

Mikrowellenspektroskopie

Manuel Hohmann
Martin von den Driesch

5. März 2005

Inhaltsverzeichnis

1 Erzeugung, Transport und Nachweis von Mikrowellen	2
1.1 Das Magnetron	2
1.2 Das Klystron	2
1.3 Der Gunn-Oszillator	2
1.4 Koaxialleitungen	3
1.5 Hohlleiter	3
1.6 Diodenempfänger	4
1.7 Bolometer	4
2 Magnetische Resonanzen	4
2.1 Spinresonanz	4
2.1.1 Mikroskopische Betrachtung	4
2.1.2 Makroskopische Betrachtung	5
2.2 Ferromagnetische Resonanz	6
3 Durchführung	7
3.1 Allgemeines	7
3.2 Aufnahme der Diodenkennlinie	8
3.3 Eichung des Magnetfeldes	8
3.4 Messung von Magnetresonanzen	8
3.5 Messung der Anisotropie	8
4 Auswertung	9
4.1 Linearitätsbereich der Diode	9
4.2 Eichung des Magnetfeldes	10
4.3 FMR einer Heusler-Legierung	10
4.4 FMR von 20nm Co auf Si	10

1 Erzeugung, Transport und Nachweis von Mikrowellen

1.1 Das Magnetron

Bei einem Magnetron ist eine langgestreckte, beheizte Kathode von einer zylinderförmigen Anode umgeben. Parallel dazu liegt ein Magnetfeld an. Die Elektronen werden dadurch auf eine gekrümmte Bahn gezwungen. Diese ist jedoch nicht kreisförmig, da sie außerdem durch das elektrische Feld zur Anode hin abgelenkt werden. Als Bahn ergibt sich somit eine Kardioide. Schließt man einen passenden Schwingkreis an, so lassen sich damit Schwingungen bis $5 \cdot 10^{10}$ Hz anregen. Dieses Verfahren findet z.B. in Mikrowellenherden Anwendung. [3]

1.2 Das Klystron

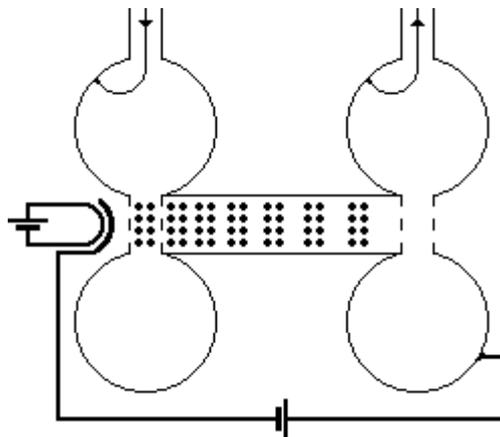


Abbildung 1: Prinzip eines Klystrons [4]

Frequenzen bis über 10^{11} Hz erzielt man mit geschwindigkeitsgesteuerten Laufzeitröhren, sog. Klystrons. In einem Zweikammerklystron wird ein Elektronenstrahl durch einen Hohlraumresonator geleitet, in dem ein elektromagnetisches Feld schwingt (s. Abb. 1). Durch dessen elektrische Komponente werden die Elektronen abwechselnd abgebremst und beschleunigt. Nach der Laufstrecke l haben die beschleunigten Elektronen die unmittelbar vor ihnen ausgesandten Elektronen eingeholt. Zur gleichen Zeit treffen dort auch die zuvor ausgesandten, gebremsten Elektronen ein, es herrscht daher eine erhöhte Elektronendichte. Eine halbe Periodendauer später ist die Elektronendichte minimal. An diesem Punkt befindet sich ein weiterer Hohlraumresonator, in dem durch die wechselnde Elektronendichte eine Schwingung angeregt wird. Ein Teil der Schwingungsenergie wird dem ersten Hohlraumresonator zugeführt, um eine Rückkopplung zu erreichen. Die Frequenz ergibt sich durch die Eigenfrequenz der Hohlraumresonatoren. Bei einem Reflexklystron wirkt eine negative Elektrode wie ein Spiegel für die Elektronen, sodass nur ein Hohlraumresonator benötigt wird. Die Rückkopplung stellt sich hier von selbst ein. [3]

1.3 Der Gunn-Oszillator

Eine kompakte Möglichkeit zur Erzeugung von Mikrowellen mittels eines Halbleiter-Bauelementes stellt die Gunn-Diode dar. Es handelt sich dabei um eine Diode, deren Kennlinie einen Bereich mit einem negativen differentiellen Widerstand (ndW) aufweist, die Stromstärke wächst also mit sinkender Spannung und umgekehrt. Die Kennlinie (Abb. 2) ist N-förmig, der Strom wird also durch die Spannung festgelegt. Man bezeichnet die Gunn-Diode daher als spannungsgesteuerten ndW.

Der Grund für dieses Verhalten ist die Bandstruktur des verwendeten Halbleiters. Durch hohe elektrische Feldstärken werden die Ladungsträger (in diesem Fall Elektronen, da es sich um einen n-dotierten Halbleiter handelt) in ein höheres Energieband gehoben, in dem sie eine höhere effektive Masse besitzen. Daraus resultiert eine geringere Beweglichkeit, die wiederum zu einem höheren Widerstand des Materials führt. Je höher die anliegende Spannung ist, desto mehr Ladungsträger werden in das obere Band gehoben und desto größer wird der Widerstand, weshalb die Stromstärke in diesem Bereich mit wachsender Spannung sinkt.

Eine homogene Verteilung der Ladungsträger auf beide Energieniveaus ist thermodynamisch instabil. Stattdessen bilden sich im Material zwei Bereiche aus, in denen unterschiedliche Feldstärken herrschen. Erhöht man die Spannung über die Peak-Spannung, so bildet sich an der Kathode ein Bereich hoher Feldstärke, der durch den Halbleiter zur Anode drifft. Beim Kontakt mit der Anode zerfällt der Hochfeldbereich und es kommt zu einem Stromstoß. Dadurch wird wieder eine instabile Situation erzeugt, die zur Bildung eines neuen Hochfeldbereichs an der Kathode führt. Dieser Vorgang wiederholt sich periodisch und kann zur Erzeugung einer hochfrequenten Schwingung benutzt werden.

1.4 Koaxialleitungen

Zum Transport von Mikrowellen sind Paralleldrahtleitungen ungeeignet, da sie auf Grund ihrer Geometrie zu einer hohen Abstrahlung elektromagnetischer Wellen und damit zu hohen Dämpfungsverlusten führen. Man verwendet daher Koaxialleitungen. Diese haben den Vorteil einer geringen Abstrahlung und einer geringen Einkopplung von Störsignalen. Hauptursache für die Dämpfung in Koaxialleitungen sind dielektrische Verluste, die im Füllmaterial entstehen, durch das die elektromagnetische Welle läuft. Daher verwendet man Koaxialleitungen bevorzugt bei niedrigeren Frequenzen, kürzeren Verbindungen oder bei Verbindungen, bei denen es auf die Flexibilität von Drahtleitungen ankommt.

1.5 Hohlleiter

Mikrowellen lassen sich am einfachsten durch Hohlleiter transportieren. Dabei handelt es sich um eine allseitig von metallischen Wänden umschlossene Röhre, die für gewöhnlich mit Luft unter Normaldruck gefüllt ist. Die Wände geben die Randbedingungen für eine sich ausbreitende elektromagnetische Welle vor. Man unterscheidet Hohlleiter mit rechteckigem und kreisförmigem Querschnitt. Dieses hat im Gegensatz zu Feldern um Drahtleitungen auch Feldlinien parallel zur Ausbreitungsrichtung. Je nachdem, ob es sich dabei um elektrische oder magnetische Feldlinien handelt, unterscheidet man zwischen E- und H-Wellen, die auch als transversal magnetisch (TM) bzw. transversal elektrisch (TE) bezeichnet werden. Diese sind beim rechteckigen Hohlleiter durch die Indizes m und n weiter unterteilt. Dabei bezeichnet m die Anzahl der Feldknoten entlang der

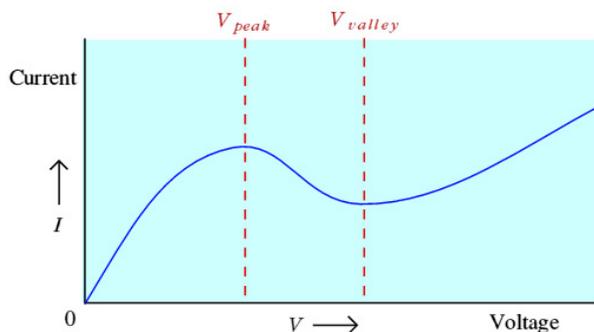


Abbildung 2: Kennlinie einer Gunn-Diode

Breitseite a und n entlang der Schmalseite b . Für die Wellenausbreitung gibt es eine untere Grenzfrequenz $f_g = \lambda_g \frac{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}{c}$, wobei ϵ_r und μ_r für Luft etwa 1 sind. Die Grenzwellenlänge erhält man in Abhängigkeit der beiden Indizes durch $\lambda_g = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}}$. Die Einkopplung einer Welle ist sowohl auf kapazitivem als auch auf induktivem Wege möglich. Der Wellentyp sowie die Feldverteilung lassen sich durch die Wahl der Antennenform festlegen.

Hohlleiter haben neben der Eigenschaft, polarisierte, reine Moden zu übertragen den Vorteil geringer Verluste, der sich besonders bei der Übertragung hoher Frequenzen und hoher Leistungen bemerkbar macht. Der Nachteil von Hohlleitern ist ihre starre Geometrie und die damit verbundene geringe Flexibilität.

Zur richtungsabhängigen Verbindung von Hohlleitern werden Richtkoppler oder Zirkulatoren eingesetzt. Diese ermöglichen es, Wellen in einem Hohlleiter zu trennen, in verschiedene Richtungen laufen. Auf diesem Weg kann der gleiche Hohlleiter zum Transport einer einlaufenden und einer auslaufenden Welle verwendet werden, die sich nicht gegenseitig stören.

1.6 Diodenempfänger

Bringt man eine Diode so in eine Mikrowelle ein, dass das elektrische Feld entlang der Stromflussrichtung zeigt, so bewirkt das in Durchlassrichtung weisende Feld einen Stromfluß, während das entgegengesetzte Feld nach einer halben Periode keinen Strom bewirkt. Schaltet man parallel zur Diode einen Widerstand, über den der Strom abfließen kann, so fällt an diesem eine mittlere Gleichspannung ab, die mit einem Messgerät aufgenommen werden kann.

Die an der Diode anliegende Spannung ist proportional zur elektrischen Feldstärke und damit zur Wurzel der Leistung der Mikrowelle. Bei kleinen Leistungen befindet sich diese im unteren Bereich der Diodenkennlinie, die dort einen quadratischen Verlauf hat. Die Stromstärke und somit die am Widerstand gemessene Spannung sind daher proportional zur Leistung der Mikrowelle. Bei höheren Leistungen erreicht man den linearen Bereich der Diodenkennlinie und die gemessene Spannung ist proportional zur Wurzel der Leistung.

Der Nachteil von Diodenempfängern ist ihre obere Grenzfrequenz. Bei hohen Frequenzen ist der kapazitive Widerstand der Diode klein gegenüber dem Messwiderstand, sodass durch die Kapazität der Diode ein Wechselstrom fließt und die Spannung am Widerstand klein wird. Der Vorteil liegt in ihrer kurzen Reaktionszeit.

1.7 Bolometer

Man kann die Leistung eine Mikrowelle direkt durch ihre Wärmeentwicklung in einem Festkörper messen. Man benötigt dafür ein Material, in dem die Elektronen Energie aus der Mikrowelle aufnehmen und durch eine Wechselwirkung mit Phononen an das Gitter abgeben können.

Der Vorteil von Bolometern ist ihre weitgehende Frequenzunabhängigkeit. Der Nachteil ist ihre endliche Wärmekapazität, die zu einer Trägheit führen. Man kann daher mit einem Bolometer keine auf eine Mikrowelle modulierten Signale empfangen.

2 Magnetische Resonanzen

2.1 Spinresonanz

2.1.1 Mikroskopische Betrachtung

Man betrachtet ein einzelnes Elektron in einem Magnetfeld der Feldstärke $\vec{H}_0 = H_0 \vec{e}_z$. Klassisch handelt es sich dabei um einen magnetischen Dipol, der die potentielle Energie $U = g\mu_B \vec{H}_0 \vec{s} =$

$g\mu_B H_0 s_z$ besitzt. Da jedoch der Spin quantisiert ist, kann s_z nur die Werte $\pm\frac{1}{2}$ annehmen. Es gibt daher zwei Energieniveaus mit einer Energiedifferenz von $g\mu_B H_0$.

Um die Spinresonanz zu beschreiben, kann man wieder das klassische Bild benutzen. Das Magnetfeld übt auf das Elektron ein Drehmoment aus, wodurch dieses mit der Larmor-Frequenz $\omega_L = \frac{g\mu_B}{\hbar} H_0$ präzediert. Man legt nun senkrecht zu \vec{H}_0 ein weiteres Magnetfeld $\vec{H}_1 = H_1 (\vec{e}_x \cos(\omega_L t) - \vec{e}_y \sin(\omega_L t))$ an, das mit der Larmorfrequenz rotiert und klein gegenüber dem statischen Feld sei, also $H_1 \ll H_0$. Zur einfacheren Betrachtung geht man in ein mitrotierendes Koordinatensystem über. In diesem System führt das Elektron eine Larmor-Präzession um das (nun ruhende) Magnetfeld \vec{H}_1 aus, die jedoch wegen $H_1 \ll H_0$ wesentlich langsamer ist. Im ortsfesten Koordinatensystem hat die Spinpräzession daher die Form einer Spirale. Quantenmechanisch entspricht dies einem Umklappen des Spins, verbunden mit der Absorption bzw. Emission eines Photons der Energie $\hbar\omega_L$.

Betrachtet man eine große Anzahl N von Spins, so kann man zu einer thermodynamischen Betrachtung übergehen. Da es sich um ein Zweiniveausystem handelt, sind die Besetzungszahlen bei der Temperatur T gegeben durch die Boltzmann-Verteilung $\frac{N_\uparrow}{N_\downarrow} = \exp\left(-\frac{g\mu_B H_0}{kT}\right)$. Dabei ist N_\uparrow die Anzahl der Elektronen im oberen Energieniveau, während N_\downarrow die Anzahl der Elektronen im unteren Energieniveau ist. Es ist also stets $N_\downarrow > N_\uparrow$. Da die Emissionsrate proportional zu N_\downarrow , die Absorptionsrate proportional zu N_\uparrow ist, findet im Mittel eine Absorption von Energie statt.

2.1.2 Makroskopische Betrachtung

Betrachtet man die makroskopische Magnetisierung der Probe im Magnetfeld, so kann man aus den Kreiselgleichungen die Bewegungsgleichung $\dot{\vec{M}} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}$ herleiten. Im Gleichgewicht mit einem statischen Magnetfeld gilt $\vec{M} = \vec{M}_0 = \chi_0 \vec{H}$, wobei χ_0 die Suszeptibilität des Materials ist. Das Gleichgewicht stellt sich durch Prozesse ein, die nicht in der Bewegungsgleichung enthalten sind und durch die Bloch-Gleichungen beschrieben werden können. Für $\vec{H} = H \vec{e}_z$ lauten diese

$$\dot{M}_x = \gamma \left(\vec{M} \times \vec{H} \right)_x - \frac{M_x}{T_2} \quad (2.1a)$$

$$\dot{M}_y = \gamma \left(\vec{M} \times \vec{H} \right)_y - \frac{M_y}{T_2} \quad (2.1b)$$

$$\dot{M}_z = \gamma \left(\vec{M} \times \vec{H} \right)_z - \frac{M_z - M_0}{T_1} \quad (2.1c)$$

Dabei bezeichnet man T_1 als longitudinale Relaxationszeit und T_2 als transversale Relaxationszeit. Man betrachtet nun die Überlagerung aus einem statischen Feld \vec{H}_0 und einem schwachen rotierenden Feld \vec{H}_1 , die gegeben ist durch

$$\vec{H} = H_0 \vec{e}_z + H_1 (\vec{e}_x \cos(\omega t) - \vec{e}_y \sin(\omega t))$$

Zur Abkürzung sei $\omega_0 = \gamma H_0$ und $\omega_1 = \gamma H_1$. Für die Bloch-Gleichungen gilt somit

$$\dot{M}_x = \omega_0 M_y + \omega_1 M_z \sin(\omega t) - \frac{M_x}{T_2} \quad (2.2a)$$

$$\dot{M}_y = -\omega_0 M_x + \omega_1 M_z \cos(\omega t) - \frac{M_y}{T_2} \quad (2.2b)$$

$$\dot{M}_z = -\omega_1 (M_x \sin(\omega t) + M_y \cos(\omega t)) - \frac{M_z - M_0}{T_1} \quad (2.2c)$$

Eine Näherung für die Lösung erhält man aus dem Ansatz

$$M_x = m \cos(\omega t + \phi) \quad (2.3a)$$

$$M_y = -m \sin(\omega t + \phi) \quad (2.3b)$$

$$M_z = M_0 \quad (2.3c)$$

Die Phase ϕ und die Amplitude m der Quermagnetisierung ergeben sich zu

$$\phi = \arctan \frac{1}{(\omega - \omega_0)T_2} \quad (2.4)$$

$$m = \frac{\gamma M_0 T_2 H_1}{\sqrt{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2}} \quad (2.5)$$

Die absorbierte Leistung ergibt sich zu

$$P = \vec{H} \dot{\vec{M}} = -\omega H_1 m \sin \phi = \frac{\omega \gamma M_0 T_2 H_1^2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} \quad (2.6)$$

Man findet also ein Maximum bei $\omega = \omega_0$. Die Breite der Resonanz ist gegeben durch $\Delta\omega = \frac{1}{T_2}$.

Zur Beschreibung des Hochfrequenzverhaltens bietet sich die Verwendung der dynamischen Suszeptibilität an. Diese ist definiert durch

$$\chi(\omega) = \chi' + i\chi'' = \frac{m}{H_1} e^{-i\phi} \quad (2.7)$$

Dabei sind sowohl χ' als auch χ'' reell. Damit ergibt sich die absorbierte Leistung zu $P = \omega H_1^2 \chi''$.

2.2 Ferromagnetische Resonanz

Bei der ferromagnetischen Resonanz spielen Effekte durch die Magnetisierung des Materials eine große Rolle, da die Suszeptibilität sehr groß ist. Durch die starke Kopplung der elementaren magnetischen Momente treten Effekte in Erscheinung, die bei Paramagneten nicht beobachtet werden. Die hohe Magnetisierbarkeit führt bereits bei relativ kleinen Feldern zu einer vollständigen Magnetisierung der Probe und damit zur Sättigung der Magnetisierung. Zusätzlich ist zum äußeren Feld das durch die Magnetisierung hervorgerufene Entmagnetisierungsfeld zu berücksichtigen, das von der Form der Probe abhängt. Dieses lässt sich für den Spezialfall eines Ellipsoiden explizit berechnen. Die Komponenten der magnetischen Feldstärke H_i in der Probe ergeben sich dann aus den Komponenten des äußeren Magnetfeldes H_i^0 durch

$$H_i = H_i^0 - N_i M_i \quad (2.8)$$

Dabei fallen die Koordinatenachsen mit den Hauptachsen des Ellipsoiden zusammen. Die Parameter N_i werden als Entmagnetisierungsfaktoren bezeichnet und sind für einen Ellipsoiden mit den Halbachsen a, b, c gegeben durch

$$N_x = 4\pi \frac{\cos \phi \cos \theta}{\sin^3 \theta \sin^2 \alpha} (F(\sin \alpha, \theta) - E(\sin \alpha, \theta)) \quad (2.9)$$

$$N_y = 4\pi \frac{\cos \phi \cos \theta}{\sin^3 \theta \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha} \left(E(\sin \alpha, \theta) - \cos^2 \alpha F(\sin \alpha, \theta) - \frac{\sin^2 \alpha \sin \theta \cos \theta}{\cos \phi} \right) \quad (2.10)$$

$$N_z = 4\pi \frac{\cos \phi \cos \theta}{\sin^3 \theta \cos^2 \alpha} \left(\frac{\sin \theta \cos \phi}{\cos \theta} - E(\sin \alpha, \theta) \right) \quad (2.11)$$

mit

$$\cos \theta = \frac{c}{a}$$

$$\cos \phi = \frac{b}{a}$$

$$\sin \alpha = \frac{\sin \phi}{\sin \theta} = \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{a^2 - c^2}}$$

und den elliptischen Integralen

$$E(k, x) = \int_0^x \sqrt{1 - k \sin^2 u} \, du$$

$$F(k, x) = \int_0^x \frac{du}{\sqrt{1 - k \sin^2 u}}$$

Durch die Entmagnetisierung ändert sich die ferromagnetische Resonanzfrequenz zu

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{(H_0 + (N_y - N_z)M)(H_0 + (N_x - N_z)M)} \quad (2.12)$$

Im Versuch ist der Grenzfall $a = c \gg b$ einer flachen Scheibe von Bedeutung. In diesem Fall gilt $N_x = N_z = 0$ und $N_y = 4\pi$. Die Resonanzfrequenz ergibt sich dann zu $\omega_0 = \gamma \sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M)}$.

Zusätzlich zur Formanisotropie können weitere Anisotropieeffekte auftreten. Dazu zählt die Kristallanisotropie, die durch die Kristallstruktur des Materials verursacht wird. Diese bewirkt eine Richtungsabhängigkeit der Magnetisierbarkeit. Eine weitere Ursache für Anisotropien sind mechanische Spannungen, die bei der Herstellung einer Probe auftreten können. Diese lassen sich durch die Einführung des Anisotropiefeldes beschreiben, das einen zusätzlichen Beitrag zum Magnetfeld darstellt.

3 Durchführung

3.1 Allgemeines

Zentraler Bestandteil des Versuchsaufbaus ist ein Hohlraumresonator, der sich in einem regelbaren Magnetfeld befindet. Dieser ist über eine Blende an einen Hohlleiter angekoppelt. So kann eine Mikrowelle mit der Resonanzfrequenz des Resonators eingekoppelt und dieser in Schwingung versetzt werden. Die zu untersuchende Probe wird so in den Hohlleiter eingebracht, dass die Amplitude des magnetischen Feldes maximal wird, während die elektrische Feldkomponente verschwindet. Dabei ist das magnetische Wechselfeld senkrecht zum statischen Feld.

Die Mikrowelle wird von einem HF-Generator erzeugt und in den Hohlleiter eingekoppelt. Die vom Resonator ausgekoppelte Welle wird durch den gleichen Hohlleiter zurückgeführt und mit einem Zirkulator bzw. einen Richtkoppler einem Diodenempfänger zugeführt.

Um die Resonanz des Hohlraums zu bestimmen, wird die Frequenz der eingestrahlten Mikrowelle variiert und nach einem Resonanzpeak gesucht. Auf diesen wird anschließend die Senderfrequenz eingestellt. Zusätzlich wird die Frequenz moduliert und das gemessene Signal einem Lock-In-Verstärker zugeführt. Die gemessene Amplitude ist proportional zur Ableitung der Signalintensität nach der eingestrahlten Frequenz. Dadurch kann die Frequenz automatisch auf die Resonanz stabilisiert werden. Die Resonanzfrequenz ist abhängig vom Inhalt des Resonators, da sich durch dessen elektrische und magnetische Eigenschaften die Laufzeit der Wellen im Resonator und damit bei konstanter Wellenlänge die Frequenz variiert.

Um das Signal/Rausch-Verhältnis zu verbessern, wird die Magnetfeldmessung nach dem Lock-In-Prinzip durchgeführt. Dafür wird das statische Magnetfeld mittels einer Korrekturspule moduliert und nach einem Signal mit der Modulationsfrequenz gesucht. Dieses ist proportional zur Ableitung der Signalintensität nach der magnetischen Feldstärke. Um die Resonanzkurven aus dem aufgezeichneten Signal zu bestimmen, ist dieses daher zu integrieren.

Das Messprinzip für die Lock-In-Messungen zur Stabilisierung der Frequenz und zur Messung des resonanten Magnetfeldes ist in Abb. 3 dargestellt. Auf der x-Achse ist der zu variierende Parameter (also die Frequenz bzw. die magnetische Feldstärke) aufgetragen, während auf der y-Achse die Intensität des empfangenen Signals aufgetragen ist. Die schwarze Kurve stellt die Resonanz dar. Variiert man den Parameter im Zentrum der Resonanz (rote Kurve), so besitzt das empfangene Signal keine Komponente mit der Modulationsfrequenz. Außerhalb der Resonanz ist jedoch eine solche Komponente vorhanden, wie die grüne und blaue Kurve zeigen. Diese ist proportional zur Steigung der Resonanzkurve.

3.2 Aufnahme der Diodenkennlinie

Wie in der Einleitung beschrieben, ist die Spannung am Ausgang eines Diodenempfängers im unteren Bereich proportional zur empfangenen Leistung und im oberen Bereich proportional zur Wurzel der Leistung. Daher ist zunächst für die verwendete Diode der lineare Bereich zu bestimmen. Dafür wird der Mikrowellensender auf die Resonanzfrequenz des leeren Resonators eingestellt und die Sendeleistung variiert. Dabei wird die Detektorspannung gemessen.

3.3 Eichung des Magnetfeldes

Die Flußdichte im Inneren des Magneten wird mit einer Hallsonde bestimmt. Zur Eichung wird ein organisches Radikal mit bekanntem g -Faktor verwendet. Im Versuch handelt es sich dabei um 2,2-diphenyl-1-picrylhydrazyl (DPPH) mit $g = 2,0036$. Dafür wird die Testsubstanz in den Resonator gebracht und die Mikrowellenfrequenz nachgeregelt. Anschließend wird das Magnetfeld langsam erhöht und die paramagnetische Resonanz des DPPH vermessen. Diese liegt bei $H = \frac{\hbar\omega}{g\mu_B}$. Durch Umpolen des Magneten lässt sich die Resonanz an zwei Punkten vermessen und so ein Offset herausrechnen.

3.4 Messung von Magnetresonanzen

Im Versuch wird die ferromagnetische Resonanz von dünnen Schichten untersucht. Diese werden in einen Resonator eingebaut und eine Mikrowelle mit dessen Resonanzfrequenz eingestrahlt. Dabei liegen sowohl das statische als auch das oszillierende Magnetfeld in der Probenebene, wobei die Felder senkrecht zueinander sind. In dem man bei verschiedenen Frequenzen misst, kann man den g -Faktor und die Sättigungsmagnetisierung bestimmen.

3.5 Messung der Anisotropie

Die Probe wird an einem Probenteller befestigt, der über einen Schrittmotor gedreht werden kann. Dadurch dreht sich die Probe innerhalb der Probenebene und somit auch in der Ebene, die durch das statische und das oszillierende Magnetfeld gegeben ist. Mittels einer Messautomatik wird die magnetische Resonanz bei verschiedenen Winkeln vermessen.

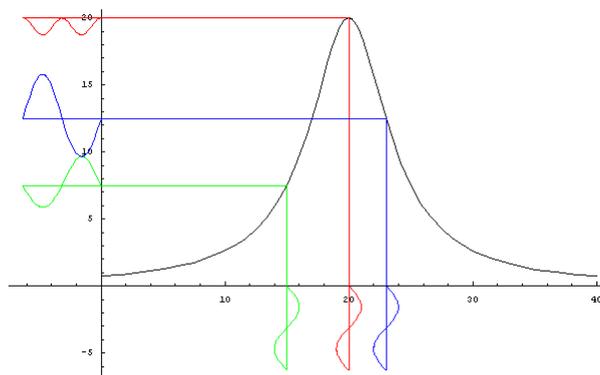


Abbildung 3: Messprinzip der Lock-In-Messungen

4 Auswertung

4.1 Linearitätsbereich der Diode

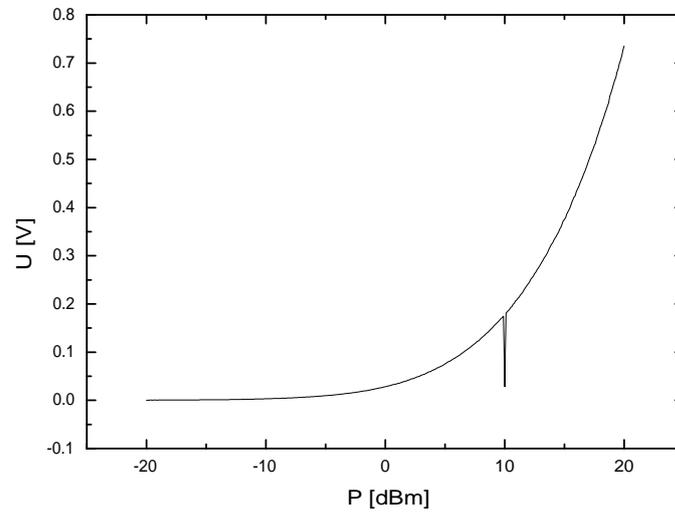


Abbildung 4: Kennlinie der verwendeten Diode

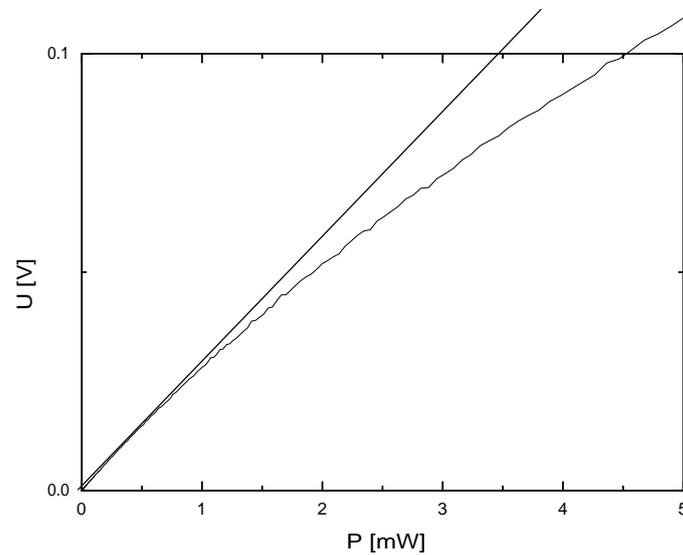


Abbildung 5: Kennlinie der verwendeten Diode (vergrößert)

Die Resonanzfrequenz des leeren Resonators wurde zu 9,525GHz bestimmt und die Sendefrequenz entsprechend eingestellt. Anschließend wurde die Amplitude des Senders zwischen -20 dBm und 20 dBm variiert und die gemessene Spannung aufgezeichnet. Die so ermittelte Kennlinie ist in Abb.

4 und Abb. 5 dargestellt. Man erkennt einen linearen Bereich bis zu einer Ausgangsspannung von 20mV, was bei dieser Messung einer Sendeleistung von 1mW entspricht.

4.2 Eichung des Magnetfeldes

Durch das Probenröhrchen mit DPPH ändert sich die Resonanzfrequenz des Hohlraums auf 9,49657GHz. Die magnetische Resonanz des DPPH, deren theoretischer Wert bei $H = 3390\text{Oe}$ liegt, findet sich bei gemessenen Feldstärken von $H_1 = -3408\text{Oe}$ und $H_2 = 3398\text{Oe}$. Durch lineare Regression erhält man den Zusammenhang zwischen gemessenem und wahren Magnetfeld zu

$$H_{\text{wahr}} = 0,996H_{\text{gemessen}} + 4,98\text{Oe}$$

4.3 FMR einer Heusler-Legierung

Bei der ersten Probe handelt es sich um eine Heuslerlegierung. Diese verändert die Resonanzfrequenz auf 9,49842GHz. Eine ferromagnetische Resonanz lässt sich jedoch nicht feststellen.

4.4 FMR von 20nm Co auf Si

Als zweite Probe wird ein Cobaltfilm von 20nm auf p-Silizium untersucht. Als Resonanzfrequenz ergibt sich 9,452GHz. Zunächst wird die FMR für Winkel von 0° , 45° und 90° manuell vermessen, um die Stabilität der Frequenzregelung zu überprüfen. Dann wird der Schrittmotor auf einen automatischen Vorschub von 4° pro Messung eingestellt und für jeden Winkel die Resonanz vermessen. Das Ergebnis ist in Abb. 6 dargestellt. Die gemessene Kurve kann modelliert werden durch eine Funktion der Form

$$H_{\text{res}} = (723,47 \pm 0,60)\text{Oe} - (23,75 \pm 0,84)\text{Oe} \cos(2\phi - (149,6^\circ \pm 1,0^\circ))$$

Die Abhängigkeit vom Cosinus des doppelten Winkels lässt auf eine uniaxiale Anisotropie schließen. Diese ist durch das Wachstum der Probe bedingt, die während der Herstellung periodisch in einer Richtung bewegt wurde und somit durch magnetostriktive Effekte anisotrop gewachsen ist.

Aus der Grafik ist ersichtlich, weiter dass die gemessene Kurve in den Minima deutlich von der Ausgleichskurve abweicht. Dies deutet darauf hin, dass die gemessene Anisotropie nicht ausschließlich uniaxial ist, sondern weitere Komponenten aufweist. Betrachtet man die Breite der Resonanz (Abb. 7), so findet man eine besonders hohe Breite in der magnetisch leichten Richtung. Dies ist auf eine höhere Dämpfung der Resonanz zurückzuführen.

Zur Bestimmung des g -Faktors und der Sättigungsmagnetisierung wurde die Probe in einen zweiten Resonator eingebaut, mit dem sich die Messfrequenz verändern lässt. Der Winkel wurde auf 270° fest eingestellt. Da es während der Messung zu Schwierigkeiten beim Auffinden der Resonanzfrequenz und beim Herausfiltern des FMR-Signals kam, konnte nur eine weitere Resonanz bei $f = 8,258\text{GHz}$ und $H = 520\text{Oe}$ vermessen werden.

Mit den zwei gemessenen Werten für Resonanzfrequenz und Magnetfeld lässt sich mit Hilfe der Gleichung $\omega_0 = \gamma\sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M)}$ durch Einsetzen beider Werte der g -Faktor $g = \frac{\hbar}{\mu_B}\gamma$ und die Sättigungsmagnetisierung M bestimmen, wobei davon ausgegangen wird, dass sich die Probe beim anliegenden Magnetfeld bereits in der Sättigung befindet. Einsetzen der gemessenen Werte für einen Probenwinkel von 270° liefert die offenbar sinnlosen Werte $g = 17,4$ und $M = -40,9\text{Oe}$.

Um die Ursache für die falschen Resultate zu finden, wurden die Daten mit Messdaten aus einer SQUID-Magnetometrie verglichen. Dieser war der Wert für die Sättigungsmagnetisierung von $M = 1250\text{Oe}$ zu entnehmen. Setzt man diesen Wert zusammen mit den Messwerten für die Bestimmung von g ein, so erhält man aus der ersten Messung $g = 1,94$ und aus der zweiten Messung $g = 0,321$. Die Größenordnung des ersten Ergebnisses entspricht eher dem erwarteten Wert, allerdings liegt der Wert unter dem eines einzelnen Elektrons, wohingegen ein höherer Wert zu erwarten wäre.

Das zweite Ergebnis liegt erneut jenseits des zu erwartenden Bereichs, was auf eine fehlerhafte Bestimmung der Resonanz schließen lässt.

Eine mögliche Ursache für die Abweichung des ersten Ergebnisses ist eine Abweichung der Sättigungsmagnetisierung von der SQUID-Messung. Die Abhängigkeit des errechneten g -Faktors von der Sättigungsmagnetisierung ist in Abb. 8 dargestellt. Unter der Annahme, dass die tatsächliche Magnetisierung der Probe kleiner ist als der gemessene Wert, erhält man einen höheren g -Faktor, wie erwartet.

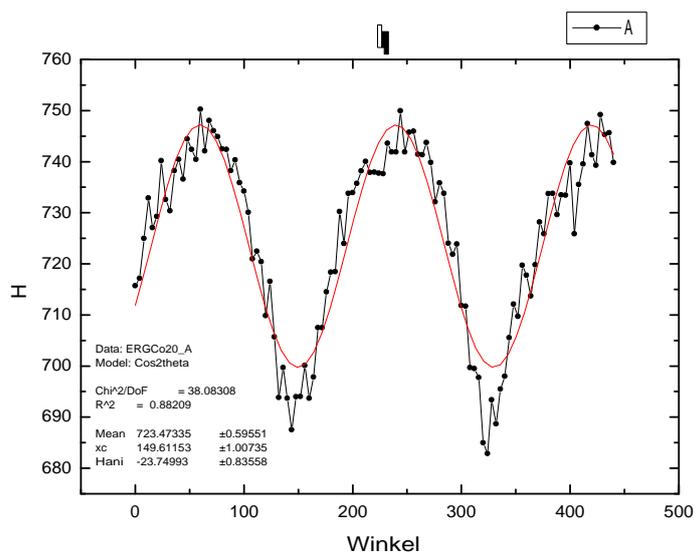


Abbildung 6: Winkelabhängigkeit der FMR

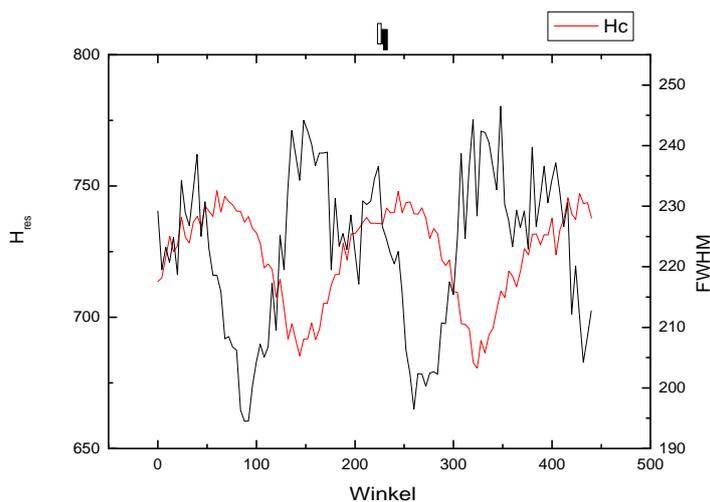


Abbildung 7: Winkelabhängigkeit der Resonanzbreite (schwarz: Breite, rot: Zentrum der Resonanz)

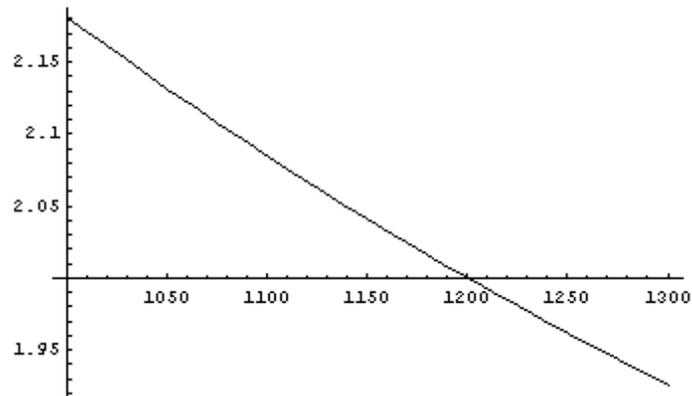


Abbildung 8: Abhängigkeit des errechneten g -Faktors von der Sättigungsmagnetisierung M (in Oe)

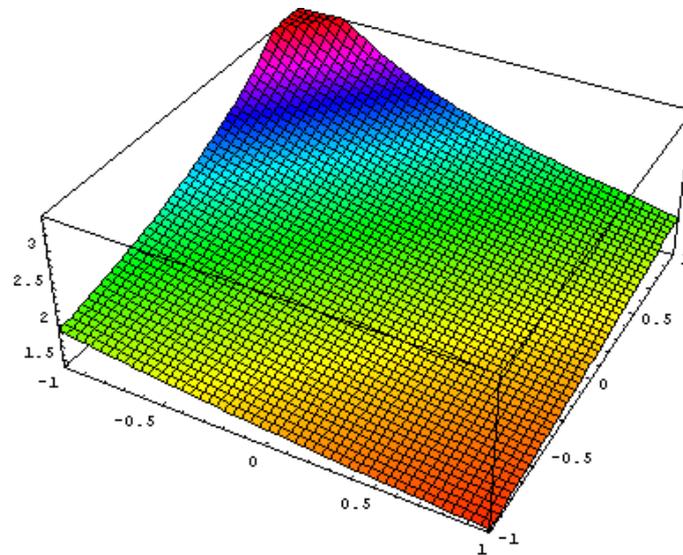


Abbildung 9: Abhängigkeit des errechneten g -Faktors von den Kippwinkeln der Probe (in $^\circ$)

Eine weitere Möglichkeit besteht in einer Kippung der Probe, wodurch sich die Entmagnetisierungsfaktoren ändern. Dieser Effekt ist in Abb. 9 dargestellt. Wie man sieht, führt bereits eine kleine Verkippung der Probe um weniger als 1° zu einer starken Abweichung beim errechneten g -Faktor. Dies ist die wahrscheinlichste Ursache für die gemessenen Werte.

Literatur

- [1] Günter Nimtz, "Mikrowellen: Einführung in die Theorie und Anwendung", Hanser 1980
- [2] Charles Kittel, "Einführung in die Festkörperphysik"
- [3] Grimsehl, Lehrbuch der Physik, Band II, Elektromagnetisches Feld, Teubner 1963
- [4] Manuel Hohmann, "Hochfrequente elektromagnetische Wechselfelder", Facharbeit am Ratsgymnasium Wolfsburg, 2000