

Versuchsprotokoll

Mauerspektroskopie

Maximilian Obst, Thomas Adlmaier

Protokoll: 1. Dezember 2016

Messung: 18.11.2016

Ort: Technische Universität Dresden, Institut für Festkörperphysik

Betreuer: Philipp Materne

Abbildung 1: Aufbau und Funktionsprinzip der Mauerspektroskopie an ^{57}Fe [1]

Inhaltsverzeichnis

1	Physikalische Grundlagen	3
1.1	Hyperfeinwechselwirkungen	3
1.1.1	Magnetischer Kernspineffekt	3
1.1.2	Elektrische Kernspineffekte	3
1.1.3	Isotopeneffekte	4
1.2	Mauereffekt	4
1.3	Dopplereffekt	4
1.4	Radioaktiver Zerfall	5
2	Durchführung	5
2.1	Kalibrierung	6
2.2	Eisenfolie	6
2.3	Ferrocen	6
2.4	Auswirkungen eines Magnetfeldes	7
3	Analyse	7
3.1	Kalibrierung	7
3.2	Mauerspektrum von ^{57}Fe	8
3.3	Anpassungen des Modells für Eisen	8
3.3.1	Grundmodell	8
3.3.2	Anpassung auf ein rein magnetisches Feld	9
3.3.3	Einfluss der Probendicke	9
3.3.4	Ausrichtung des Magnetfelds der Atome	9
3.3.5	Variation des Magnetfeldes	10
3.4	Beschreibung und Erklärung der Beobachtungen für Eisen	10
3.5	Anpassungen des Modells für Ferrocen	12
4	Fazit	13
	Literatur	13

1 Physikalische Grundlagen

Die Mauerspektroskopie ist ein physikalisches Analyseverfahren, bei dem zerstörungsfrei ein Material auf seine Bestandteile sowie ihre elektrische Interaktion untersucht wird. Das Hauptanwendungsgebiet ist dabei die Unterscheidung zwischen zwei- und dreiwertigem Eisen. [2] Für die Mauerspektroskopie werden sowohl der Doppler- als auch der Mauer-Effekt genutzt.

1.1 Hyperfeinwechselwirkungen

Abbildung 2: Hyperfeinwechselwirkungen von ^{57}Fe [1]

Die Hyperfeinstruktur ist eine Aufspaltung der Energieniveaus in den Spektrallinien der Atomspektren und damit einer der Effekte, die der Entartung entgegenwirken. Sie ist etwa 2000 mal kleiner als die Feinstruktur und wird durch die Interaktion der Elektronen mit dem Kernspin, die in elektrische und magnetische unterschieden werden können, und den verschiedenen Isotopen eines Atoms bewirkt. [3]

1.1.1 Magnetischer Kernspineffekt

Der magnetische Kernspineffekt führt zur sogenannten Zeeman-Aufspaltung: Dabei wird das Spektrum in $2I + 1$ Zustände geteilt. Für ^{57}Fe kann das Zeeman-Spektrum in Bild 2(a) gesehen werden.

$$H_z = -g_I \mu_n I_z B_z \quad (1)$$

1.1.2 Elektrische Kernspineffekte

Die Effekte des elektrischen Kernpotentials lassen sich über folgende Formel verstehen:

$$H_{\text{elektr.}} = \int \rho(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) d^3 \quad (2)$$

Diese Formel kann mit einer Taylorreihe entwickelt werden:

$$H_{\text{elektr.}} \approx Ze\Phi(0) - \frac{Ze < r^2 > \rho_e(0)}{6\epsilon_0} + \frac{e}{6} \sum_i^3 V_{ii} Q_{ii} \quad (3)$$

Hierbei beschreibt der erste Teil die normalen Kernzustände, der zweite eine Isomerieverschiebung und der dritte das Quadrupolmoment. Die Isomerieverschiebung beschreibt dabei die Energie des Kerns in der Elektronenhülle. Da sie nur von ρ_e aufgestellt wird (Ladungsdichte der Hülle ρ_e und Kernradius $\langle r^2 \rangle$, die für das ganze Atom gelten, verschiebt sie alle Energieniveaus in gleichem Maße wie in Bild 2(c) gesehen werden kann. Da eine Isomerieverschiebung auch in der Strahlungsquelle auftreten kann, muss sie stets auf die Quelle bezogen werden. Das Quadrupolmoment tritt im Sonderfall, dass $V_{xx} = V_{yy}$ darauf an, wie groß Kernspin ist: Bei einem Kernspin von $\frac{1}{2}$ entsteht keine Aufspaltung, bei $\frac{3}{2}$ wird das Spektrum schon in zwei Zustände geteilt - dieser Fall tritt bei ^{57}Fe auf und das entstehende Bild kann in Bild 2(b) gesehen werden. Dies ist darauf zurückzuführen, dass im genannten Sonderfall das Quadrupolmoment nur vom Quadrat der z-Richtung der Hauptquantenzahl I_z abhängt.

1.1.3 Isotopeneffekte

- **Kernmassen-Effekt** Bei Absorption und Emission von Photonen durch Atome findet eine Auslenkung der Atomkerne von ihrer Ruhelage statt. Dies führt zu einer Schwingung, die die effektive Masse der Elektronen absenkt. Das wiederum führt zu einer Aussparung der Energieniveaus, die von der Masse des Atomkerns und somit dem Isotop abhängt. Dieser Effekt wird bei steigender Kernmasse geringer.
- **Kernvolumen-Effekt** Elektronen der s-Schale haben eine große Wahrscheinlichkeit, sich im Atomkern zu befinden. Dies führt zu einer Abweichung des Potentials, was eine Anhebung der Energieniveaus zur Folge hat. Dieser Effekt wird größer, je größer der Kern wird, die Abweichung bei verschiedenen Isotopen ist aber bei kleinen Kernen geringer, da hier die Volumendifferenzen stärker ins Gewicht fallen.

1.2 Mautherffekt

Wie unter Isotopeneffekten beschrieben, beginnt ein Atomkern zu schwingen, sobald er ein Photon emittiert oder absorbiert. Diese Schwingung ist von der Energie des Photons und der Masse des Atomkerns abhängig. Der Mautherffekt jedoch beseitigt diese Effekte nahezu vollständig: Bestimmte Elemente sind in der Lage, den entstehenden Stoß das gesamte Gitter zu verteilen. Damit ist der Anteil der Masse des Atomkerns um Größenordnungen höher. Der Stoß damit nahezu rückstoßfrei.

1.3 Dopplereffekt

Der Doppler-Effekt beschreibt die Dehnung oder Stauchung von Wellen, die durch eine Bewegung des Wellen-Aussenders hervorgerufen werden. Beschrieben wird der Effekt hier für die entstehende Frequenzänderung. Ohne Medium, also für elektromagnetische Wellen,

kann diese derung mit folgenden Formeln beschrieben werden:

$$f_{Beobachter;allgemein} = f_{Quelle} \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v}{c} \cos(\alpha)} \quad (4)$$

$$f_{B;longitudinal} = f_{Quelle} \sqrt{\frac{c+v}{c-v}} \quad (5)$$

$$f_{B;transversal} = f_{Quelle} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (6)$$

Dabei beschreibt α den Winkel zwischen Bewegung und der Strecke Beobachter-Quelle.

1.4 Radioaktiver Zerfall

Nicht alle Atomkerne sind stabil. Einige knnen zerfallen. Dieser Zerfall ist je nach Atomkern unterschiedlich, es werden vier Arten unterschieden:

Alpha-Strahlung: Hier werden beim Zerfall des Atomkerns He^{2+} -Kerne freigesetzt. Diese sind sehr schwer und knnen daher schwere Schn in ihrer Umgebung anrichten. Allerdings fliegen diese Teilchen nicht sehr weit und knnen gut abgeschirmt werden.



Beta-Strahlung: Bei dieser Strahlungsart wandelt sich ein Neutron in ein Proton oder umgekehrt. Die entstehenden Elektronen oder Positronen fliegen weiter als Alpha-Teilchen, haben aber auch eine verringerte schngende Wirkung.



Gamma-Strahlung: Diese Strahlung fhrt nicht zu einer Vererung des Atomkerns sondern bringt diesen nur von einem angeregten Zustand zurck in den Grundzustand. Dabei werden hochenergetische Photonen ausgesendet, die nur schwach schgend wirken, aber eine hohe Reichweite haben und kaum abzuschirmen sind.



2 Durchführung

Im Versuch wird eine ummantelte ${}^{57}\text{Co}$ -Quelle verwendet, die Gammastrahlung emittiert. Die Energie der emittierten Photonen haben Peaks bei 136 keV, 122 keV und 14,4 keV. Fr

die Messung sind Photonen der Energie 14,4 keV interessant. Für die Detektion wird ein Silicium-Detektor verwendet. Ziel des Versuchs ist eine Einführung in die Verwendungsmethoden von lokalen Sonden, im speziellen der Mauer-Spektroskopie.

2.1 Kalibrierung

Um die Messung möglichst genau zu machen, soll das Programm nur Photonen aufzeichnen, die im gewollten Energiespektrum liegen. Dafür muss am Anfang das Gamma-Fenster auf den 14,4 keV-Peak gesetzt werden. Um diesen zu bestimmen, wird je eine 5-minütige Messung des Pulshhenspektrums von der Quelle ohne Probe und mit einer 4x3 µm-Eisenfolie aufgenommen. Die Spektren werden übereinandergelegt und aus dem entstehenden Bild der 14,4 keV-Peak bestimmt. Anschließend wird das Gammafenster auf diesen Peak gesetzt.

Danach wird das Mauer-Spektrum der 4x3 µm-Eisenfolie etwa 75 Minuten lang aufgenommen. Dafür wird eine Spannung $U_{Antrieb}$ von etwa 195 mV an den Antrieb der ^{57}Co -Quelle angelegt. Mithilfe des aufgenommenen Spektrums wird der α -Faktor zwischen $U_{Antrieb}$ und Geschwindigkeit v_{Quelle} bestimmt. Dafür wird das Programm Moessfit verwendet, welches mit einem ersten abgeschätzten α -Faktor einen Fit an das Mauer-Spektrum anlegt und einen dafür passenden Wert des Magnetfeldes zwischen den Atomen $B_{fit;Atome}$ angibt. Mit dem Wissen, dass das Magnetfeld zwischen den Atomen $B_{th.;Atome}$ 33,3 T entsprechen soll, wird über die Formel 12 der korrekte α -Faktor bestimmt. Anschließend werden die in Moessfit zur Verfügung stehenden Variablen angepasst, bis das verwendete Modell bestmöglich dem betrachteten Verhalten entspricht. Die Anpassungen werden physikalisch erklärt.

$$v_{Quelle} = \alpha_{exp} U_{Antrieb} \quad (11)$$

$$\alpha_{exp} = \alpha_{Schung} \frac{B_{th.;Atome}}{B_{fit;Atome}} \quad (12)$$

2.2 Eisenfolie

Nun wird das Mauer-Spektrum einer 25 µm-Eisenfolie wieder über etwa 75 Minuten aufgenommen. Im aufgenommenen Bild werden wieder die Variablen angepasst, bis das Modell bestmöglich übereinstimmt. Anschließend wird das betrachtete Spektrum mit dem der 4x3 µm-Eisenfolie verglichen und die Abweichungen physikalisch erklärt.

2.3 Ferrocen

Der Versuch wird ein weiteres Mal für Ferrocen durchgeführt. Dabei wird eine verringerte Antriebsspannung verwendet, die eine Geschwindigkeit der Quelle von $2,5 \text{ mm s}^{-1}$ bewirkt. Wieder werden im aufgenommenen Bild die Variablen angepasst und die Anpassungen physikalisch erklärt.

2.4 Auswirkungen eines Magnetfeldes

Im letzten Versuchsteil werden an die 25 μm -Eisenfolie zwei unterschiedliche Magnetfelder angelegt, wieder bei etwa 75 Minuten das Mauer-Spektrum aufgenommen und in den erhaltenen Bildern die Variablen angepasst, bis das Modell die Werte am Besten wiedergibt. Die Bilder und Variablen werden miteinander und mit den Bildern und Variablen der anderen Eisenfolien-Messungen verglichen und die Ergebnisse physikalisch interpretiert.

3 Analyse

3.1 Kalibrierung

Abbildung 3: Pulshhenspektren der verwendeten Quelle ohne und mit 4x3 μm -Eisenfolie

Abbildung 4: Gamma-Spektrum einer ^{57}Co -Quelle

Zunächst wurde zur Festlegung des Gamma-Fensters das Pulshhenspektrum der Quelle mit und ohne 4x3 μm -Eisenfolie aufgenommen. Das Ergebnis kann in Bild 3 gesehen werden. Für eine bessere Sichtbarkeit der Ergebnisse wurde eine logarithmische Skala bei der Ordinate gewählt. Es können 8 Peaks in drei Gruppen beobachtet werden: Die erste Gruppe umfasst Peaks bei den Kanälen 56, 228 und 361, die zweite bei 1171 und 1349 und die dritte bei 2508, 2803 und 3024. Das Spektrum einer ^{57}Co -Quelle umfasst im Normalfall 4 Peaks, wie in Bild 4 gesehen werden kann. Von diesen können zwei zur ersten Gruppe gerechnet werden: Der 7 keV-Peak und der 14,4 keV-Peak, die den Peaks in den Kanälen 56 und 228 entsprechen. Diese Zuordnung ist möglich, da diese Peaks eine hohe Verringerung bei Einbringen des Eisens erfahren: Den Photonen niedriger Energie gelingt es seltener, das Eisen zu durchdringen. Die Photonen der Energie 14,4 keV werden vom Eisen absorbiert und in alle Raumrichtungen wieder abgestrahlt, was eine Verringerung im betrachteten Raumwinkel bedeutet. Die übrigen zwei Peaks können zur dritten Gruppe gezählt werden: Der graue Peak bei Kanal 2508 entspricht dem Peak bei 122 keV, der den geringsten Abstrahlungspeak einer ^{57}Co -Quelle entspricht. Der Peak danach bei Kanal 2803 kann dem darauf folgenden Peak bei 136 keV zugeordnet werden. Damit ist der gesuchte Peak bei 14,4 keV identifiziert. Die übrigen 4 Peaks bei den Kanälen 361, 1171, 1349 und 3024 sowie die Stufen bei den Kanälen 700 und 1745 sind schwieriger zu erklären.

Mit diesem Ergebnis wurde das Gamma-Fenster auf die Kanäle ??? bis ??? gesetzt.

Für die Antriebsspannung U_{Antrieb} wurde der Wert (190.5 ± 0.2) mV eingestellt. Zu Beginn wurde ein α_{Schung} -Wert von 0.02 angenommen. Diese Annahme führt zu einem $B_{\text{fit;Atome}}$

von 19,07 T. Damit ergibt sich per die Formel 12 folgender α -Faktor:

$$\alpha_{exp} = 0.03493034309$$

3.2 Mauerspektrum von ^{57}Fe

- | | |
|--|-----------------------------------|
| (a) Standardmg verwendete Paramter
von Moessfit | |
| (a) Standardmg verwendete Param-
ter von Moessfit | (b) Verwendete Winkel im Modell |
| (a) Mauerspektrum | (b) Gefittete Werte des Spektrums |

Abbildung 6: Gefittetes Mauerspektrum von 4x3 μm -Eisenfolien

- | | |
|-------------------|-----------------------------------|
| (a) Mauerspektrum | (b) Gefittete Werte des Spektrums |
|-------------------|-----------------------------------|

Abbildung 7: Gefittetes Mauerspektrum von einer 25 μm -Eisenfolie

3.3 Anpassungen des Modells fr Eisen

3.3.1 Grundmodell

Fr die Auswertung wird das Programm Moessfit verwendet. Eine Ansicht der standardmg verwendeten Fitparamter findet sich in Bild 5a. Die Parameter beschreiben folgende Dinge:

- B : Betrag des lokalen Magnetfelds
- V_{zz} : z-Komponente des lokalen elektrischen Felds
- η : $(V_{xx}-V_{yy})/V_{zz}$, entspricht der Asymmetrie des E-Feldes
- θ : Winkel zwischen B-Feld und z-Achse, siehe Bild 5b
- ϕ : Winkel zwischen B-Feld und x-Achse, siehe Bild 5b
- CS : Isomerieverschiebung in Bezug zur Isomerieverschiebung der Quelle (hier als 0 gesetzt)
- ω : Breite der Linien/Peaks
- I_0 : Basis-Linie der Intensites Fits
- A_0 : Fle unter dem Fit-Graphen
- β : Texturwinkel zwischen einfallenden Photonen und z-Achse, siehe Bild 5b
- γ : Texturwinkel zwischen einfallenden Photonen und B-Feld, siehe Bild 5b

(a) Mauerspektrum

(b) Gefittete Werte des Spektrums

Abbildung 8: Gefittetes Mauerspektrum von einer mit zwei Stabmagneten ausgerichteten 25 μm -Eisenfolie

(a) Mauerspektrum

(b) Gefittete Werte des Spektrums

Abbildung 9: Gefittetes Mauerspektrum von einer mit zwei Ringmagneten ausgerichteten 25 μm -Eisenfolie

3.3.2 Anpassung auf ein rein magnetisches Feld

Um die Bilder 6, 7, 8 und 9 auszuwerten, muss das verwendete Modell und damit die Fitparameter angepasst werden. Dafr ist zunst die Beobachtung hilfreich, dass wir bei allen Diagrammen 6 Peaks sehen. Dabei sind die Peaks in der Gr geordnet: Die groen liegen auen, die kleinsten innen. Diese Peaks entsprechen also sehr gut denen in Bild 2(a). Es ist also davon auszugehen, dass fr die Auswertung die Einflsse des elektrischen Feldes weitestgehend ignoriert werden knnen - damit werden die Parameter V_{zz} und η nicht mehr bentigt. Mit der Definition, dass das betrachtete B-Feld entlang der z-Achse verlft, knnen auch θ und ϕ auf null gesetzt und in Folge ignoriert werden. Mit diesen Definitionen spielt γ keine Rolle mehr und kann ignoriert werden. Bentigt werden also weiterhin: B , CS , ω , I_0 , A_0 und β .

3.3.3 Einfluss der Probendicke

Nun muss betrachtet werden, was gemessen werden soll: Gesucht werden die Einflsse der Probendicke und der Ausrichtung der Magnetfelder der Atome im Eisen. Um den Einfluss der Probendicke deutlicher zu machen, liefert Moessfit die Mglichkeit, statt der Fle A_0 das Transmissionsintegral ta auszugeben. Dieses beschreibt direkt den Einfluss der Probendicke: Je grer ta wird, desto ster absorbieren die kleinen Peaks im Diagramm im Vergleich zu den groen. Fr weitere Berechnungen schlie das Programm aus ta auf A_0 .

3.3.4 Ausrichtung des Magnetfelds der Atome

Um die Ausrichtung der Magnetfelder der Eisen-Atome deutlich zu machen, wird β transformiert zu $fraglong$, was fr den Anteil der Eisen-Atome steht, deren Magnetfeld parallel zum Strahl der Photonen steht. Im Anschluss werden die Atome, die parallel zum Photonenstrahl stehen und die, die senkrecht dazu stehen, getrennt betrachtet: Ihr Anteil an A_0 des Graphen wird getrennt ausgerechnet und anschliend addiert. Damit

wird der mittlere Winkel der Atome *beta* nicht mehr gebraucht.

3.3.5 Variation des Magnetfeldes

Dieses Modell beschreibt bereits einen groen Teil der Daten, hat aber noch eine Schwache: Bei der Betrachtung des Musterspektrums der mit einem ebenen Magnetfeld ausgerichteten Eisen-Atome zeigt sich, dass die mittleren Peaks vom Modell als kleiner berechnet werden, als sie im Bild zu sehen sind. Grund dafur ist die Annahme, dass das Magnetfeld berall konstant ist. Durch das Anlegen eines ebenen Feldes ist diese Annahme jedoch nicht mehr richtig. Daher werden zwei zusatzliche Parameter eingefuhrt, die eine Beschreibung des realen Magnetfeldes als Normalverteilung erlauben: *B0* und *sigma*. Formel 13 zeigt die Nutzung der Parameter. Fr *B0* wird das normale magnetische Feld im Eisen, also 33,3 T, gewt.

$$B_{Feld} = e^{-\frac{B-B_0}{2\sigma^2}} \quad (13)$$

Fr das verwendete Modell werden also die Parameter *B*, *CS*, *omega*, *I0*, *ta*, *fraglong*, *B0* und *sigma* verwendet. Die Ergebnisse knnen in den Bildern 6, 7, 8 und 9 gesehen werden.

3.4 Beschreibung und Erklng der Beobachtungen fr Eisen

Zunst werden die Peaks in Moessfit vermessen und mit der Nulllinie *I0* verglichen. Daraus ergeben sich Absorptionsraten fr jeden Peak, die in Tabelle 1 zu sehen sind.

	Innere Peaks [%]	Mittlere Peaks [%]	re Peaks [%]
25 µm-Eisenfolie	9,99	18,65	22,17
4x3 µm-Eisenfolie	5,92	14,23	14,48
25 µm-Eisenfolie mit Stabmagneten	7,21	18,97	15,64
25 µm-Eisenfolie mit Ringmagneten	10,13	21,59	22,51

Tabelle 1: Absorption der Peaks in %

Aus der Tabelle sind verschiedene Dinge zu entnehmen:

1. Die 25 µm-Eisenfolie absorbiert ster als die 4x3 µm-Eisenfolie
2. Keine der Folien zeigt das „normale“ Verhalten, wonach die Linien die Grnverhnlisse 1:2:3 haben sollten. Die 25 µm-Eisenfolie zeigt ein 1:1,87:2,22, die 4x3 µm-Eisenfolie ein 1:2,40:2,45 Verhalten
3. Wenn die 25 µm-Eisenfolie mit Stabmagneten geordnet wird, sinken die Absorption des ersten und dritten Peaks um 25 %, wenn die des zweiten Peaks annhrnd gleich bleibt

4. Die Beeinflussung der 25 μm -Eisenfolie durch zwei Ringmagnete fhrt zu einer hheren Absorption des zweiten Peaks

Der erste Punkt lt sich ber ta quantifizieren: Wend die 25 μm -Eisenfolie einen ta -Wert von 7,4422 aufweist, hat die 4x3 μm -Eisenfolie einen Wert von 4,5057, also etwa 40 % weniger. Diese Abweichung stimmt sehr gut mit den ersten Peaks beider Folien berein, die ebenfalls eine Abweichung von etwa 40 % zeigen. Beim dritten Peak ist der Unterschied schon grr, hier ist der Peak der 4x3 μm -Eisenfolie nur etwa 35 % kleiner als der der 25 μm -Eisenfolie. Beim zweiten Peak gibt es einen deutlichen Unterschied, der Peak der 4x3 μm -Eisenfolie ist nur etwa 24 % kleiner als der der 25 μm -Eisenfolie. Fr diese Abweichungen drfte es zwei Grnde geben:

- Da die 25 μm -Eisenfolie mehr als dopplet so dick wie die 4x3 μm -Eisenfolie ist, tritt der Effekt der nicht zu vernachlssigenden Probendicke deutlicher zu Tage. Die 25 μm -Eisenfolie hat eine Flendichte von $19,7 \text{ mg cm}^{-2}$, die 4x3 μm -Eisenfolie $9,4 \text{ mg cm}^{-2}$ - berechnet wird dies mit dem Wissen, dass Eisen eine Dichte von $7,874 \text{ g cm}^{-3}$ hat [5]. Daher wird der dritte Peak bei der 25 μm -Eisenfolie ster niveliert als bei der 4x3 μm -Eisenfolie
- Dadurch, dass die 4x3 μm -Eisenfolie aus vier sehr dnnen 3 μm -Folien besteht, ist die Ausrichtung der Magnetfelder der Atome nicht mehr zufg wie in einer optimalen Pulverprobe. Die Wahrscheinlichkeit, dass die Magnetfelder senkrecht zum Photonenstrahl ausgerichtet sind, ist viel hher. Der Vergleich der fraglong-Werte beider Folien bestgt diese erlegung: Wend die 25 μm -Eisenfolie einen fraglong-Wert von 0,2733 erreicht, hat die 4x3 μm -Eisenfolie einen Wert von 0,1702. Bei einem optimalen Pulver mssten alle Raumrichtungen gleich stark vertreten sein, also die Ebene senkrecht zum Strahl 0,6667 und die Linie parallel zum Strahl 0,3333 erreichen. Von $\text{fraglong} = 0,3333$ weichen aber beide Folien ab, die 4x3 μm -Eisenfolie sogar deutlich

Diese Erkenntnisse erklrn auch direkt den zweiten Punkt: Da beide Folien dicker als die vom Modell erlaubten 1 mg cm^{-2} sind, findet eine signifikante Nivelierung der zweiten und dritten Peaks im Vergleich zum ersten statt. Die gro Abweichung des zweiten Peaks der 4x3 μm -Eisenfolie wiederum lt sich durch die stere Ordnung in der Folie im Vergleich zur 25 μm -Eisenfolie erklrn. Der zweite Peak wird also offenbar durch eine stere Anordnung in die Richtung senkrecht zum Photonenstrahl verstt.

Fr die Erklng der massiven Abweichung der Absorption bei der 25 μm -Eisenfolie mit Stabmagneten im Vergleich zur Absorption der 25 μm -Eisenfolie ohne Magnet muss ebenfalls auf die Ordnung der Magnetfelder geschaut werden: Das ere Magnetfeld fhrt zu einem fraglong -Wert von 0,0634. Dies fhrt zu dem im Vergleich zu den anderen beiden Peaks so grn zweiten Peak. Da hier aber mit 25 μm -Eisenfolie ohne Magnet eine Vergleichsmessung vorliegt, kann die Vermutung aufgestellt werden, dass die Erhhung der Ordnung nicht nur zu einer Steigerung der Absorption des zweiten Peaks, sondern

auch zu einer Senkung bei den beiden anderen Peaks führt.

Eine interessante Beobachtung ist, dass die Ausrichtung der Eisenfolien zu einer anderen effektiven Dicke der Folien führen: So gibt Moessfit im Vergleich zur 25 μm -Eisenfolie ohne Magnet für die 25 μm -Eisenfolie mit Stabmagneten einen etwa 16,5 % kleineren und für die 25 μm -Eisenfolie mit Ringmagneten einen etwa 8,5 % höheren Wert von t_a aus.

Zu guter Letzt wird die Auswirkung der Schwankung des Magnetfeldes beachtet. Dafür werden die σ -Werte verglichen: Diese sind zwischen den beiden nicht-magnetisierten Folien mit einer Abweichung der 4x3 μm -Eisenfolie um +3,7 % im Vergleich zur 25 μm -Eisenfolie ohne Magnet nahezu gleich (da σ quadratisch eingeht, spielt das Vorzeichen keine Rolle), weichen aber stark ab, sobald die Folien magnetisiert werden. Die 25 μm -Eisenfolie mit Stabmagneten erreicht einen Wert von +113,3 %, die 25 μm -Eisenfolie mit Ringmagneten von -15,8 %. Damit schwankt das effektive Magnetfeld in der 25 μm -Eisenfolie mit Stabmagneten mehr als doppelt so stark wie in der 25 μm -Eisenfolie ohne Magnet, wenn die Schwankung bei der 25 μm -Eisenfolie mit Ringmagneten geringer ausfällt.

Die Isomerieverschiebung hingegen ert sich weder durch eine veränderte Dicke noch durch das Anlegen eines Magnetfeldes und schwankt zwischen -0,10914 und -0,11268, was einem Mittelwert von -0,11091 und einer Abweichung von diesem um $\pm 1,6$ % entspricht.

3.5 Anpassungen des Modells für Ferrocen

(a) Mauerspektrum

(b) Gefittete Werte des Spektrums

Abbildung 10: Gefittetes Mauerspektrum von Ferrocen

Für Ferrocen muss das Modell eine andere Anpassung erfahren: Bei einer Betrachtung der Messwerte wird deutlich, dass nur zwei Peaks zu sehen sind. Diese stimmen sehr gut mit den beiden Peaks in Bild 2(b) überein. Daher liegt der Gedanke nahe, dass hier das Magnetfeld irrelevant ist und dafür das elektrische Feld betrachtet werden muss. Es werden also folgende Anpassungen vorgenommen: B wird aus genanntem Grund auf null gesetzt. t_a wird ebenfalls als null angenommen, da von einem symmetrischen Feld ausgegangen werden kann. Parallel zu den Anpassungen oben können auch θ und ϕ null gesetzt werden, und wie oben wird damit auch γ irrelevant. Da weder die Probendicke noch die Ausrichtung der Ferrocen-Moleküle weitergehend untersucht werden sollen, können diese derungen als vollständig angenommen werden. Es werden also folgende Parameter verwendet: V_{zz} , CS , ω , I_0 , A_0 und β .

4 Fazit

Literatur

- [1] <https://tu-dresden.de/mn/physik/ifp/ressourcen/dateien/lehre/praktika/mbs?lang=de>
16.11.2016 16:00 Uhr
- [2] <https://de.wikipedia.org/wiki/M%C3%B6%C3%9Fbauerspektroskopie> 16.11.2016
16:15 Uhr
- [3] <https://de.wikipedia.org/wiki/Hyperfeinstruktur> 16.11.2016 16:15 Uhr
- [4] https://de.wikipedia.org/wiki/Doppler-Effekt#Doppler-Effekt_ohne_Medium
16.11.2016 17:50 Uhr
- [5] <https://de.wikipedia.org/wiki/Eisen> 24.11.2016 17:50 Uhr