

Elektronenspinresonanz

Moritz Bubek, Andrej Grimm
bubek@gmx.de, andrej.grimm@uni-konstanz.de

27. Oktober 2003

Die ESR-Spektroskopie befasst sich mit der Untersuchung paramagnetischer Stoffe. Deren Atome oder Moleküle haben ein durch die Elektronen erzeugtes nichtverschwindendes magnetisches Moment.

günstiger als solche mit antiparallelem Spin. Die Energieaufspaltung der Niveaus ist linear zur äußeren Magnetfeldstärke H :

$$E_{1,2} = E_0 \pm \frac{1}{2} g_e \mu_B H \quad (3)$$

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Magnetisches Moment und Lande-Faktor

Jedes geladene Teilchen mit einem nichtverschwindenden Drehimpuls hat ein magnetisches Moment, das ein Vielfaches des Bohrschen Magneton μ_B , also dem magnetischen Moment eines Elektrons mit dem Drehimpuls $l_z = \hbar$, ist. Das Bohrsche Magneton hat einen Wert von $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_0} = 9.27 \cdot 10^{-24} \frac{J}{T}$. Das resultierende magnetische Moment eines Elektrons mit dem Bahndrehimpuls m_l ist dann

$$\mu_l = m_l \cdot m \mu_B \quad (1)$$

Im Gegensatz hierzu ist das magnetische Moment, das durch den Elektronenspin hervorgerufen wird ungefähr doppelt so groß, wie seine Spinquantenzahl erwarten lassen würde. Aus diesem Grund führte man den Lande'schen Faktor g ein, der das Verhältnis von Bohrschem Magneton zum Drehimpuls angibt. Für den Bahndrehimpuls gilt $g = 1$, für den Spin gilt $g_e \approx 2.00232$:

$$\mu_s = -g_e m_s \mu_B \quad (2)$$

Ohne äußeres Magnetfeld sind beide Einstellungen des Spins energetisch gleichwertig (E_0), d.h. entartet. Durch Anlegen eines statischen Magnetfeldes in z -Richtung wird jedoch diese Entartung aufgehoben. Elektronen mit einem magnetischen Moment parallel zum äußeren Feld sind energetisch

1.2 Zeeman-Effekt und Auswahlregeln

In einem statischen äußeren Magnetfeld wird die Energieentartung bezüglich m_j aufgehoben, da das mit dem Gesamtdrehimpuls \vec{J} verbundene magnetische Moment $\vec{\mu}J = g_J \mu_B \vec{J}$ entsprechend seiner Orientierung zur Vorzugsrichtung (hier: Richtung des Magnetfeldes) eine potentielle Energie von

$$E\mu_J = g_J \mu_B B M_J \quad (4)$$

hat. Dabei ist

$$g_J = \frac{3J(J+1) + S(S+1)L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (5)$$

In Atomen sind die Auswahlregeln für elektrische Dipolstrahlung:

$$\Delta m_s = 0 \Delta m_l = \pm 1; 0 \Delta m_j = \pm 1; 0 \quad (6)$$

Bei $\Delta m_l = 0$ erhält man π -polarisiertes Licht, für $\Delta m_l = \pm 1$ σ^\pm -polarisiertes Licht. Darüber hinaus gilt:

$$\begin{aligned} \Delta J &= \pm 1; 0 \text{ außer } J = 0 \rightarrow J = 0 \\ \Delta L &= \pm 1 \Delta S = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

1.3 Elektronenspinresonanz

Strahlt man elektromagnetische Strahlung der Energie $E_{em} = h\nu$ ein, so kann man Übergänge

zwischen verschiedenen Zeeman-Niveaus induzieren, falls

$$\nu = \frac{1}{h} g_J \mu_B B \quad (8)$$

erfüllt ist. In diesem Fall kommt es zu Elektronenspinresonanz, da nicht nur Absorption induziert wird, sondern ebenso viele Emissionen erzwungen werden. Mit der spontanen Emission kommt es also zu einem Resonanzeffekt.

1.4 Paramagnetische und ferrimagnetische Stoffe

Statt freier Elektronen werden in diesem Versuch Elektronen untersucht, die in einem Molekül oder einem Festkörper an die Atome gebunden sind.

Paramagnetische und ferrimagnetische Stoffe haben mindestens ein ungepaartes Elektron und eine geringe Leitfähigkeit und eignen sich daher besonders gut für die ESR-Spektroskopie. Der Unterschied ist die unterschiedlich starke Kopplung der durch den Elektronenspin hervorgerufenen magnetischen Momente.

Bei paramagnetischen Stoffen ist diese Kopplung gering im Vergleich zur thermischen Energie. Bei Ferriten hingegen ist die Kopplung so stark, daß auch ohne äußeres Magnetfeld bereits eine Nahordnung auftritt, es entstehen s.g. Weiss'sche Bezirke. Im Gegensatz zu Ferromagneten, existieren in Ferriten Untergitter, die innerhalb eines Weiss'schen Bezirkes sich nicht unbedingt parallel zu diesem ausrichten. Die magnetische Stärke ist jedoch nicht gleich. Sie schwächen also das stärkere, ausgerichtete Gitter.

Durch ein äußeres Magnetfeld wird sich die Magnetisierung von Ferriten sehr schnell parallel ausrichten.

Bisher wurde nur behandelt, daß diese Kopplung durch den Spin der ungepaarten Elektronen hervorgerufen wird. Bei gepaarten Elektronen heben sich die magnetischen Momente aus Bahn- und Spin-Drehimpuls der beiden Elektronen gegenseitig auf. übrig bleibt also nur der Bahn- und Spin-Drehimpuls der ungepaarten Elektronen. Das Bahndrehimpulsbasierende magnetische Moment wird jedoch durch das Ionenkristall sehr stark beeinflusst d.h. unterdrückt.

1.5 Wechselwirkungen in Festkörpern und Molekülen

Betrachtet man Bahndrehimpuls und Spin der Elektronen in Kristallen, so findet man zunächst, daß es zur Auslöschung des Bahndrehimpulses kommt, solange kein äußeres Magnetfeld anliegt. Liegt n, so verschwindet der Bahndrehimpuls nicht vollständig, es muß Spin-Bahn-Kopplung berücksichtigt werden. Man erhält eine korrigierte Resonanzbedingung:

$$\Delta E = h\nu = G\mu_B B \quad (9)$$

G ist ein im allgemeinen symmetrischer Tensor, der die Einflüsse der Spin-Bahn-Kopplung enthält. Beim im Versuch verwendeten Kupfersulfat kann der Zusammenhang zwischen den wegen der Symmetrie zwei möglichen Hauptwerten von G und dem Winkel φ zwischen Symmetrieachse und Magnetfeld hergestellt werden:

$$g(\varphi) = \sqrt{G_{\parallel}^2 \cos^2 \varphi + G_{\perp}^2 \sin^2 \varphi}. \quad (10)$$

Wegen der Brownschen Molekularbewegung kann der Tensor i.A. nicht so einfach bestimmt werden, da bei jeder längeren Messung ein Mittelwert gemessen wird. Die zufällige Ausrichtung der Kristallite bei Pulverproben kommt zusätzlich hinzu.

Außerdem muß auch der Kernspin berücksichtigt werden, die Hyperfeinwechselwirkung mit dem Hyperfeinwechselwirkungstensor T:

$$\Delta E_{HF} = \frac{1}{2} ahM_I a = 4g\mu_B g_K \mu_k |\psi(\vec{r} = 0)|^2. \quad (11)$$

Die isotrope Hyperfeinwechselwirkungskonstante a ist dabei von der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons am Kernort abhängig. In Näherung für $g\mu_B B \gg ah$ erhält man zusammen mit den hier gültigen Auswahlregeln $\Delta M_s = 1$ und $\Delta M_l = 0$ folgende Resonanzbedingung (erste Ordnung Störungsrechnung):

$$\Delta E = h\nu = g\mu_B B + ahM_I \quad (12)$$

Der Term $g\mu_K BM_l$ ist wegen der Auswahlregeln Null.

1.6 Die magnetische Resonanz

In diesem Versuch läßt sich die magnetische Resonanz klassisch beschreiben, da bei einer makroskopischen Stoffmenge das Korrespondenzprinzip der Quantenmechanik greift.

Bei einer para- oder ferrimagnetischen Substanz, die von einem homogenen, statischen Magnetfeld der Stärke H_0 durchsetzt wird, präzedieren der Elektronenspin \vec{s} und das daraus resultierende magnetische Moment $\vec{\mu}_s$ um die Achse des statischen Magnetfeldes:

$$\frac{d}{dt}\vec{\mu}_s = -\Gamma \cdot \vec{\mu}_s \times \vec{H}_0 \quad (13)$$

$\Gamma = g\mu_B/\hbar$ ist das gyromagnetische Verhältnis zwischen magnetischem Moment und Spin. Erzeugt man nun senkrecht zu \vec{H}_0 ein zusätzliches, mit der Frequenz ω_e rotierendes Magnetfeld H_{xy} , so erhält man

$$\frac{d}{dt}\vec{\mu}_s = -\Gamma \cdot \vec{\mu}_s \times (\vec{H}_0 + \vec{H}_{xy}) - \Gamma T \quad (14)$$

T ist hier ein bremsendes Drehmoment entgegengesetzt zur Präzessionsdrehung, das die Relaxation der Magnetisierung modellieren soll. Durch Multiplikation mit der effektiven Atomanzahl N_{eff} erhält man:

$$\frac{d}{dt}\vec{M} = -\Gamma(\vec{M} \times (\vec{H}_0 + \vec{H}_{xy}(t)) - N_{eff}T) \quad (15)$$

Da die Magnetisierung in z-Richtung näherungsweise konstant ist, betrachtet man nur noch die Quermagnetisierung in xy-Richtung:

$$\frac{d}{dt}\vec{M}_{xy} = -\Gamma(\vec{M}_0 \times \vec{H}_{xy} + \vec{M}_{xy} \times \vec{H}_0) - \frac{\vec{M}_{xy}}{\tau} \quad (16)$$

Der letzte Term ist die magnetische Relaxation mit der Relaxationszeit τ . Für das Drehmagnetfeld \vec{H}_{xy} und die Magnetisierung \vec{M}_{xy} lässt sich mit der xy-Ebene als komplexe Ebene folgender Ansatz machen:

$$H_{xy}^+(t) = \hat{H}e^{+i\omega_e t} \quad (17)$$

$$M_{xy}^+(t) = \hat{M}e^{+i\omega_e t} \quad (18)$$

Hier ist die Annahme eingegangen, daß die Magnetisierung dem zirkulären Magnetfeld folgt, was

für sehr geringe Magnetfeldstärken auch legitim ist. Das hochgestellte Vorzeichen soll die Drehrichtung andeuten.

Einsetzen dieses Ansatzes in Gleichung (11) ergibt

$$M_{xy}^+(i\omega_e - i\Gamma H_0 + \tau^{-1}) = -i\Gamma M_0 H_{xy}^+ \quad (19)$$

Die Permeabilität μ_r^\pm ist wie folgt definiert:

$$M_{xy}^\pm = \mu_0(\mu_r^\pm - 1)H_{xy}^\pm \quad (20)$$

Einsetzen von (14) ergibt dann

$$\mu_r^\pm = 1 + \frac{\Gamma M_0 \mu_0^{-1}}{\Gamma H_0 \mp \omega_e \pm i\tau^{-1}} \quad (21)$$

Bei positiver Felddrehung ergibt sich die in Abbildung 1 a) dargestellte Permeabilitätsverlauf für Real- und Imaginärteil. Man kann deutlich erkennen, daß es bei der Larmorfrequenz zu einer deutlich gesteigerten Magnetisierung kommt, da das Feld H_{xy}^+ mit der gleichen Frequenz und Richtung zirkuliert, wie die freie Präzession des Spins.

Im Gegensatz dazu ist in Abbildung 1 b) die Permeabilität für negative Felddrehung aufgetragen. Es ergibt sich daraus nur eine unerhebliche Magnetisierung.

Praktischer Nutzen dieses Unterschiedes ist folgender: Da es praktisch schlecht durchführbar ist, ein drehendes H-Feld aufzubauen benutzt man statt dessen ein normales kreisförmiges H-Feld. Dies lässt sich ja formal aus zwei, ein positiv- und einem negativ-drehendem Feld zusammensetzen. Da nur die positive Richtung einen erheblichen Magnetisierungsbeitrag liefert, ist das negativ drehende Feld vernachlässigbar.

1.7 YIG-Oszillator

Bei der Erzeugung von Microwellen mit einem YIG-Oszillator ist die Frequenz über die Feldstärke eines gleichförmigen Magnetfelds festgelegt und kann darüber geregelt werden. Damit kann man über Spulen mit einem Gleichstrom die Frequenz des Oszillators steuern. Die Beziehung zwischen Strom und Frequenz ist sehr linear.

Der YIG-Oszillator basiert auf dem Prinzip das sich ein magnetisches Moment im äußeren Feld ausrichtet. Wird dieses leicht ausgelenkt, so wird es zurück getrieben und fängt an zu schwingen. Diese

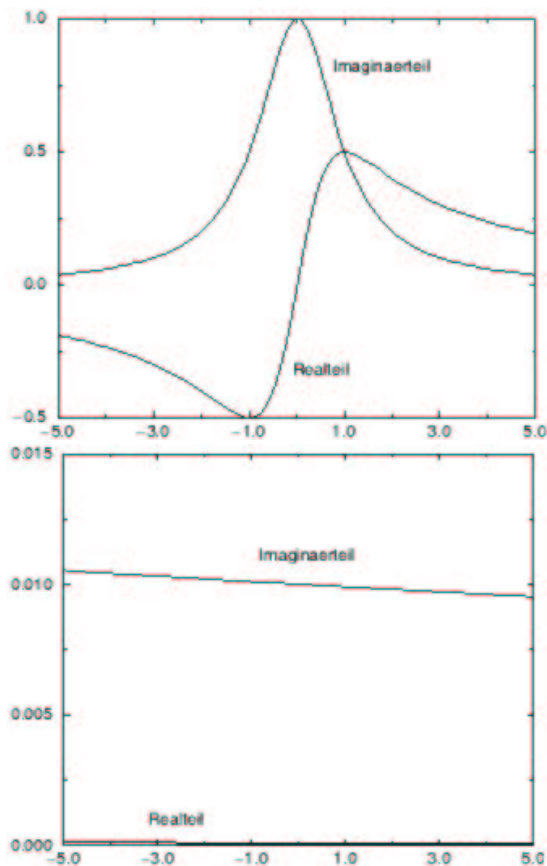


Abbildung 1: Permeabilitäten

Schwingung geht im Prinzip unendlich lang weiter, allerdings klingt sie durch die Reibung nach einer bestimmten Zeit ab. Je stärker das B-Feld ist, desto höher ist die Schwingungsfrequenz.

In einem Microwellen-YIG schwingen ungepaarte Elektronen, deren Spin ein magnetisches Moment erzeugt, das sich im angelegten B-Feld ausrichtet. In Metallen, wo normalerweise viele freie Elektronen vorhanden sind und die damit gut geeignet wären, werden durch die bewegten Elektronen Wirbelströme induziert und diese schwingen dadurch wenig mit.

Man braucht also einen Isolator, indem die Elektronen gleichmäßig verteilt sind. Diese Anforderungen werden von Yttrium-Eisen-Granat (YIG) erfüllt. Im Oszillator sollen nach Möglichkeit alle Elektronen mit der selben Frequenz schwingen, weshalb das Magnetfeld homogen sein muß. Deswegen muß auch die Geometrie des Oszillators genau

bekannt sein, häufig wird eine Kugel genutzt.

Um die Schwingung aufrecht zu erhalten, muß sie neu angestoßen werden, was durch eine Verschaltung als paralleler RLC-Kreis geschieht. Damit die Induktivität möglich klein ist, besteht sie nur aus den Leitungen des Transistors, der in der Schaltung verbaut ist. Damit können hohe Frequenzen erzeugt werden, die leicht über den Strom in den Magnetfeldspulen gesteuert werden können.

2 Versuchsaufbau und Durchführung

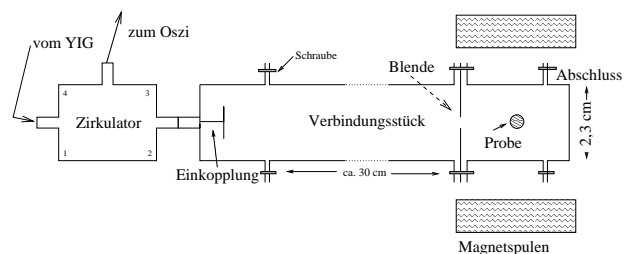


Abbildung 2: Schematischer Aufbau

Die Probe befindet sich in einem Glasröhrchen, daß von oben in einen Microwellenhohlraumresonator eingeführt werden kann. Dieser ist über einen Hohlleiter mit der Microwelleneinkopplung, die von einem YIG-Oszillator gespeißt wird, verbunden. Um die reflektierte Strahlung nicht zurück in den YIG-Oszillator gelangen zu lassen, ist ein Zirkulator dazwischen gebaut. Von diesem geht die Meßleitung zu den auswertenden Instrumenten, z.B. dem Oszi bzw dem Lockin-Verstärker.

Das Magnetfeld wird von zwei großen, wassergekühlten Spulen erzeugt und kann über die Stromstärke geregelt werden. Die Stromversorgung kann mit konstanter Geschwindigkeit von einer Anfangs- zu einer Endstromstärke fahren. Dadurch kann ein ganzer Magnetfeldbereich durchfahren werden. Zusätzlich zu diesem Magnetfeld wird noch ein hochfrequentes, oszillierendes Magnetfeld durch kleinere Spulen erzeugt. Durch dieses aufgeprägtes Magnetfeld mit deutlich geringerer Amplitude kann mit Hilfe eines Lockinverstärkers das Rauschen vom eigentlichen ESR-Signal getrennt werden.

3 Auswertung

3.1 Magnetfeldmessung

Das Problem beim Messen des Magnetfeldes ist, dass nicht direkt am Ort der Probe gemessen werden kann. Es wird außerhalb der Cavity gemessen, aber die metallische Wand des Microwellenleiters beeinflusst sicher die Stärke des magnetischen Feldes, sodass dieses höher oder tiefer liegt, als der gemessene Wert. Die Werte des Feldes müssen über bekannte Magnetfeldstärken, z.B. die der Spinresonanz des DPPHs als Eichsubstanz, geeicht werden.

Das Magnetfeld, das von den Spulen erzeugt wird, hängt von der Stromstärke ab, die eingestellt wird. Diese Beziehung ist sicher nicht auf dem ganzen Bereich des Stroms von 0 bis 20 A linear, in den viel kleineren verwendeten Intervallen (ca. 3-4 A) dagegen ist die Beziehung sehr linear.

Durch die einfache Beziehung zwischen Strom und B-Feld kann im Experiment das Magnetfeld über die Stellung des motorgetriebenen Drehrades für die Stromeinstellung ermittelt werden und muß nicht über das Voltmeter direkt abgelesen werden.

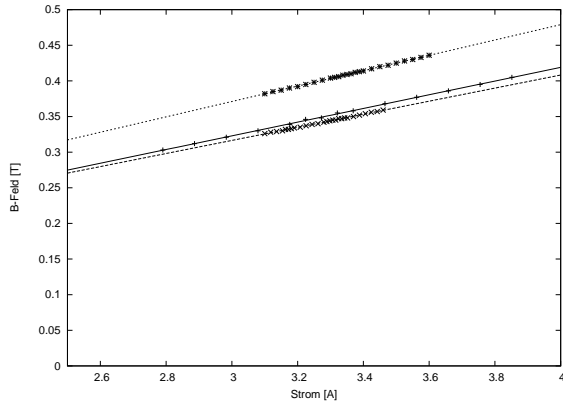


Abbildung 3: Im verwendeten Stromintervall hängt das B-Feld linear vom Strom ab, verschiedene Positionen der Hallsonde im B-Feld ergeben logischerweise auch andere Feldstärken

3.2 Resonanzfrequenz und Güte der leeren Cavity

Nach grobem Suchen des Leistungsminimums wird mit Hilfe des Hohlraumfrequenzmessers aus dem

Microwellenversuch zunächst die Resonanzfrequenz der leeren (d.h. ohne Probe) ESR-Cavity bestimmt. Sie beträgt 9.394 ± 0.002 GHz. Mit dem Oszilloskop wird die Halbwertsbreite des Absorptionspeaks bestimmt, womit man dann die Güte des Resonators bestimmen kann. Der Wert der Halbwertsbreite beträgt 1.2 V, was einer Frequenzänderung von 1.2 MHz entspricht. Sie ist nicht sehr genau zu bestimmen, kann aber sehr gut die richtige Größenordnung der Frequenzänderung wiedergeben. Daraus ergibt sich eine Güte des Resonators von 6780.

3.3 Resonanzspektrum von DPPH

Auch mit Probe wird nun die Resonanzfrequenz mit dem selben Verfahren bestimmt. Mit einer DPPH-Probe in einem Glasröhrchen ergibt sich eine Frequenz von 9.375 ± 0.003 GHz. Die Halbwertsbreite ist ebenfalls ca. 1.2 MHz woraus sich eine leicht geänderte Güte von 6765 ergibt. Die leichten Änderungen sind Folgen der Änderung der Resonatorgeometrie durch Einbringen des Proberöhrchens. Da sich die Probe in einem Knoten des elektrischen Feldes befindet, sollten hingegen die dielektrischen Veränderungen keine Rolle spielen.

Aus dieser Resonanzfrequenz kann mit Hilfe des gyromagnetischen Verhältnis freier Elektronen kann ein grober Abschätzwert für das Magnetfeld bestimmt werden.

$$B = \frac{h\nu}{g\mu} = 0.335 \text{ T} \quad (22)$$

Da wir alle Meßwerte über diese DPPH-Messungen eichen wollen, wird angenommen, daß das Radikal-Elektron des Moleküls komplett als freies Elektron betrachtet werden kann. Damit entfällt der Vergleich des g-Faktors des DPPH zum g-Faktor des freien Elektrons. Der dabei in Kaufgenommene Fehler ist in anbeacht der restlichen Meßfehler minimal.

3.3.1 Resonanzspektrum von stark verdünnter DPPH-Lösung

Bei einer verdünnten Lösung DPPH wird die Linienbreite der Absorption kleiner. Die fast freien Elektronen werden nicht mehr so stark von den anderen Molekülen so stark beeinflusst.

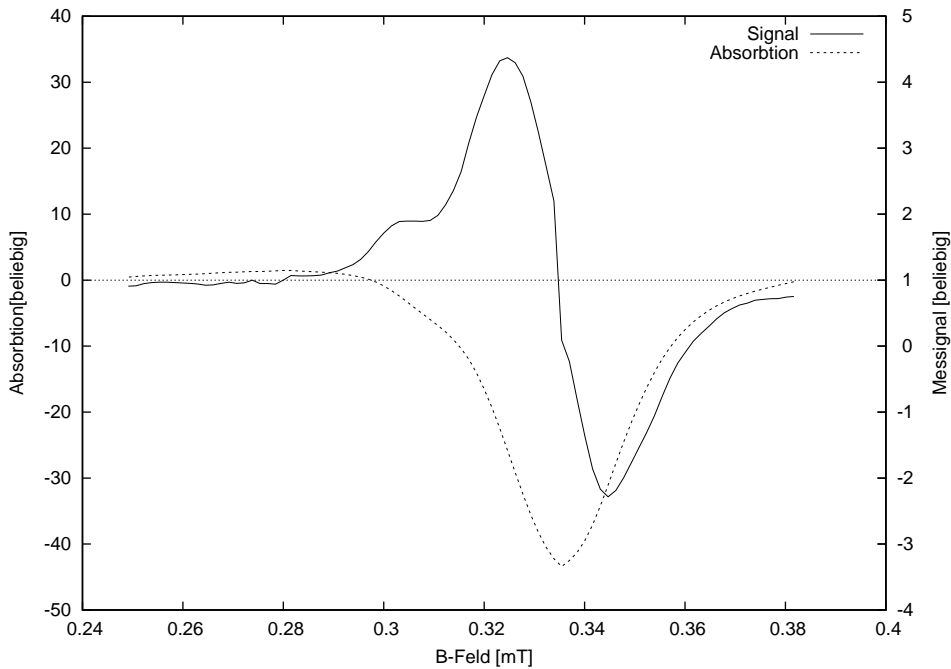


Abbildung 4: ESR-Spektrum von DPPH

3.4 Resonanzspektrum von $CuSO_4$

Im Kupfer wird die $4s$ Schale besetzt, obwohl die $3d$ Schale noch nicht völlig aufgefüllt ist. Es existiert also ein Loch in der $3d$ Schale. Im tetragonalen elektrischen Kristallfeld spaltet dieser eigentlich entartete $l = 2$ Zustand in sein fünf Unterniveaus auf. Die Aufspaltung ist dabei so groß, daß sich das System unter gewöhnlichen Bedingungen wie ein $l = 0$, $s = \pm \frac{1}{2}$ System verhält. Ein externes Magnetfeld zerstört schließlich auch die Spin Entartung, und sodaß man ESR betreiben kann. Man erwartet jedoch daß der g Faktor auf Grund der Ähnlichkeit des Systems mit dem freien Elektron nahezu 2 beträgt. Da das Kristallgitter jedoch tetragonale Symmetrie besitzt, sind zwei verschiedene g Werte parallel und senkrecht zur optischen Achse zu erwarten.

Aus einem polykristallinen Gemisch, das hier verwendet wurde, kann man zunächst nicht beide Werte einzeln messen, stattdessen erhält man einen gemittelten Wert. Durch ein von Kneubühl [2] entwickeltes Verfahren können daraus die beiden Werte dennoch näherungsweise bestimmt werden. Man

verwendet dabei nicht nur den Nulldurchgang des Meßsignals, der gerade der Position des Absorptionsmaximums entspricht, sondern auch die Punkte betragsmäßig größten Signals, was der der größten Änderung der Kurve (Ableitung) entspricht.

Für Kupfersulphat ergeben sich damit folgende Werte

	Meßwert	Literaturwert
g	2.22 ± 0.1	
g_{\parallel}	2.12 ± 0.1	2.08
g_{\perp}	2.32 ± 0.1	2.27

wobei der gemittelte Wert g aus der Messung des Absorptionsmaximums bei $B = 301 \pm 1 \text{ mT}$ folgt. Im einkristallinen Kupfersulfat würde man ähnlich dem im letzten Versuchsteil untersuchten Rubin je nach Winkel zwischen Kristallachse und Magnetfeld unterschiedliche Absorptionsstärken für die beiden Frequenzen „parallel“ und „senkrecht“ finden.

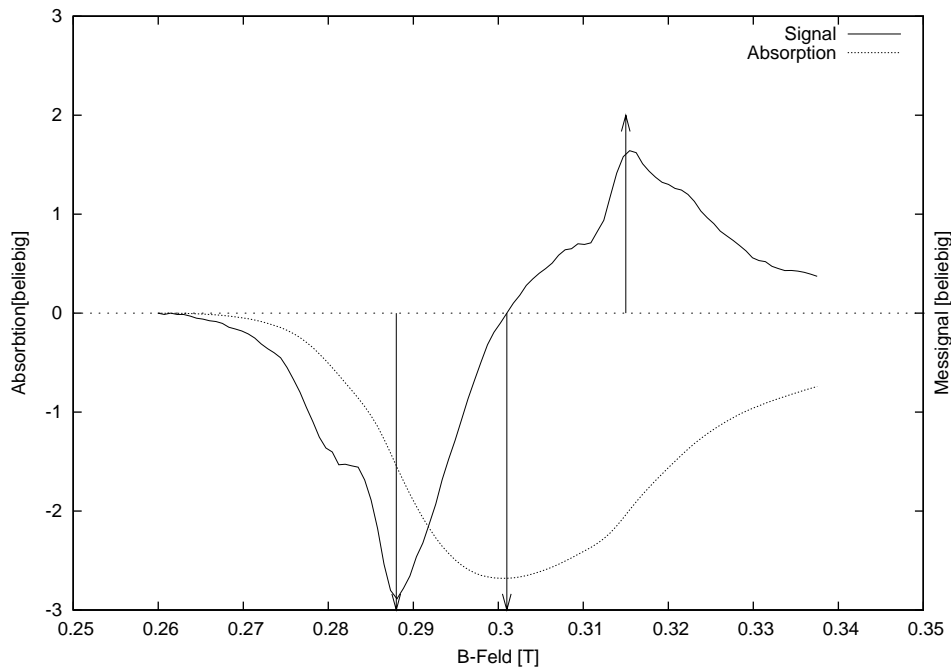


Abbildung 5: ESR-Spektrum von $CuSO_4$

3.5 Resonanzspektrum von $CuCl_2$

Kupferdichlorid hat ebenfalls für verschiedene Richtungen verschiedene g-Faktoren. Allerdings ist hier die Symetrie noch geringer und es existieren drei unabhängige Achsen und dazu korrespondierende g-Faktoren. Diese können ebenfalls nicht direkt ausgelesen werden, sondern müssen über das von Kneubühl entwickelte Verfahren ermittelt werden.

	Meßwert	Literaturwert
g_1	1.97 ± 0.1	2.037
g_2	2.02 ± 0.1	2.187
g_3	2.17 ± 0.1	2.252
g_{\perp}	2.05 ± 0.1	

3.6 Winkelabhängiges Resonanzspektrum eines Rubins

Bei der Untersuchung eines monokristallinen Rubins bekommt man ein von der Orientierung abhängige Spektren, die in unserem Versuch durch Messungen in 10° Schritten untersucht werden sollte. Im Gegensatz zu $CuSO_4$ oder $CuCl_2$ Pulverpro-

ben, bei denen nur 2 bzw. 3 g-Faktoren im Spektrum enthalten sind, wird bei einem monokristallinen Rubin ein kontinuierlicher Wertebereich erwartet.

Diese Abhängigkeit wird vor allem durch die Cr^{3+} -Ionen hervorgerufen, die im Kristallgitter des Al_2O_3 mit ca. 0.5 % eingebaut sind.

Nur in einem Bereich von -30° bis 50° sind bei uns eindeutig Resonanzen erkennbar, in den restlichen wird die Resonanzkurve so stark vom Rauschen überdeckt, daß kaum eine Information aus den Daten gewonnen werden kann. Da jedoch auch die Resonanz in der Stärke variiert und bei Einstrahlung parallel zur optischen Achse verschwindet, könnte es sein, daß dies in diesem Bereich passiert.

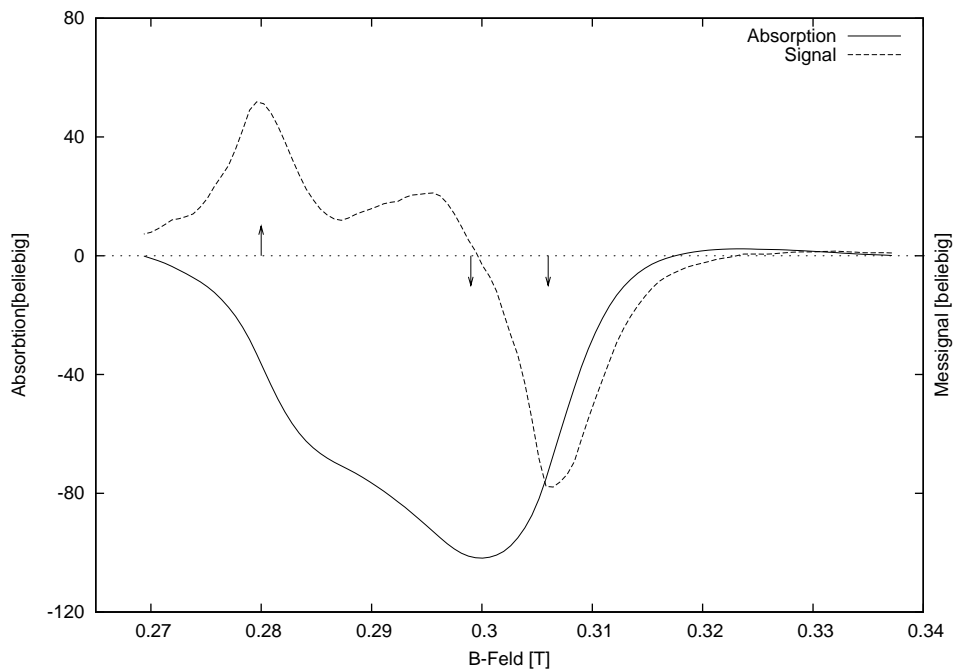


Abbildung 6: ESR-Spektrum von $CuCl_2$

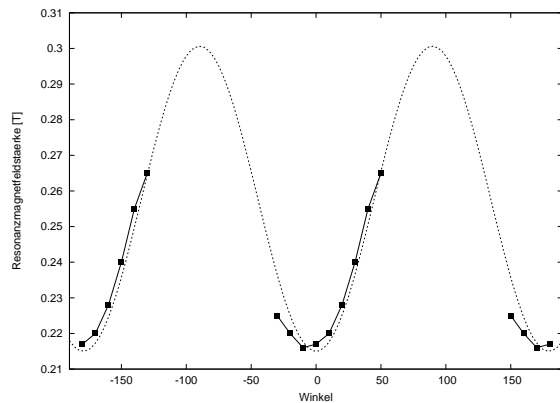


Abbildung 7: Winkelverteilung der Resonanzmagnetfeldstärken eines Rubineinkristalls

4 Diskussion der Ergebnisse und Probleme

4.1 Ergebnisse

Unsere g-Faktoren sind nur sehr ungenau, was sicher mit den großen Linienbreiten zusammenhängt.

Schon alleine beim DPPH ist die Linienbreite so groß, das sie eigentlich nicht mehr als Eichung dienen kann. Die am zweiten Meßtag nochmals durchgeführte DPPH-Messung wäre sicher einiges besser, sie kann aber wegen Veränderungen am Aufbau¹ nicht ohne weiteres auf die Messungen des ersten Tages angewandt werden.

Außerdem hätten wir das Magnetfeld noch durch Einführen der Sonde in die Kammer ausmessen müssen um so bessere Vergleichswerte zum DPPH zu bekommen.

4.2 Mehrfachmessung

Eigentlich hatten wir jede Messung mehrfach durchgeführt, d.h. wir haben jedes Spektrum mehrfach aufsteigend und absteigend² durchgemessen um so die charakteristischen Werte (Maxima, Minima, Nulldurchgänge) über statistische Verfahren näher zu bestimmen. Leider gelingt dies mangels Fixpunkte, die nicht vom Effekt stammen, nicht

¹B-Feldsonde

²Strom in den Magnetfeldspulen, bzw entsprechend Magnetfeld

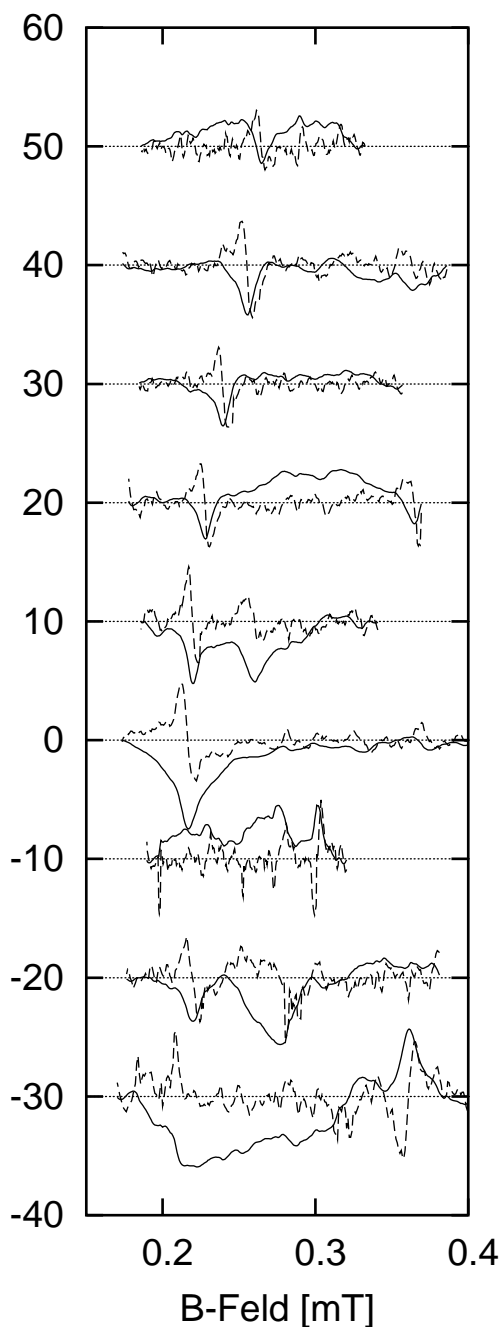


Abbildung 8: Spektren des Rubins

und es bringt selbstverständlich Nichts die Hoch- und Tiefpunkte als Abgleich zu nutzen.

4.3 Versatz von B-Feld-Messung zur Messung

Durch den Lockin-Verstärker sind die Daten gegenüber der Magnetfeldmessung die “instantan“ erfolgen verschoben, da im Lockin die Werte über einen Zeitraum integriert werden. Je größer man die Zeitkonstante des Lockin macht umso besser wird das Rauschen herausgerechnet, aber umso größer ist auch der Versatz zwischen den beiden Werten. Für eine präzise Bestimmung der Resonanzfrequenz wäre aber eine gute Übereinstimmung wichtig. Man könnte diese Verschiebung über Messungen in beiden Richtungen herausrechnen. Dazu ist aber wiederum die genaue Überlagerung zweier Kurven anhand nicht vom Effekt stammender Fixpunkte nötig, wie schon im obigen Absatz erwähnt.

4.4 Verbesserungsvorschlag

Durch den Einbau eines Signalgebers, der z.B. einen hohen Spannungspuls ins Meßsignal einstreut und bei Start und Beendigung des Durchlaufens des Magnetfeldesbereichs ausgelöst werden kann könnte man die Daten wesentlich besser miteinander vergleichen bzw auch miteinander verrechnen. Dadurch würde die Genauigkeit des Versuchs stark verbessert werden.

Literatur

- [1] David Alexander Straight, *How a YIG Oscillator works*, <http://pw1.netcom.com/ds-straigh/yig.html>
- [2] F.K. Kneubühl: *Line Shapes of Electron Paramagnetic Resonance Signals produced by Powders, Glasses and Viscous Liquids*, Journal of Chemical Physics, 33.1074