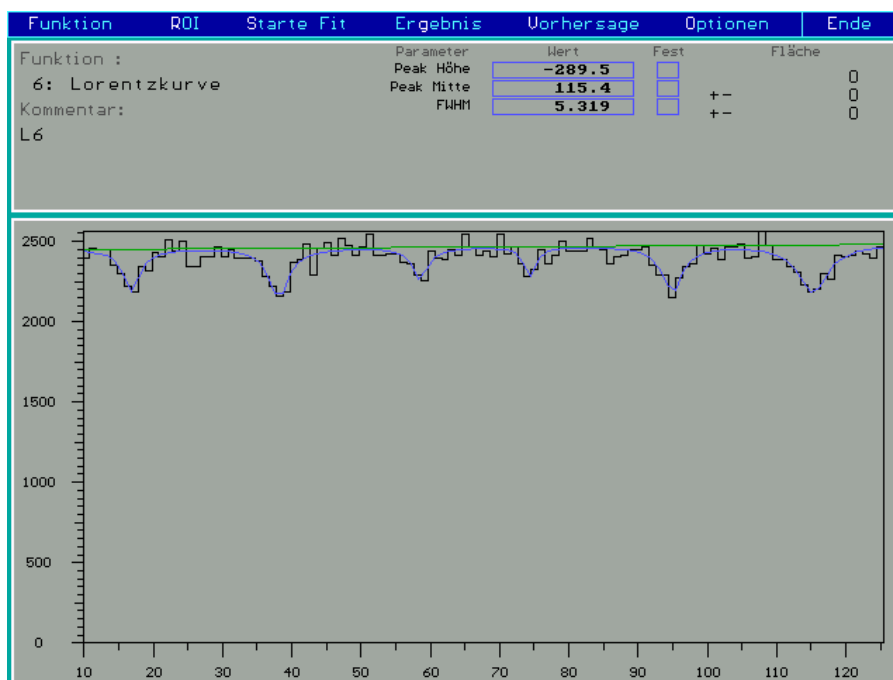


Abbildung 11: Screenshot des Weicheisen-Spektrums

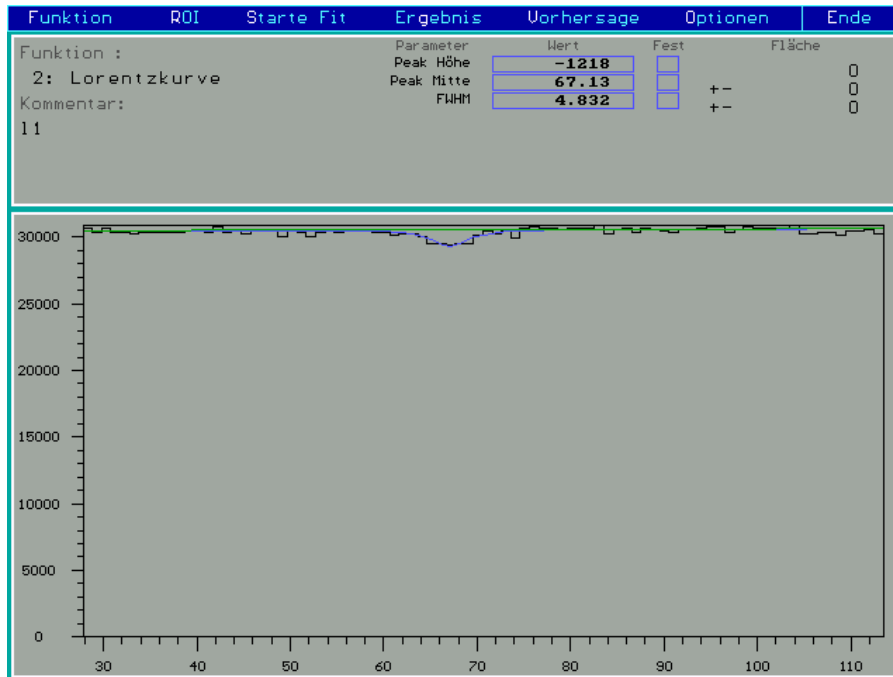


Abbildung 12: Screenshot des Stahl-Spektrums

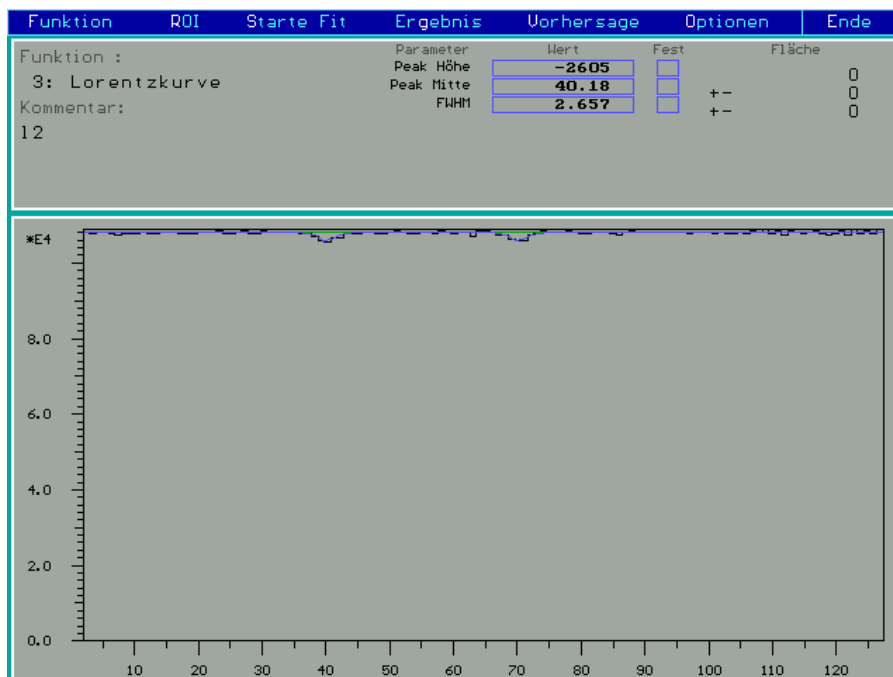


Abbildung 13: Screenshot des Eisensulfat-Spektrums

F-Praktikum Physik

Mößbauereffekt

EBERHARD KARLS
 UNIVERSITÄT
 TÜBINGEN



Semester:

SoSe 2008

Gruppe:

7

Datum:

24.06.2008

Linie [keV]	14,4	$^{222}\text{Rn}, \alpha$ 123,584
Position [Kanäle]	111,5	872,4
	114,3	873,6
	115,5	872,2
	115,2	874,0
	115,8	876,9
	114,4	876,4
	114,5	878,3
	114,0	877,3
	115,9	877,9
	114,6	877,5
Erst in der Ausarbeitung auszufüllen:		
Mittelwert	114,57	875,65
Fehler	1200641665	2.236758716

Diese und alle anderen Messdaten sind ein unverzichtbarer Bestandteil des Protokolls!

Abbildung 14: Messdaten