



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
MÜNCHEN



WALTHER - MEISSNER -
INSTITUT FÜR TIEF -
TEMPERATURFORSCHUNG



BAYERISCHE
AKADEMIE DER
WISSENSCHAFTEN

Schnelles thermisches Tempern von $\text{Pt|Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Heterostrukturen

Bachelorarbeit von
Philipp Schwenke

Themensteller: Prof. Dr. Rudolf Gross

Betreuer: Dr. Stephan Geprägs

München, 31. Juli 2019

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Theorie	3
2.1	Spin Hall Magnetwiderstand	3
2.2	Nicht lokaler Magnetwiderstand (MMR)	5
2.3	$\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Pt Heterostrukturen	6
3	$\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Pt Heterostrukturen	9
3.1	Schnelles thermisches Tempern von dünnen $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Schichten	10
3.1.1	Herstellung und strukturelle Eigenschaften von kristallinen $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Schichten	10
3.1.2	Magnetische Eigenschaften der dünnen $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Schichten	15
3.1.3	Zusammenfassung	18
3.2	Herstellung und Eigenschaften von normalen Pt $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Bilagen	18
3.2.1	Herstellung und strukturelle Eigenschaften der normalen Pt $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Bilagen	18
3.2.2	Winkelaufgelöster Magnetotransport der Pt $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Bilagen	21
3.2.3	Zusammenfassung	28
3.3	Herstellung und Eigenschaften der invertierten $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Pt Bilagen	28
3.3.1	Herstellung und strukturelle Eigenschaften der invertierten $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Pt Bilagen	29
3.3.2	Winkelaufgelöster Magnetotransport der invertierten $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Pt Bilage	30
3.3.3	Zusammenfassung	31
3.4	Herstellung und Eigenschaften von $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Pt $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Heterostrukturen	32
3.4.1	Herstellung und strukturelle Eigenschaften der $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Pt $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Trilagen	32
3.4.2	Magnetische Eigenschaften der $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Pt $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Trilagen	34
3.4.3	Zusammenfassung	35
4	Zusammenfassung und Ausblick	37
4.1	Ausblick	38

A Experimentelle Methoden	41
A.1 Probenherstellung	41
A.1.1 Probenvorbereitung	41
A.1.2 Ultrahochvakuum Cluster	41
A.1.3 Gepulste Laserdeposition (PLD)	41
A.1.4 Elektronenstrahlverdampfung (EVAP)	42
A.2 Analysemethoden	43
A.2.1 Röntgendiffraktometrie (XRD)	43
A.2.2 Rasterkraftmikroskopie	45
A.2.3 SQUID - Magnetometrie	46
A.2.4 Ferromagnetische Resonanz (FMR)	47
A.2.5 Strukturierung der Proben für Magnetotransportmessungen	48
Literaturverzeichnis	49
Danksagung	51

Kapitel 1

Motivation

In der heutigen Zeit spielt die Speicherung und Verarbeitung von Daten eine immer größere Rolle. Dies basiert in der Informationstechnologie bis heute klassisch auf Ladungsbasierenden Konzepten. Allerdings erreicht die stetige Minimierung der elektronischen Komponenten langsam ein Limit. Außerdem führt diese Verkleinerung zu einer Erhöhung der durch die Ladungsströme erzeugten Jouleschen Wärme. Eine mögliche Lösung dieses Problems könnte die Verwendung reiner Spinströme sein, weshalb diese in den letzten Jahren für die Verwendung in der Informationstechnologie untersucht wurden. Reine Spinströme sind Drehimpulsströme, ohne die Verknüpfung eines elektrischen Ladungsstroms und können somit auch in elektrischen Isolatoren auftreten.

Eine bedeutende Rolle spielen dabei vor allem Heterostrukturen, die aus Schichten aus einem schweren paramagnetischen Element und Schichten aus magnetischen Isolatoren bestehen. Dabei stellten sich Platin (Pt)/Yttrium Eisengranat ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, YIG) als optimale Heterostrukturen heraus. Bei diesen ist insbesondere eine gute Qualität der Grenzfläche von sehr hoher Bedeutung.

Bereits 1991 wurde von T. Suzuki [7] gezeigt, dass Granat-Filme eine bessere Morphologie aufweisen können, wenn diese durch schnelles thermisches Tempern kristallisiert werden. Dabei wurde gezeigt, dass bei den durch diesen Prozess hergestellten Proben die mikrostrukturelle Inhomogenität, sowie die Oberflächenrauigkeit von Substraten, die mithilfe eines Sputter Prozesses aufgetragen wurden, deutlich verringert werden konnte. Dieses Verfahren des schnellen thermischen Temperns wurde über die Jahre von verschiedenen Gruppen weiter untersucht. Zum Beispiel wurde 2005 von S.Y. Sung und Mitarbeiter [8] gezeigt, dass sich $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) auf MgO aufbringen lässt und mithilfe des schnellen thermischen Temperns kristallisiert werden konnte. Dabei wurde angemerkt, dass dieser Prozess vor allem für die Halbleiterindustrie vielversprechend ist, aufgrund der

geringeren thermischen Last. Eine weitere Möglichkeit zur Anwendung ist die Integration von YIG auf Chips zur optischen Isolierung von optischen Resonatoren, die von Lei Bi und Mitarbeitern [9] erreicht wurde. Diese Integration wurde weiter von Xue Yin Sun und Mitarbeitern [10] untersucht, welche Bi- und Trilagen aus mit Cerium versetzten YIG und normalen YIG mithilfe des schnellen thermischen Temperns auf Si erfolgreich herstellten. Zuletzt wurde durch Tatsuhiko Nozue und Mitarbeitern [11] gezeigt, dass es mithilfe des schnellen thermischen Temperns möglich ist, mehrlagige YIG/Pt/YIG Heterostrukturen auf GGG herzustellen. Diese haben laut den Autoren sehr gute kristallinen Eigenschaften und können für Spinstrom-basierte Experimente verwendet werden.

Dies zeigt, dass Pt|YIG Heterostrukturen hergestellt mittels des schnellen thermischen Temperns möglicherweise die Schwierigkeiten bzgl. der Interdiffusion von YIG in Pt und die mögliche Oxidation von Pt während der Herstellung verringert und eine gute Ausgangsposition für die Untersuchung reiner Spinströme in diesen Heterostrukturen darstellt. Diese Arbeit ist in 4 Kapitel unterteilt, in denen die Herstellung von Pt|YIG Heterostrukturen mittels schnellen thermischen Temperns sowie deren Eigenschaften untersucht werden. Dazu wird in Kapitel 2 der für das Verständnis dieser Arbeit relevante theoretische Hintergrund kurz vorgestellt und diskutiert. In Kapitel 3 werden einzelne YIG-Schichten, normale Pt|YIG sowie invertierte YIG|Pt Bilagen und YIG|Pt|YIG Trilagen analysiert. Die Arbeit schließt mit der Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse sowie einen Ausblick in Kapitel 4 ab.

Kapitel 2

Theorie

In diesem Kapitel wird die grundlegende Theorie, die zum Verständnis dieser Arbeit notwendig ist diskutiert. Dazu wird zuerst die Funktionsweise des Spin Hall Magnetwiderstandes erklärt, woraufhin der nicht lokale Magnetwiderstand diskutiert wird. Zuletzt wird die Herstellung von Heterostrukturen aus ferrimagnetischen Isolatoren (FMI) und schweren paramagnetischen Metallen (NM) mithilfe des schnellen thermischen Temperns motiviert.

2.1 Spin Hall Magnetwiderstand

Unter einem Magnetwiderstand versteht man nach Ref. [15] die Änderung des Widerstandes eines Materials durch Änderung eines externen Magnetfeldes. In NM|FMI Heterostrukturen ist vor allem der Spin Hall Magnetwiderstand (SMR) von großer Bedeutung, da FMI ein elektrischer Isolator ist, und somit ein elektrischer Strom nur in der NM-Lage fließen kann. Um den Spin Hall Magnetwiderstand zu verstehen, ist es wichtig den Spin Hall Effekt (SHE) und den inversen Spin Hall Effekt (ISHE) zu diskutieren. Durch die große Spin-Bahn Wechselwirkung des NM Materials, wie beispielsweise Platin, kann durch einen Ladungsstrom \mathbf{J}_q ein Spinstrom \mathbf{J}_s erzeugt werden. Dies wird als SHE bezeichnet und ist über die Gleichung

$$\mathbf{J}_s = \alpha_{\text{SH}} \left(-\frac{\hbar}{2e} \right) \mathbf{J}_q \times \mathbf{s} \quad (2.1)$$

beschrieben [14]. Dabei ist \mathbf{s} die Spinpolarisation und α_{SH} der Spin Hall Winkel. Dieser ist definiert über $\alpha_{\text{SH}} = \sigma_{\text{SH}}/\sigma$. Wobei σ die elektrische Leitfähigkeit und σ_{SH} die Spin Hall Leitfähigkeit ist. Analog dazu kann ein Spinstrom \mathbf{J}_s mithilfe des inversen Spin Hall Effekts (ISHE) in ein Ladungsstrom \mathbf{J}_q umgewandelt werden. Dieser zu dem SHE inversen

Prozess ist beschrieben über

$$\mathbf{J}_q = \alpha_{\text{SH}} \left(-\frac{\hbar}{2e} \right) \mathbf{J}_s \times \mathbf{s} \quad (2.2)$$

Durch das Zusammenwirken des SHE und des ISHE wird der Stromfluss im NM beeinflusst. Wenn an die NM Schicht ein Ladungsstrom \mathbf{J}_q angelegt wird, induziert dieser einen Spinstrom $\mathbf{J}_s^{\text{SHE}}$ senkrecht zu \mathbf{J}_q . Dies führt zu einer Spin-Akkumulation an der Grenzfläche des NM. Der entstandene Gradient der Spin-Akkumulation erzeugt wiederum einen diffusiven Spinstrom $\mathbf{J}_s^{\text{diff}}$ der dem ursprünglichen Spinstrom $\mathbf{J}_s^{\text{SHE}}$ entgegengesetzt ist und diesen kompensiert. Grenzt nun die NM Schicht an einen FMI, wie zum Beispiel $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG), so kann je nach Orientierung der Magnetisierung \mathbf{M} der FMI Schicht dieser Spinstrom von der FMI Schicht absorbiert oder reflektiert werden (vgl. Abb 2.1). Wenn die Magnetisierung \mathbf{M} senkrecht zur Spinrichtung \mathbf{s} steht, bewirkt der Spinstrom $\mathbf{J}_s^{\text{diff}}$ einen sogenannten spin transfer torque auf die Magnetisierung des FMIs und der Spinstrom $\mathbf{J}_s^{\text{SHE}}$ wird teilweise absorbiert. Wenn \mathbf{M} parallel zu \mathbf{s} ist, wird in erster Näherung $\mathbf{J}_s^{\text{diff}}$ am FMI reflektiert, da kein spin transfer torque auf die Magnetisierung ausgeübt werden kann. Bei der Reflektion des Spinstroms $\mathbf{J}_s^{\text{diff}}$ an der Grenzfläche kann im FMI ein Magnon erzeugt oder vernichtet werden. Dies wird bei der Behandlung des SMR vernachlässigt, da dies nur einen kleinen Beitrag zum SMR liefert. Bei der Behandlung des nicht lokalen Magnetwiderstandes (MMR) (siehe Kapitel 2.2) ist dies allerdings von großer Bedeutung. Um nun den SMR genauer verstehen zu können, muss nach Ref. [14] die Spin-

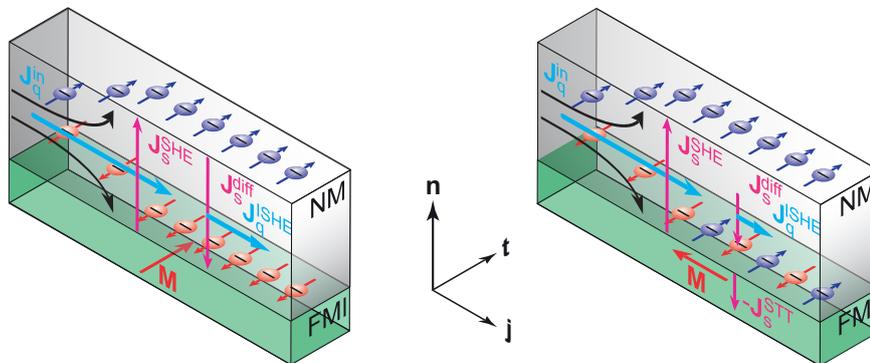


Abbildung 2.1: Abhängigkeit der Transmission des Spinstroms $\mathbf{J}_s^{\text{SHE}}$ als Funktion der Magnetisierung \mathbf{M} . Steht die Magnetisierung parallel zur Spinrichtung (links) wird in erster Näherung $\mathbf{J}_s^{\text{SHE}}$ an der Grenzfläche reflektiert und der Diffusionspinstrom $\mathbf{J}_s^{\text{diff}}$ kompensiert mithilfe des ISHE den Effekt des durch den SHE erzeugten Spinstrom $\mathbf{J}_s^{\text{SHE}}$. Ist die \mathbf{M} senkrecht zu der Spinrichtung (rechts) bewirkt der $\mathbf{J}_s^{\text{SHE}}$ einen sogenannten spin transfer torque $-\mathbf{J}_s^{\text{STT}}$, sodass $\mathbf{J}_s^{\text{diff}}$ den durch den SHE erzeugten Spinstrom $\mathbf{J}_s^{\text{SHE}}$ nicht kompensieren kann. Dies bewirkt, dass der durch den ISHE erzeugte Ladungsstrom $\mathbf{J}_s^{\text{SHE}}$ kleiner ist als \mathbf{J}_q . Figur entnommen aus Ref. [18].

Diffusion in FMI|NM Bilagen berechnet werden, wobei auch die Magnetisierungsrichtung

beachtet werden muss. Phenomenologisch erhält man für den longitudinalen spezifischen Widerstand $\rho_{\text{long}}^{\text{SMR}}$ und für den spezifischen transversalen Widerstand $\rho_{\text{trans}}^{\text{SMR}}$ der NM Schicht

$$\rho_{\text{long}}^{\text{SMR}} = \rho_0^{\text{SMR}} + \rho_1^{\text{SMR}} [1 - m_t^2] \quad (2.3)$$

$$\rho_{\text{trans}}^{\text{SMR}} = \rho_2^{\text{SMR}} m_n + \rho_3^{\text{SMR}} m_j m_t \quad (2.4)$$

wobei ρ_0^{SMR} in etwa dem normalen Widerstand der NM Schicht entspricht und m_j , m_t und m_n die Richtungskosinus der Magnetisierung \mathbf{M} des FMI unter Verwendung des in Abb. 2.1 dargestellten Koordinatensystems sind. Nach dem theoretischen SMR Modell sollte dabei $\rho_1^{\text{SMR}} = \rho_3^{\text{SMR}}$ sein. Dieser Magnetwiderstand zeigt somit eine andere Winkelabhängigkeit des spezifischen Widerstandes wie zum Beispiel der in metallischen Ferromagneten vorhandene anisotrope Magnetwiderstand (AMR) der durch

$$\rho_{\text{long}}^{\text{AMR}} = \rho_0^{\text{AMR}} + \Delta\rho^{\text{AMR}} m_j^2 \quad (2.5)$$

$$\rho_{\text{trans}}^{\text{AMR}} = \rho_2^{\text{AMR}} m_n + \Delta\rho^{\text{AMR}} m_j m_t \quad (2.6)$$

beschrieben wird. Insbesondere wird im SMR Modell eine endliche Variation von $\rho_{\text{long}}^{\text{SMR}}$ bei Winkeldrehungen der Magnetisierung in einer Ebene senkrecht zur Stromdichte \mathbf{j} erwartet, während in dieser Ebene bei einem vorhandenen AMR keine Änderung in $\rho_{\text{long}}^{\text{AMR}}$ sichtbar sein sollte. Dies ist bei einer Winkeldrehung der Magnetisierung in einer Ebene senkrecht zu \mathbf{t} gerade umgekehrt [14].

2.2 Nicht lokaler Magnetwiderstand (MMR)

Der nicht lokale Magnetwiderstand (MMR) ist ein weiterer Effekt, der bei der Untersuchung von FMI/NM Heterostrukturen auftritt. Die prinzipielle Funktionsweise wird mithilfe

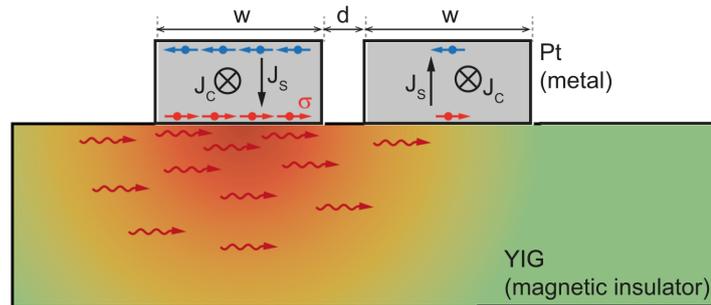


Abbildung 2.2: Prinzipielle Funktionsweise des nichtlokalen Magnetwiderstandes in einer FMI/NM (hier: YIG/Pt) Struktur. \mathbf{J}_c steht hier für einen Ladungsstrom, \mathbf{J}_s für einen Spinstrom und die gewellten roten Pfeile stellen induzierte Magnonen dar. Der farbliche Übergang (rot zu grün) in YIG soll den Zerfall dieser Magnonen darstellen. Figur entnommen aus Ref. [16].

Abbildung 2.2 deutlich. Der MMR kommt laut Ref. [16] dadurch zustande, dass der durch

einen Ladungsstrom \mathbf{J}_c im ersten NM Streifen mithilfe des SHE erzeugte Spinstrom \mathbf{J}_s im NM je nach Orientierung der Magnetisierung im FMI Magnonen erzeugt. Diese können zu einem zweiten NM Streifen diffundieren und dort einen Spinstrom \mathbf{J}_s induzieren. Durch den ISHE wird durch den Spinstrom \mathbf{J}_s wieder ein Ladungsstrom \mathbf{J}_c erzeugt, der parallel zu dem im ersten NM Streifen ist. Dieser Effekt kann somit offensichtlich dazu benutzt werden, um eine Magnonenpropagation im FMI nachzuweisen. Erst kürzlich wurde dieser Effekt auch in horizontalen Pt/YIG/Pt Heterostrukturen untersucht [12]. Dabei können durch Wahl der Schichtdicken der einzelnen Schichten die Abstände bis zu einigen nm verringert werden.

2.3 $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ |Pt Heterostrukturen

Im Laufe dieser Arbeit wird als FMI $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) und als NM Pt verwendet. Die Herstellung von YIG|Pt Heterostrukturen birgt einige Schwierigkeiten [4, 6]. Zum einen ist die Herstellung in einer Sauerstoffatmosphäre problematisch, da dabei die Pt Schicht möglicherweise oxidieren kann. Auch eine mögliche Interdiffusion von YIG in Pt durch den hochenergetischen Prozess der gepulsten Laserdeposition bei endlicher Substrattemperatur von einigen 100°C zur Herstellung der YIG Schicht stellt ein Problem dar. Eine mögliche Lösung dabei stellt das schnelle thermische Tempern dar. Laut Ref. [11] konnten durch dieses Verfahren Multilagen hergestellt werden, die sehr gute kristalline Eigenschaften aufweisen, sowie sich sehr gut für Spinstrom basierte Messungen, wie zum Beispiel die Messung des SMR oder des Spin-Seebeck Effektes, eignen und somit eine für Spinströme gute YIG|Pt Grenzfläche besitzen.

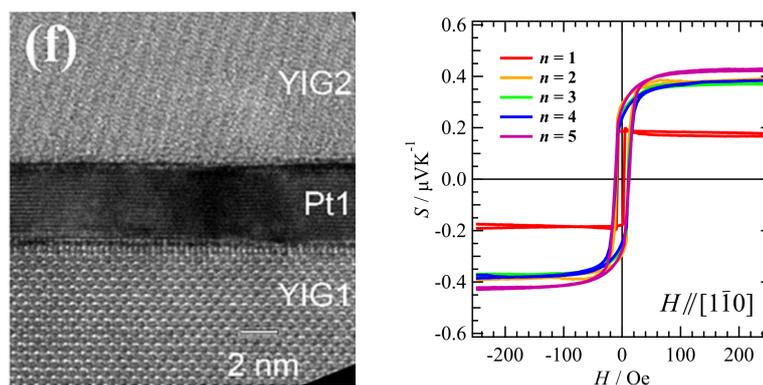


Abbildung 2.3: TEM Aufnahme der von T. Nozue und Mitarbeitern hergestellten YIG|Pt|YIG Heterostruktur (links) sowie die Messungen des Spin-Seebeck-Effektes (SSE) an diesen Heterostrukturen (rechts). Figur entnommen aus Ref. [11].

In Abbildung 2.3 ist eine Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) Aufnahme der von T. Nozue und Mitarbeitern [11] hergestellten YIG|Pt|YIG Heterostruktur sowie die Messungen des Spin-Seebeck-Effektes an diesen Heterostrukturen dargestellt. Dabei zeigt

sich, dass die YIG1-Schicht einkristallin ist und somit eine sehr gute kristalline Qualität besitzt. Bei der YIG2-Schicht lässt sich anhand des linienartigen Musters erkennen, dass diese Schicht möglicherweise polykristallin gewachsen ist (vgl. Abb. 2.3(links)). Die Messungen des Spin-Seebeck-Effektes (SEE) zeigt, dass dieser durch eine mehrlagige n ($n > 1$) Pt|YIG Bilagen im Vergleich zu einer Pt|YIG Bilage ($n=1$) verdoppelt werden kann (vgl. Abb. 2.3(rechts)). Zur Herstellung dieser Heterostrukturen haben T. Nozue und Mitarbeiter abwechselnd YIG und Pt auf GGG(110) gesputtert. Als Atmosphäre während des Sputterns von YIG haben sie Argon mit einen Anteil von 2 vol. % O_2 benutzt mit einem Druck von 10 Pa. Pt wurde unter einer reinen Argonatmosphäre gesputtert unter einem Druck von 10 Pa. Vor dem schnellen thermischen Tempern wurde noch eine dünne (≈ 2 nm) YIG Schicht auf die oberste Pt Schicht aufgebracht. Diese sollte eine Deformation des Pt Filmes verhindern. Beim Prozess des schnellen thermischen Temperns wurde in 60 s eine Temperatur von 825°C erreicht, auf der die Probe 200 s verweilte. Durch diesen Prozess soll eine mögliche Interdiffusion von Pt in YIG verhindert werden.

Die in Abb. 2.3 dargestellten Ergebnisse stellen einen interessanten Ausgangspunkt für die Herstellung und Untersuchung von Pt|YIG Heterostrukturen dar. Im Folgenden wird somit die Herstellung von Pt|YIG Heterostrukturen mittels schnellen thermischen Temperns sowie die Eigenschaften dieser analysiert.

Kapitel 3

$Y_3Fe_5O_{12}|Pt$ Heterostrukturen

In diesem Kapitel wird die Herstellung von Pt|YIG Heterostrukturen auf (001)-orientierten $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG) Substraten beschrieben. Die Herstellung ist in die in Abb 3.1 gezeig-

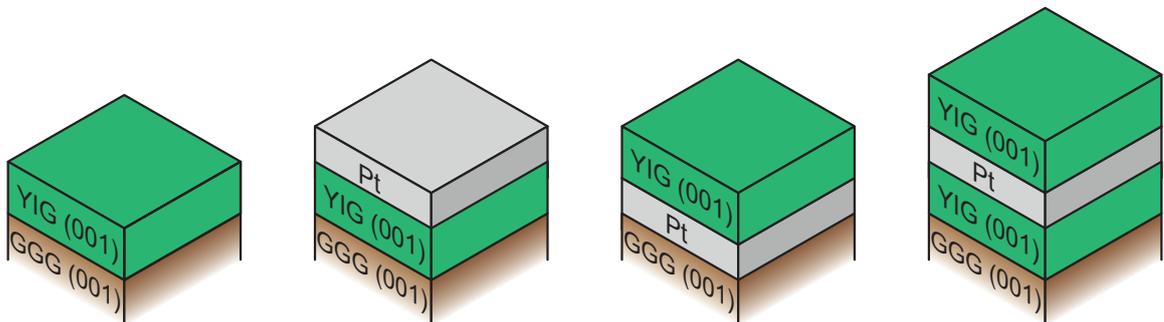


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung, der in diesem Kapitel diskutierten, einzelnen Pt|YIG Heterostrukturen (von links nach rechts): YIG||GGG(001), Pt|YIG||GGG(001) („normale“ Bilage), YIG|Pt||GGG(001) („invertierte“ Bilage), YIG|Pt|YIG||GGG(001) (Trilage).

ten 4 Schritte unterteilt. Hierbei wurde zuerst das Wachstum von YIG auf GGG(001) optimiert. Die hergestellten YIG Schichten wurden dabei auf ihre strukturellen und magnetischen Eigenschaften untersucht. Mit den hierbei bestimmten optimalen Parametern für die Herstellung von einkristallinen YIG Schichten mittels thermischen Tempens wurden anschließend sogenannte normale Bilagen (Pt|YIG) hergestellt. Neben den strukturellen und Eigenschaften wurde bei diesen Bilagen auch der Magnetwiderstand in Pt durch winkelaufgelösten Magnetotransport untersucht, um die spinbasierten Eigenschaften der Pt|YIG-Grenzfläche zu analysieren. Diese Eigenschaften wurden anschließend mit einer sogenannten „invertierten“ (YIG|Pt) Bilage verglichen. Zuletzt wurden Pt|YIG

Heterostrukturen ($\text{YIG}|\text{Pt}|\text{YIG}$) hergestellt und die strukturellen und magnetischen Eigenschaften dieser Trilagen untersucht.

3.1 Schnelles thermisches Tempern von dünnen $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Schichten

Der erste Schritt hinsichtlich der Herstellung von $\text{Pt}|\text{YIG}$ Heterostrukturen mittels schnellen thermischen Temperns ist die Herstellung und Analyse von einkristallinen YIG Schichten. Hierbei wurden die strukturellen Eigenschaften der Schichten durch Röntgendiffraktometrie und Rasterkraftmikroskopie bestimmt (siehe Kapitel A.2.1 und A.2.2). Die magnetischen Eigenschaften wurden mittels SQUID (engl. superconducting quantum interference device) Magnetometrie bzw. mittels ferromagnetischer Resonanz (FMR) bestimmt (siehe Kapitel A.2.3 und A.2.4).

3.1.1 Herstellung und strukturelle Eigenschaften von kristallinen $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Schichten

Die dünnen $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) Schichten wurden mithilfe der gepulsten Laser Deposition

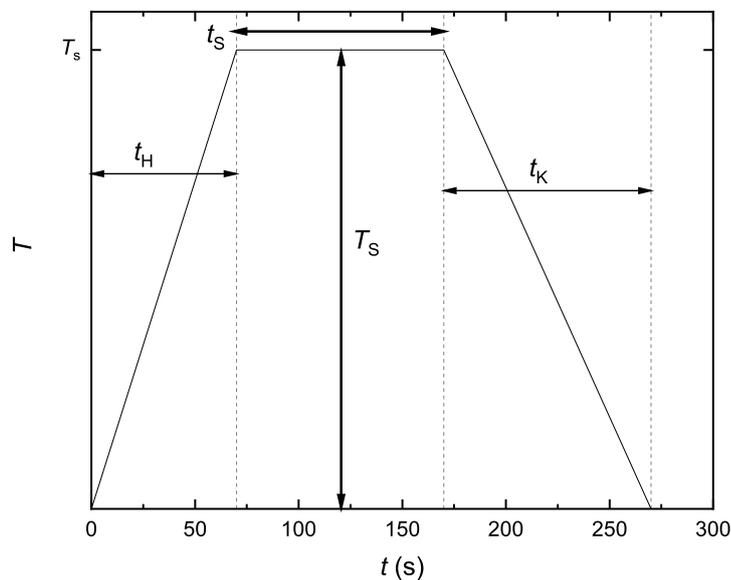


Abbildung 3.2: Temperaturverlauf des Substrats während des Prozesses des schnellen thermischen Temperns mit der maximalen Substrattemperatur T_S .

(PLD) (siehe A.1.3) von einem polykristallinen YIG Target bei Raumtemperatur hergestellt

und durch schnelles Aufheizen (in $t_H = 70$ s auf die Substrattemperatur T_S) und Abkühlen (in $t_K = 100$ s auf Raumtemperatur) kristallisiert (siehe Abb. 3.2). Das schnelle thermische Tempern ist notwendig, da sonst ein amorpher YIG Film vorliegt. In Abb. 3.3 ist die Röntgendiffraktometrie einer solchen bei Raumtemperatur gewachsenen YIG Schicht ohne schnelles thermisches Tempern gezeigt. Es ist nur der GGG(004)-Substratreflex und kein kristalliner YIG(004)-Reflex zu erkennen. Der YIG Film ist somit amorph. Um

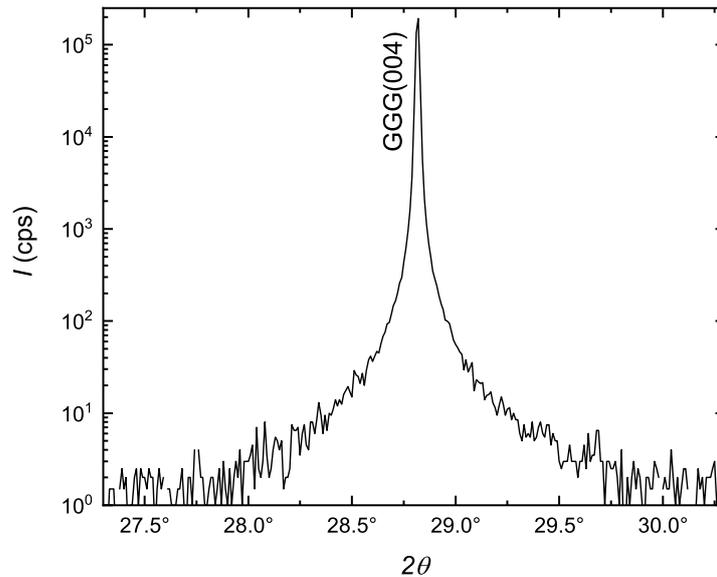


Abbildung 3.3: $2\theta - \omega$ Messung eines bei Raumtemperatur auf ein (100)-orientiertes GGG-Substrat gewachsenen YIG Filmes ohne schnelles thermisches Tempern.

die optimalen Eigenschaften der Kristallisation des YIG Filmes zu bestimmen, wurde die Wartezeit t_S , bei welcher das Substrat während des Temprens auf der Temperatur T_S verbleibt, die Substrattemperatur T_S und die Atmosphäre sowohl während des PLD Prozesses als auch während des Temprens variiert. Dazu wurden Wartezeiten t_S von 200 s, 100 s und 10 s verwendet. Die Substrattemperaturen T_S variierten zwischen 500°C und 700°C . Die verwendeten Atmosphären waren Argon und Sauerstoff mit jeweils einem Druck von $p = 25 \mu\text{bar}$. Die Energiedichte des Excimer Lasers am YIG Target betrug $\rho = 2.0 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$. Für das Wachstum wurde das Target mit Paketen von 250 Pulsen mit einer Frequenz $f = 10$ Hz und der Relaxationszeit $t_R = 10$ s zwischen den Paketen beschossen. Zur Optimierung von T_S und t_S wurden die Filme in einer Argon-Atmosphäre hergestellt und anschließend in der PLD Kammer getempert. Anschließend wurden die strukturellen Eigenschaften mittels der Röntgendiffraktometrie (XRD) untersucht.

Die Ergebnisse der XRD Messungen sind in Abb. 3.4 dargestellt. Die YIG-Proben der Substrattemperaturserie zeigen bei den $2\theta - \omega$ Messungen um den GGG(004) Substratreflex,

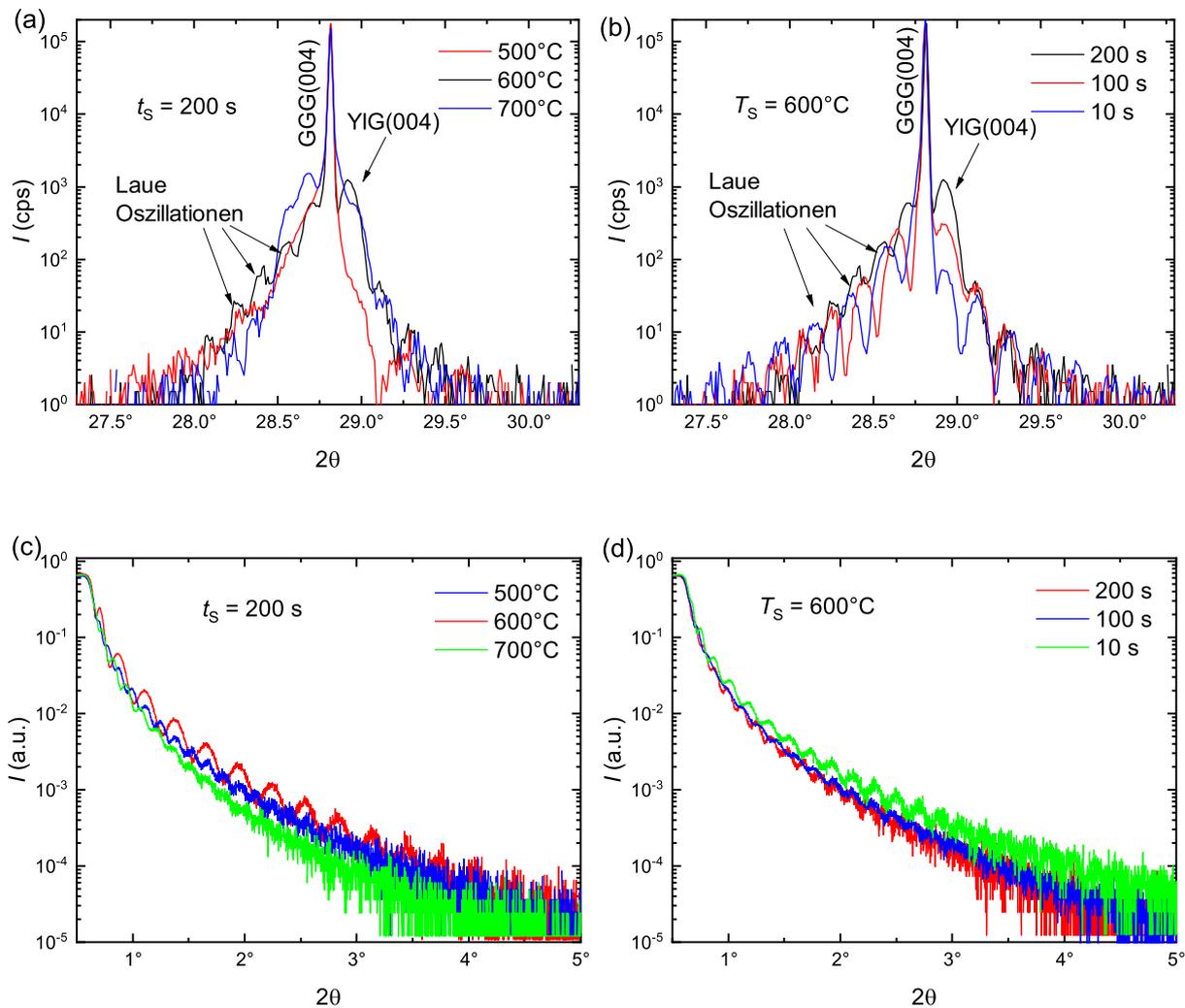


Abbildung 3.4: Röntgendiffraktometriemessungen der dünnen YIG Schichten, hergestellt bei verschiedenen Substrattemperaturen T_S und bei verschiedenen Wartezeiten t_S während des Temperns. (a), (c) $2\theta - \omega$ Messungen um den GGG(004) Substratreflex bzw. Reflektometrie-Messungen der YIG Filme getempert bei Substrattemperaturen von $T_S = 500^\circ\text{C}$, 600°C und 700°C und einer Wartezeit $t_S = 200$ s. (b), (d) $2\theta - \omega$ Messungen bzw. Reflektometrie-Messungen der YIG Schichten getempert bei $T_S = 600^\circ\text{C}$ und verschiedenen Wartezeiten $t_S = 200$ s, 100 s, und 10 s.

Laue-Oszillationen für allen verwendeten Substrattemperaturen T_S während des Temperns. Diese sind allerdings bei der Probe getempert bei $T_S = 500^\circ\text{C}$ im Vergleich zu den Messergebnissen der anderen Proben nicht so stark ausgeprägt. Laue Oszillationen sind ein Maß für ein kohärentes Wachstum der Netzebenen in der [001] Richtung und somit ein Grad für ein exzellentes kristallines Wachstum der dünnen YIG Schicht mit geringer Rauigkeit. Bei der dünnen YIG Schicht hergestellt mittels einer Substrattemperatur von

700°C während des Temperns sieht man einen größeren Untergrund als bei der YIG-Schicht, welche bei einer Substrattemperatur von $T_S = 600^\circ\text{C}$ kristallisiert wurde (vgl. Abb. 3.4(a)).

Probenbezeichnung	T_S ($^\circ\text{C}$)	t_S (s)	d_{YIG} (nm)	R (nm)
rYIG3	600	200	57.1 ± 0.2	0.24 ± 0.02
rYIG4	500	200	28.7 ± 0.2	0.22 ± 0.02
rYIG5	700	200	50.7 ± 0.2	0.39 ± 0.02
rYIG6	600	100	47.7 ± 0.2	0.30 ± 0.02
rYIG7	600	10	44.2 ± 0.2	0.11 ± 0.02
rYIG9	600	100	41.0 ± 0.2	0.02 ± 0.02

Tabelle 3.1: Substrattemperatur T_S und Wartezeit t_S während des Temperns sowie Dicke d_{YIG} und Rauigkeit R der hergestellten YIG-Schichten.

Bei der Messung der Reflektometrie ist zu erkennen, dass die Rauigkeit der Oberflächen der YIG Schichten hergestellt bei den Substrattemperaturen $T_S = 500^\circ\text{C}$ mit $R = (0.22 \pm 0.02)$ nm und 600°C mit $R = (0.24 \pm 0.02)$ nm sehr ähnlich sind. Die Oberfläche der YIG Schicht hergestellt bei einer Substrattemperatur von $T_S = 700^\circ\text{C}$ zeigt eine erhöhte Rauigkeit (siehe Abb. 3.4(c) bzw. Tab. 3.1).

Aus den $2\theta - \omega$ Messungen der YIG Schichten getempert bei $T_S = 600^\circ\text{C}$ mit verschiedenen Wartezeiten t_S (Abb. 3.4(b)) ist zu erkennen, dass bei einer Reduktion der Wartezeit auf $t_S = 100$ s der Untergrund deutlich verringert werden konnte. Außerdem sind trotz der Reduktion von t_S die Laue Oszillationen deutlich ausgeprägt. Bei noch kürzerer Wartezeit $t_S = 10$ s während des Tempervorganges kann dieser Untergrund weiter reduziert werden, bei weiterhin deutlich ausgeprägten Laue Oszillationen. Der YIG(004) Reflex und damit die Laue Oszillationen verschieben sich zu kleineren 2θ Winkeln mit abnehmenden Wartezeiten t_S . Aus der Reflektometrie der YIG Proben hergestellt bei verschiedenen Wartezeiten (Abb. 3.4(d)) ist zu erkennen, dass diese bei den Wartezeiten für $t_S = 200$ s mit der Rauigkeit $R = (0.24 \pm 0.02)$ nm und $t_S = 100$ s mit $R = (0.30 \pm 0.02)$ nm ein wenig rauer sind als für $t_S = 10$ s mit $R = (0.11 \pm 0.02)$ nm. Nichtsdestotrotz haben wir uns für $t_S = 100$ s entschieden, da diese besser mit der standardmäßig hergestellten Referenz (Abb. 3.5(a)) übereinstimmt. Außerdem kann bei kürzeren Wartezeiten t_S nicht ausgeschlossen werden, dass endliche Bereiche der dünnen YIG Schicht noch eine amorphe Struktur aufweisen. Somit wurde die optimale Substrattemperatur für das Kristallisieren des dünnen YIG Films mittels thermischen Temperns zu $T_S = 600^\circ\text{C}$ und die Wartezeit zu $t_S = 100$ s bestimmt.

Zur weiteren Optimierung wurden die YIG Filme mit den eben diskutierten Parametern auch in einer Sauerstoff-Atmosphäre hergestellt und mit einer standardmäßigen ohne schnelles thermisches Tempren hergestellten Referenzprobe verglichen. Beim standardmä-

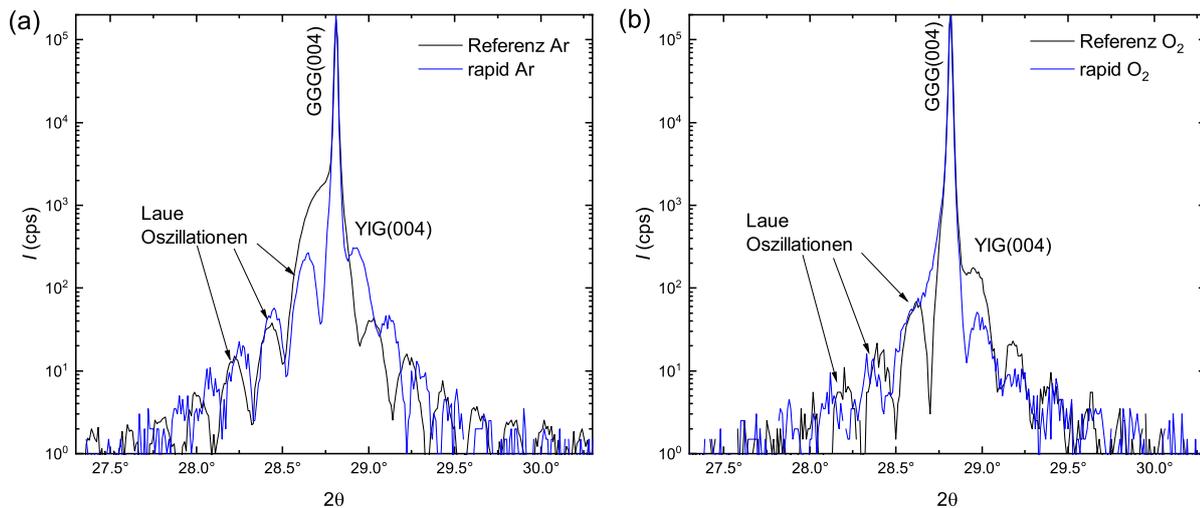


Abbildung 3.5: Röntgendiffraktometrie der YIG Schichten hergestellt bei verschiedenen Atmosphären. a) $2\theta - \omega$ Messungen der durch schnelles thermisches Tempern in Argon-Atmosphäre (Ar) hergestellten Probe (rapid Ar) im Vergleich zu einer standardmäßig hergestellten Probe (Referenz Ar). b) $2\theta - \omega$ Messungen der durch schnelles thermisches Tempern in Sauerstoff (O_2) hergestellten Probe (rapid O_2) im Vergleich zu einer standardmäßig hergestellten Probe (Referenz O_2).

ßigen Herstellungsverfahren wird die YIG Schicht bei einer konstanten Substrattemperatur von $T_S = 450^\circ\text{C}$ gewachsen, sodass kein thermisches Tempern mehr zur Kristallisation notwendig ist. In Abb. 3.5 sind die $2\theta - \omega$ Messungen für YIG-Filme, die in einer Argon- (Abb. 3.5(a)) bzw. Sauerstoff-Atmosphäre (Abb. 3.5(b)) hergestellt wurden im Vergleich zu einer standardmäßig hergestellten YIG Schicht dargestellt. Zu erkennen ist, dass die kristalline Qualität der durch schnelles thermisches Tempern hergestellten YIG Schichten vergleichbar zu den jeweiligen Referenzproben ist. Eine Verbesserung der kristallinen Qualität durch eine Sauerstoffatmosphäre ist allerdings durch die Röntgendiffraktometrie-messungen nicht ersichtlich. Deshalb wurden zur weiteren Analyse die Morphologie mithilfe eines Rasterkraftmikroskops (AFM) untersucht (siehe Kapitel A.2.2). Die Messungen wurden mit Hilfe von Sabine Pütter am JCNS-Zentrum in Garching durchgeführt.

In Abb. A.5 sind die AFM Messungen der mit schnellen thermischen Tempern hergestellten Proben in Argon und in Sauerstoff dargestellt. Dabei wurde je eine Fläche von $5\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$ mittig auf der Probe untersucht. Zu sehen ist, dass die Oberfläche der in Argon hergestellten Probe (Abb. A.5(a)) ziemlich rau ist mit vielen Peaks mit einer Höhe von bis zu 35 nm. Die ermittelte mittlere Rauigkeit ist $R_{\text{RMS}} = 4.44\ \text{nm}$ und somit deutlich rauer als durch die Simulation der Reflektometrie mit $R = (0.30 \pm 0.02)\ \text{nm}$ bestimmt wurde. Grund hierfür ist, dass diese Peaks bei der Röntgendiffraktometrie nicht aufgelöst werden können, da dort über die gesamte Probenoberfläche gleichzeitig gemessen wird und die Peaks somit nicht sichtbar sind. Bei der in Sauerstoff hergestellten Probe (Abb.

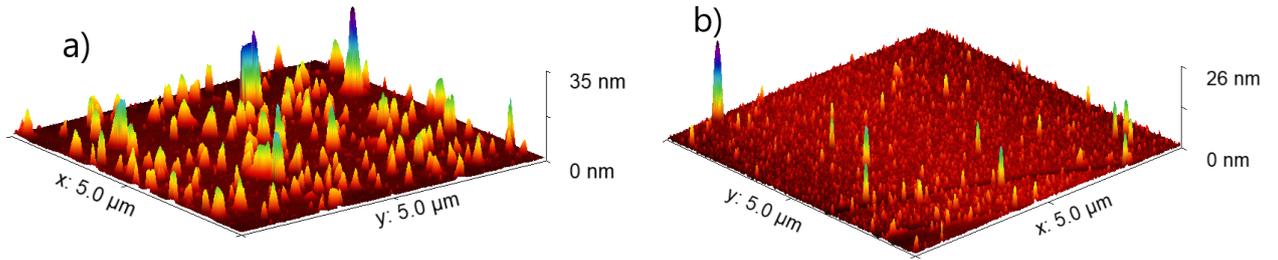


Abbildung 3.6: Rasterkraftmikroskopie (AFM) Messungen der YIG Schichten, hergestellt bei einer Substrattemperatur von $T_S = 600^\circ\text{C}$, einer Wartezeit $t_S = 100\text{ s}$ in a) Argon- bzw. b) Sauerstoff-Atmosphäre bei einem Druck von $p = 25\ \mu\text{bar}$.

A.5(b)) sind nur vereinzelt Peaks mit einer Höhe von bis zu 26 nm zu erkennen. Die ermittelte mittlere Rauigkeit ist $R_{\text{RMS}} = 1.24\text{ nm}$. Diese ist aus dem selben Grund wie zuvor größer als die durch die Simulation der Reflektometrie bestimmten Rauigkeit von $R = (0.018 \pm 0.2)\text{ nm}$. Somit geht aus diesen Messungen hervor, dass die Kristallisation der YIG Schicht in einer Sauerstoff-Atmosphäre eine deutlich glattere Oberfläche liefert als das Tempern in einer Argon-Atmosphäre.

3.1.2 Magnetische Eigenschaften der dünnen $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Schichten

Um die Parameter eindeutig bestimmen zu können, bei der das Wachstum der YIG Schicht optimal ist, wurden zusätzlich die magnetischen Eigenschaften untersucht. Dazu wurden die Proben mithilfe des SQUID Magnetometers (siehe A.2.3) sowie der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) untersucht. In Abb. 3.7 sind die durch das SQUID Magnetometer gemessene Hysterese-Kurven bei $T = 300\text{ K}$ dargestellt. Hierbei wurde das magnetische Signal des GGG-Substrates durch eine Gerade angenähert und von den Messdaten abgezogen. Dies ist in diesem Temperatur- bzw. Magnetfeldbereich eine gute Näherung. In Abb. 3.7(a) ist zu sehen, dass sowohl bei der in Argon, als auch bei der in Sauerstoff hergestellten Probe die Koerzitivfelder wie für YIG zu erwarten ist sehr klein sind. Die Sättigungsmagnetisierung M_S wird bestimmt, indem an beiden Seiten ein horizontaler Fit für die Werte zwischen $\mu_0 H = \pm 0.1\text{ T}$ und $\mu_0 H = \pm 0.01\text{ T}$ angelegt wird. Von den beiden so erhaltenen Werten bildet man den Mittelwert und erhält somit ein Sättigungsmagnetisierung von $M_S = (64 \pm 5)\text{ kA m}^{-1}$ für die in Argon getemperten YIG Schicht und $M_S = (106.5 \pm 2.6)\text{ kA m}^{-1}$ für die in Sauerstoff getemperten YIG Probe. Somit entspricht die gemessene Sättigungsmagnetisierung weder der in Sauerstoff noch der in Argon getemperten YIG Schicht dem Literaturwert von $M_{S, \text{Lit}} = 143\text{ kA m}^{-1}$ [1]. Bei Betrachtung der Messung um $\mu_0 H = 0\text{ T}$ (Abb. 3.7(b)) ist zu erkennen, dass die in Argon getemperte Probe ein deutlich größeres Koerzitivfeld besitzt als die in Sauerstoff getemperte Probe. Die starken Abweichungen der Sättigungsmagnetisierungen M_S vom Literaturwert könnten wie von Thomas E. Gage et al. [2] gezeigt, dadurch erklärt werden,

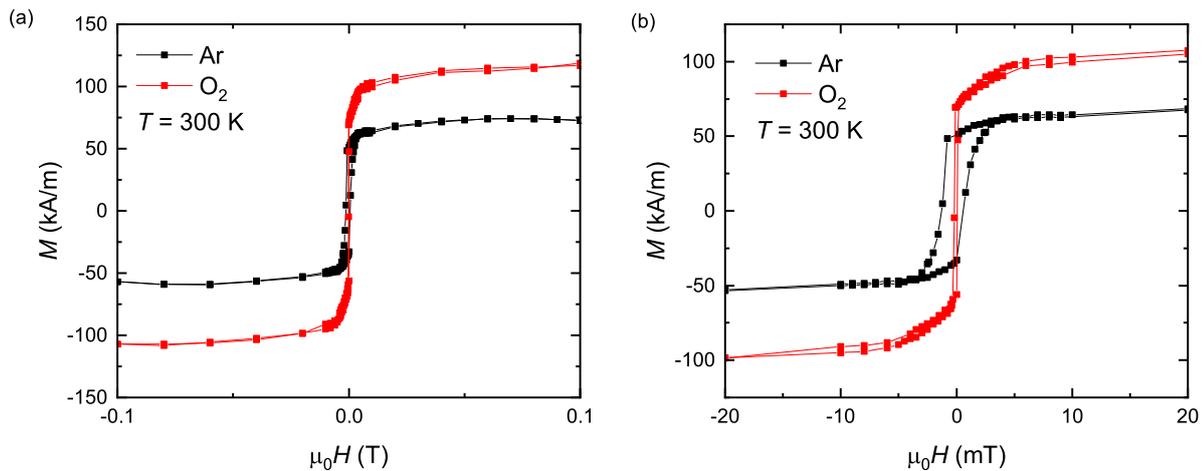


Abbildung 3.7: Gemessene magnetische Hysterese-Kurven bei 300 K der in Argon (Ar) und Sauerstoff (O_2) hergestellten YIG-Filme mittels schnellen thermischen Temporns. (a) Gesamter gemessene Bereich. (b) Vergrößerter Bereich um $\mu_0 H = 0$ T.

dass beim schnellen thermischen Temporn möglicherweise nicht der komplette YIG Film kristallisiert ist. Dabei muss angenommen werden, dass der amorphe YIG Teil der dünnen Schicht nicht magnetisch ist. Diese Vermutung könnte man anhand der Laue Oszillationen aus Abb. 3.5 überprüfen, da aus dem Abstand der Oszillationen die kristalline Schichtdicke ermittelt werden kann. Allerdings sind diese Peaks bei den beiden Proben in etwa gleich breit mit $\Delta\theta_{\text{Ar}} \approx 0.18^\circ$ für die in Argon getemperte YIG Schicht und $\Delta\theta_{\text{O}_2} \approx 0.2^\circ$ für die in Sauerstoff hergestellte Probe, sodass es unter Berücksichtigung der leicht unterschiedlichen Schichtdicken (vgl. Tab.3.1) so scheint, als wäre die ganze YIG Schicht kristallisiert. Um dies genauer zu untersuchen wären weitere Messungen, wie die Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) notwendig. Den Unterschied der Sättigungsmagnetisierungen lässt sich möglicherweise auch dadurch erklären, dass nach dem schnellen thermischen Temporn in unterschiedlichen Atmosphären der Sauerstoffgehalt in der YIG-Verbindung unterschiedlich ist. Eine weitere Möglichkeit stellt das Vorhandensein von antiferromagnetischen Phasen dar ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12} \rightarrow 3\text{YFeO}_3 + \text{Fe}_2\text{O}_3$).

Die Ergebnisse der Messungen der FMR sind in Abb. 3.8 dargestellt. Zu erkennen ist an den gemessenen Rohdaten des Realteils der Transmission der Mikrowelle S_{21} gemessen bei einer Frequenz von 5 GHz (Abb. 3.8(a),(b)), dass beide Proben den wie auch in Ref. [3] diskutierten Verlauf aufweisen. Außerdem sieht man, dass die Halbwertsbreite der FMR der in Sauerstoff getemperten YIG Schicht (Abb. 3.8(b)) deutlich kleiner ist, als die der in Argon getemperten YIG Schicht (Abb. 3.8(a)). Aus dem in rot gezeigten Lorentzfit dieser Kurven können die Linienbreiten ermittelt werden. Die so erhaltenen FMR-Linienbreiten sind in Abb. 3.8 (c) und (d) als Funktion der Mikrowellenfrequenz f gezeigt. Aus diesen

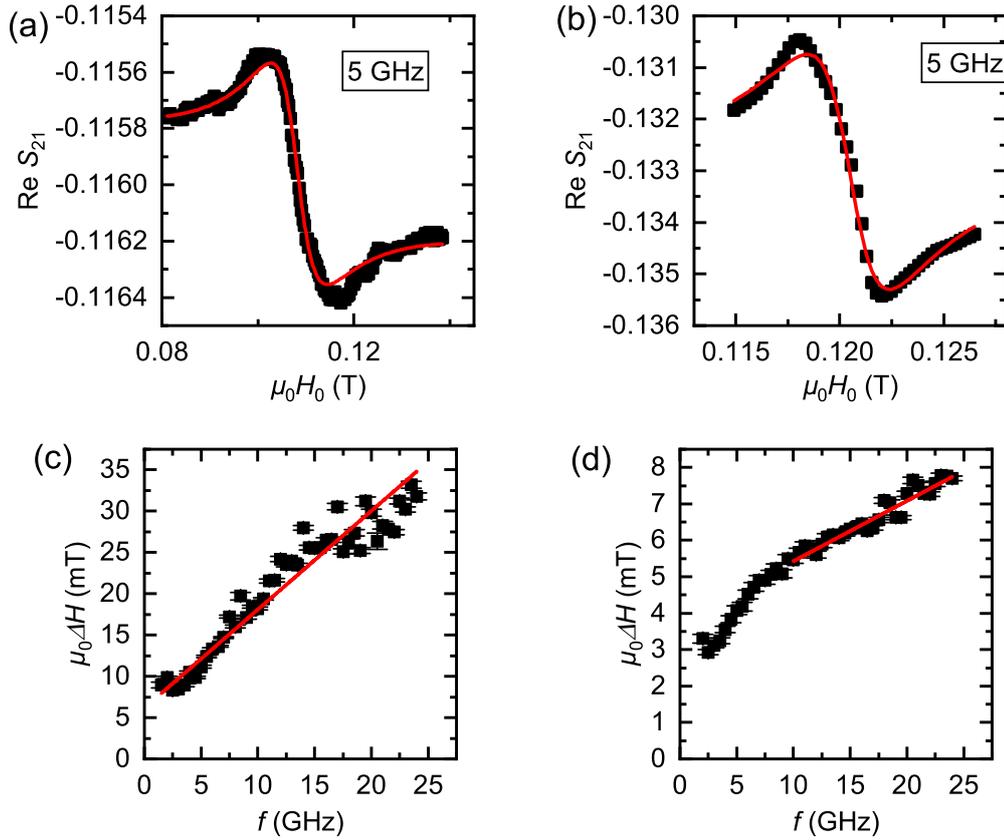


Abbildung 3.8: Messungen der ferromagnetischen Resonanz (FMR) der beiden in verschiedenen Atmosphären getemperten YIG Schichten. In (a) sind die Rohdaten der in Argon getemperte YIG Schicht für eine Frequenz von $f = 5$ GHz und in (b) die Rohdaten der in Sauerstoff getemperten YIG Schicht für $f = 5$ GHz gezeigt. In (c) und (d) sind die Linienbreiten der in Argon bzw. Sauerstoff getemperten YIG Schicht gegen die Frequenz f aufgetragen.

lässt sich mithilfe der Funktion

$$\mu_0 \Delta H_{\text{FWHM}} = \mu_0 H_{\text{inh}} + 2 \cdot \frac{2\pi f \alpha}{\gamma} \quad (3.1)$$

die Gilbert Dämpfung α bestimmen. Wichtig zu erwähnen ist dabei, dass der so erhaltene Wert der Gilbert Dämpfung hier nur qualitativ diskutiert werden kann, da man um den genauen Wert für α zu erhalten, die FMR mit einem Magnetfeld parallel zur Normalen der YIG Schicht messen müsste. Für die in Argon getemperte Probe erhält man eine Dämpfung von $\alpha = (0.0167 \pm 0.0006)$ bzw. für die in Sauerstoff getemperte YIG Schicht $\alpha = (0.00232 \pm 0.0001)$. Somit ist die Dämpfung der in Sauerstoff getemperten YIG Schicht in etwa um eine Größenordnung kleiner als bei der in Argon hergestellten YIG Schicht. Die Erhöhung der Dämpfung kann durch die erhöhte Rauigkeit der Oberfläche bzw. die Reduktion der Sättigungsmagnetisierung der in Argon getemperten YIG Schicht begründet werden. Demnach liefert die Herstellung durch schnelles thermisches Tempern

der YIG Schicht in einer Sauerstoffatmosphäre für die ferromagnetische Resonanz ein besseres Ergebnis.

3.1.3 Zusammenfassung

Dieser Abschnitt hat gezeigt, dass durch schnelles thermisches Tempern dünne YIG Filme auf GGG(100) mit hoher kristallinen Qualität hergestellt werden können. Dabei wurden zuerst die Substrattemperatur T_S optimiert. Hierbei wurden optimale strukturelle Eigenschaften für YIG Schichten bei $T_S = 600^\circ\text{C}$ gefunden. Darauf wurde die Wartezeit t_s optimiert. Auch hier wurden die strukturellen Eigenschaften zur Beurteilung der optimalen Wartezeit herangezogen und die Wartezeit zu $t_s = 100\text{ s}$ bestimmt. Die Analyse der Oberflächenmorphologie mittels AFM ergab eine deutlich größere Rauigkeit der in Argon hergestellten YIG Schicht. Durch die Messung der magnetischen Eigenschaften wurde gezeigt dass die Sättigungsmagnetisierung der YIG Filme, die in Sauerstoff produziert wurden mit $M_S = (106.5 \pm 2.2)\text{ kA m}^{-1}$ größer ist als bei der in Argon getemperten YIG Schicht mit $M_S = (63.9 \pm 1.3)\text{ kA m}^{-1}$. Allerdings entsprechen beide nicht dem Literaturwert. Die geringere Sättigungsmagnetisierung ist höchstwahrscheinlich auf Sauerstofffehlstellen zurückzuführen. Die Messung der ferromagnetischen Resonanz hat gezeigt, dass die in Sauerstoff getemperte YIG Schicht eine um eine Größenordnung kleinere Gilbert Dämpfung als die in einer Argon-Atmosphäre hergestellte YIG Schicht aufweist. Durch die Ergebnisse der XRD-, AFM-, SQUID Magnetometrie- und der FMR-Messungen wurde deutlich, dass die durch schnelles thermisches Tempern in einer Sauerstoff Atmosphäre hergestellten YIG Schichten eindeutig die besseren Eigenschaften aufweisen, als diejenigen die in Argon getempert wurden.

3.2 Herstellung und Eigenschaften von normalen $\text{Pt}|\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Bilagen

Im nächsten Schritt der Herstellung wurden sogenannte normale Bilagen hergestellt. Diese $\text{Pt}|\text{YIG}|\text{GGG}(100)$ Heterostrukturen wurden auf ihre strukturellen Eigenschaften untersucht. Des Weiteren wurden die Grenzflächeneigenschaften zwischen Pt und YIG mittels winkelaufgelösten Magnetwiderstand analysiert.

3.2.1 Herstellung und strukturelle Eigenschaften der normalen $\text{Pt}|\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Bilagen

Die dünne YIG Schicht der normalen Bilage wurden mit den im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Parametern hergestellt, wobei je eine Bilage in einer Argon und eine in einer Sauerstoff Atmosphäre gewachsen und getempert wurde. Der dünne Pt Film wurde mithilfe der Elektronenstrahlverdampfung (EVAP) (siehe Kapitel A.1.4) mit einer

Wachstumsrate von $0.3 \text{ \AA s}^{-1} - 0.4 \text{ \AA s}^{-1}$ auf die YIG Schicht aufgetragen. Dabei wurde das Pt direkt nach dem PLD-Prozess „in-situ“, das heißt ohne das Vakuum zu brechen aufgetragen. Dazu wurde die Probe in dem Ultrahochvakuum Cluster (siehe Kapitel A.1.2) aus der PLD in die EVAP Kammer transferiert und anschließend in der PLD Kammer thermisch getempert. Zur Untersuchung der strukturellen Eigenschaften der Proben

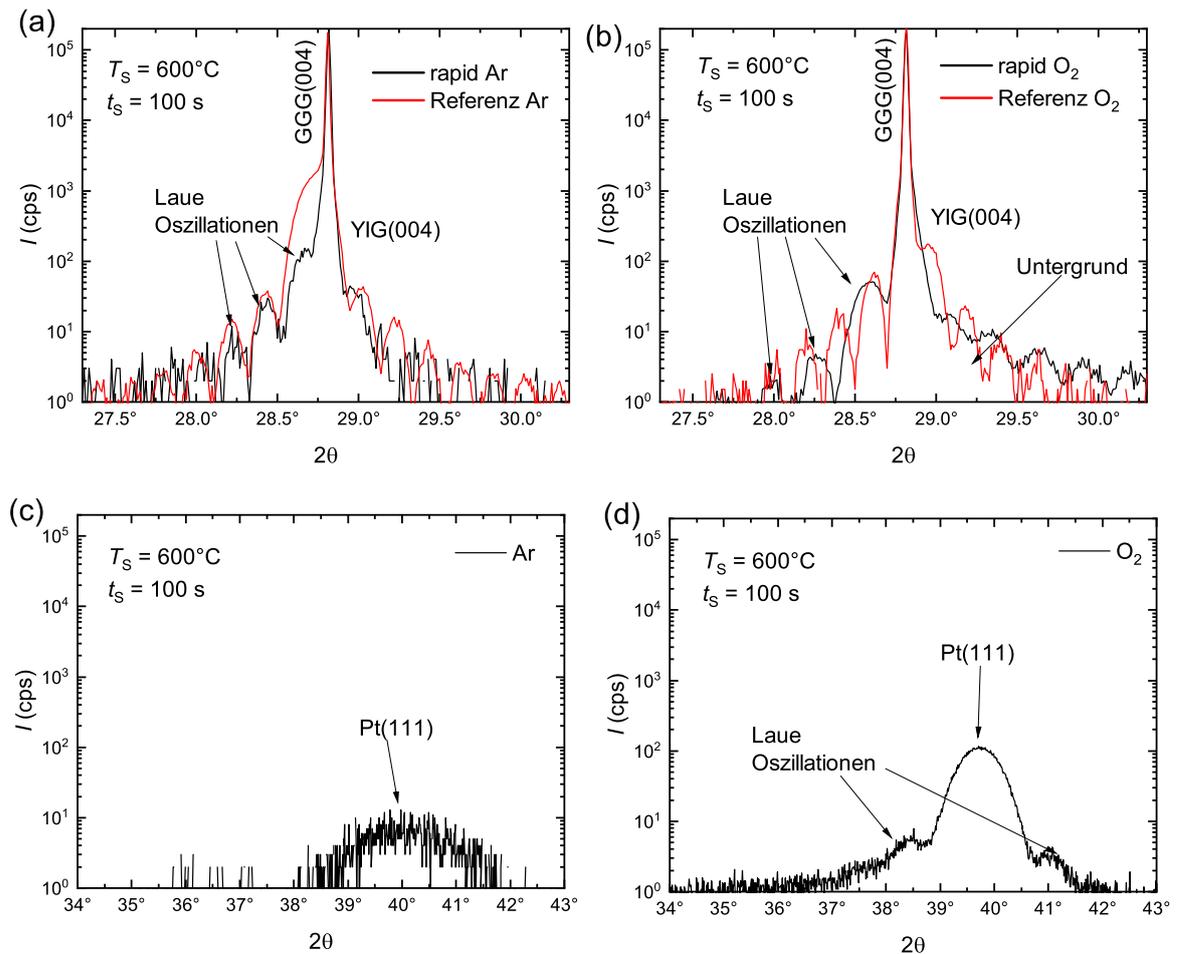


Abbildung 3.9: $2\theta - \omega$ Messungen der normalen Pt|YIG Bilagen hergestellt mit schnellen thermischen Tempern (rapid Ar/rapid O₂) im Vergleich zu den standardmäßigen Referenzen (Referenz Ar/Referenz O₂) (a), (b) um den YIG(004) und GGG(004) Substratreflex sowie (c), (d) um den Pt(111) Reflex. Die verwendete Atmosphäre für die Herstellung der Bilagen ist Argon in (a) und (c) bzw. Sauerstoff in (b) und (d).

wurden Röntgendiffraktometrie (XRD) Messungen durchgeführt. Die XRD Messungen sind in Abb. 3.9 mit einem Vergleich zu den hergestellten Pt|YIG Referenz-Proben gezeigt. Bei den jeweiligen Referenz-Proben wird die YIG-Schicht bei einer Substrattemperatur von $450 \text{ }^\circ\text{C}$ mittels PLD in der jeweiligen Atmosphäre hergestellt. Anschließend wird die

Pt-Schicht bei Raumtemperatur mittels EVAP, ohne das Vakuum zu brechen, aufgebracht. Die $2\theta - \omega$ Messungen der YIG und GGG Reflexe (Abb. 3.9(a),(b)) zeigen, dass sowohl bei der Herstellung mit schnellen thermischen Tempern in einer Argon-Atmosphäre als auch in einer Sauerstoff-Atmosphäre wie zuvor auch Laue Oszillationen auftreten. Dies bedeutet, dass der YIG-Film kristallisiert ist und eine hohe kristalline Qualität besitzt. Dabei stimmt die Messung der durch schnelles thermisches Tempern in Argon (Abb. 3.9(a)) hergestellten Probe sehr gut mit der in Argon hergestellten Referenz-Probe überein. Anzumerken ist aber, dass bei der in Sauerstoff getemperten Probe (Abb. 3.9(b)) die Laue Oszillationen deutlich sichtbarer bei größeren 2θ -Winkeln als dem 2θ -Winkel des Substrat-Reflexes GGG(004) auftreten, als bei der in Argon getemperten Probe. Des Weiteren ist in diesem Bereich bei der in Sauerstoff getemperten Probe ein deutlicher Untergrund sichtbar. Somit stimmt die Messung der in Sauerstoff getemperten Probe nicht genau mit der Messung der in Sauerstoff hergestellten Referenz-Probe überein. Beide Proben zeigen außerdem ein Pt(111)-Reflex, welcher ein Hinweis auf eine texturierte bzw. kristalline Pt-Schicht ist. Die Pt(111) Reflexe zeigen, dass bei der Probe, die in Sauerstoff (Abb. 3.9(c)) getempert wurde, im Gegensatz zu der in Argon (Abb. 3.9(d)) getemperten Probe Laue Oszillationen auch um den Pt(111) Reflex sichtbar sind. Das weist darauf hin, dass der Platin Film kristallisiert ist. Des Weiteren ist die Intensität des Pt(111) Reflexes der in Sauerstoff getemperten Bilage um eine Größenordnung größer als bei der in Argon hergestellten Probe. Außerdem ist der Reflex zu kleineren 2θ Winkeln verschoben. Dies deutet auf eine mögliche Oxidation der Pt-Lage oder auf ein Durchmischen der YIG und Pt Schichten an der Grenzfläche hin. In Abb. 3.10 sind die Reflektometrien der

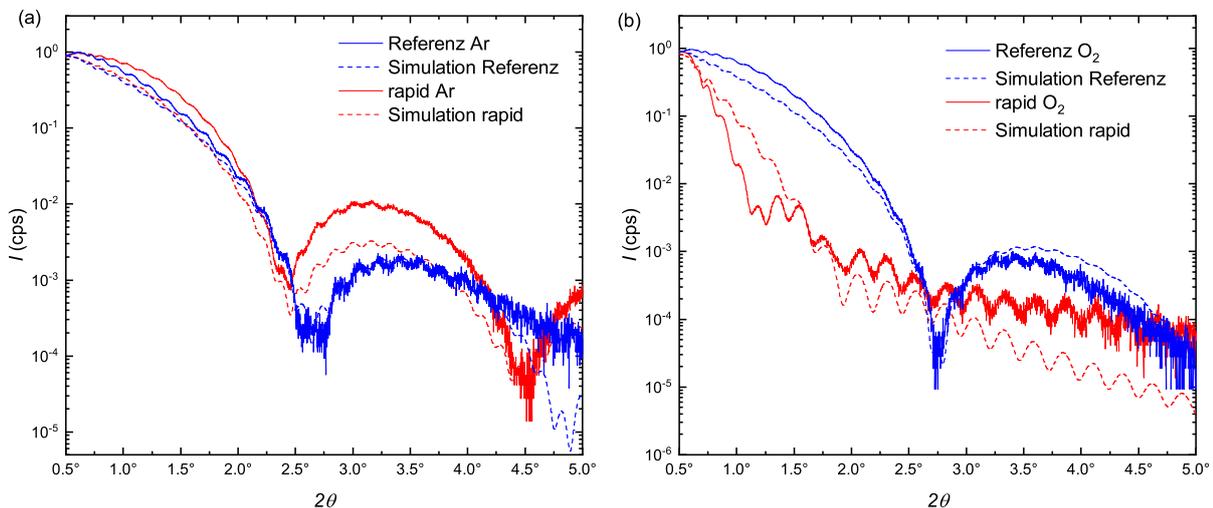


Abbildung 3.10: Reflektometrie der normalen Pt|YIG Bilagen im Vergleich zu einer standardmäßig hergestellten Referenz in Argon (a) und in Sauerstoff (b). Die Simulation der Reflektometrie ist mit gestrichelten Linien dargestellt.

durch schnelles thermisches Tempern hergestellten Pt|YIG Bilagen im Vergleich zu den

Probenbezeichnung	Atmosphäre	d_{YIG} (nm)	d_{Pt} (nm)
YIG275	Ar	$46,2 \pm 0,2$	$3,7 \pm 0,1$
YIG276	O ₂	$46,1 \pm 0,2$	$3,5 \pm 0,1$
rYIG12	Ar	$50,1 \pm 0,2$	$4,1 \pm 0,1$
rYIG14	O ₂	$33,7 \pm 0,2$	$4,6 \pm 0,1$

Tabelle 3.2: Schichtdicken der standardmäßig hergestellten Pt|YIG Bilagen (YIG275 und YIG276), sowie der durch schnelles thermisches Tempern hergestellten Bilagen (rYIG12 und rYIG14) mit Angabe der verwendeten Atmosphäre bei der Deposition und dem Tempern der Proben.

standardmäßig hergestellten Referenz-Proben dargestellt. Bei den Reflektometrien ist zu erkennen, dass die durch schnelles thermisches Tempern in Argon hergestellte Bilage gut mit der Simulation (gestrichelte Linie in Abb. 3.10(a)) und gut mit der Referenz übereinstimmt, wobei kleine Unstimmigkeiten aufgrund der leicht unterschiedlichen Schichtdicken (siehe Tab. 3.2) zu erklären sind. Bei den in Sauerstoff hergestellten Proben sind deutliche Abweichungen zwischen der mit schnellen thermischen Tempern hergestelltem Probe im Vergleich zu der Referenz-Probe sichtbar. Außerdem lässt sich die durch die Messung erhaltene Reflektometrie der in Sauerstoff schnell thermisch getemperten Bilage mit der Annahme einer idealen Pt|YIG Schichtabfolge nicht simulieren. Grund dafür könnte sein, dass das Platin beim Tempern in der Sauerstoff-Atmosphäre oxidiert ist. Eine weiterer möglicher Grund ist, dass beim thermischen Tempern in der Sauerstoff Atmosphäre es zu Interdiffusion von Eisen und Pt gekommen ist und somit eine FePt-Legierung entstanden ist. Dadurch könnte auch der leicht verschobene Platin Reflex aus Abb. 3.9(d) erklärt werden.

3.2.2 Winkelaufgelöster Magnetotransport der Pt|Y₃Fe₅O₁₂ Bilagen

Zur Messung des winkelaufgelösten Magnetotransports wurden sogenannte Hall-Bars in die Bilagen mittels optischer Litographie und Argonionen geätzt (siehe Kapitel A.1.1).

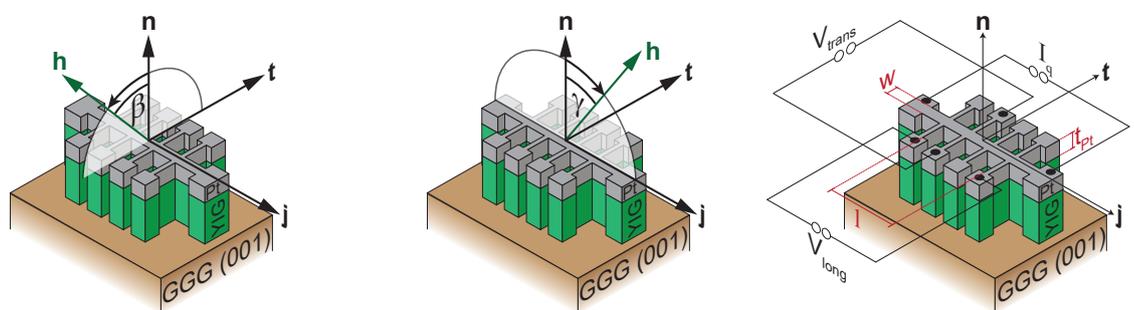


Abbildung 3.11: Auf den Proben präparierte Hall-Bars in oopj-Orientierung (links) und oopt-Orientierung (Mitte), sowie die elektrische Kontaktierung der Hall-Bars (rechts).

In Abb. 3.11 sind die Hall-Bars schematisch dargestellt. Die Messungen finden in einem Magnetkryostaten statt, in welchem die Temperatur des Probenhalters variiert werden kann. Da die Probe über eine Kupferplatte mit dem Halter in thermischen Kontakt ist, kann die Temperatur der Probenunterseite gleich der des Probenhalters angenommen werden. An diesen Proben wurde der Widerstand als Funktion der Orientierung des Magnetfeldes (engl.: angle-dependent magnetoresistance (ADMR)) gemessen. Hierbei wird die Magnetfeldstärke konstant gehalten. Dadurch dass zwei Hall-Bars, die um 90° zueinander gedreht sind, in die Pt|YIG Bilage geätzt wurden, kann gleichzeitig der Magnetwiderstand durch eine Standard 4-Punkt-messung für ein Magnetfeld, welches in zwei unterschiedlichen Ebenen gedreht wird, gemessen werden: in der Ebene senkrecht zur Stromdichte \mathbf{j} (engl.: out-of-plane perpendicular to \mathbf{j} (oopj)) (siehe Abb. 3.11(links)), in der Ebene senkrecht zur transversalen Richtung \mathbf{t} (engl.: out-of-plane perpendicular to \mathbf{t} (oopt)) (siehe Abb. 3.11(Mitte)). Als Stromquelle für die 4-Punkt-Messung diente ein Keithley K2400, welches einen konstanten Strom von $I_q = 100 \mu\text{A}$ über die Hall-Bar lieferte. Die longitudinale und transversale Spannung an der Hall-Bar wurde mit zwei Keithley K2182 Nanovoltmeter gemessen. Dazu wurden die Hall-Bars wie in Abb. 3.11(rechts) kontaktiert. Die spezifischen Widerstände lassen sich aus den gemessenen longitudinalen V_{long} und transversalen Spannungen V_{trans} über $\rho_{\text{long}} = V_{\text{long}} w t_{\text{Pt}} (l I_q)^{-1}$ und $\rho_{\text{trans}} = V_{\text{trans}} t_{\text{Pt}} (I_q)^{-1}$ berechnen, wobei t_{Pt} die Dicke der Platin Schicht, I_q der angelegte Strom, $w = 80 \mu\text{m}$ die Breite der Hall-Bar und $l = 600 \mu\text{m}$ der Abstand der Kontakte zur Messung von V_{long} ist. Bei den Messungen wurde der Winkel des Magnetfeldes zwischen -30° und 390° in 5° Schritten variiert. Bei der Drehung zurück von 390° nach 30° wurde der Winkel in 10° Schritten verändert. Die Stromrichtung wurde hierbei bei jedem Schritt 6 mal invertiert, sodass der statistische Fehler minimiert wird, sowie das thermische Signal vom resistiven getrennt werden kann. Als Magnetfeldstärke wurde $\mu_0 H = 7 \text{T}$ gewählt.

In Abb. 3.12 ist das Ergebnis der ADMR-Messung der in Argon hergestellten Referenz Bilage dargestellt. Für die Hall-Bar in oopj-Orientierung erhält man den für den Magnettransport zu erwarteten \cos^2 Verlauf des longitudinalen Magnetwiderstandes ρ_{long} sowie den \cos Verlauf des transversalen Magnetwiderstandes ρ_{trans} (siehe Kapitel 2.1). Die Messungen von ρ_{long} der Hall-Bar in oopt Orientierung zeigt wie in Kapitel 2.1 für den SMR diskutiert, keine konstante Winkelabhängigkeit sowie einen \cos Verlauf von ρ_{trans} . Dabei sind die Größenordnungen genau in dem zu erwarteten Bereich für eine ungefähr 3 nm dicke Pt-Schicht [14] sowohl für den longitudinalen ($10^{-9} \Omega \text{m}$) als auch für den transversalen spezifischen Widerstand ($10^{-11} \Omega \text{m}$). Die experimentellen Daten des longitudinalen spezifischen Widerstandes der Winkeldrehungen wurden mittels einer \cos^2 -Funktion und die Daten des transversalen spezifischen Widerstandes mittels einer \cos -Funktion gefittet (siehe rote bzw. gelbe Linie in Abb. 3.12 (a)-(f)). Aus den hieraus ermittelten Amplituden $\Delta\rho$ wurde eine Magnetwiderstandsamplitude $\Delta\rho/\rho_0$ berechnet, hierbei ist $\rho_0 = \rho_{\text{long}}(\beta = \gamma = 0^\circ)$. Die hierdurch erhaltenen Werte der oopj- und oopt-Drehung sind in Abb. 3.12 (g) als Funktion der Temperatur dargestellt. Die

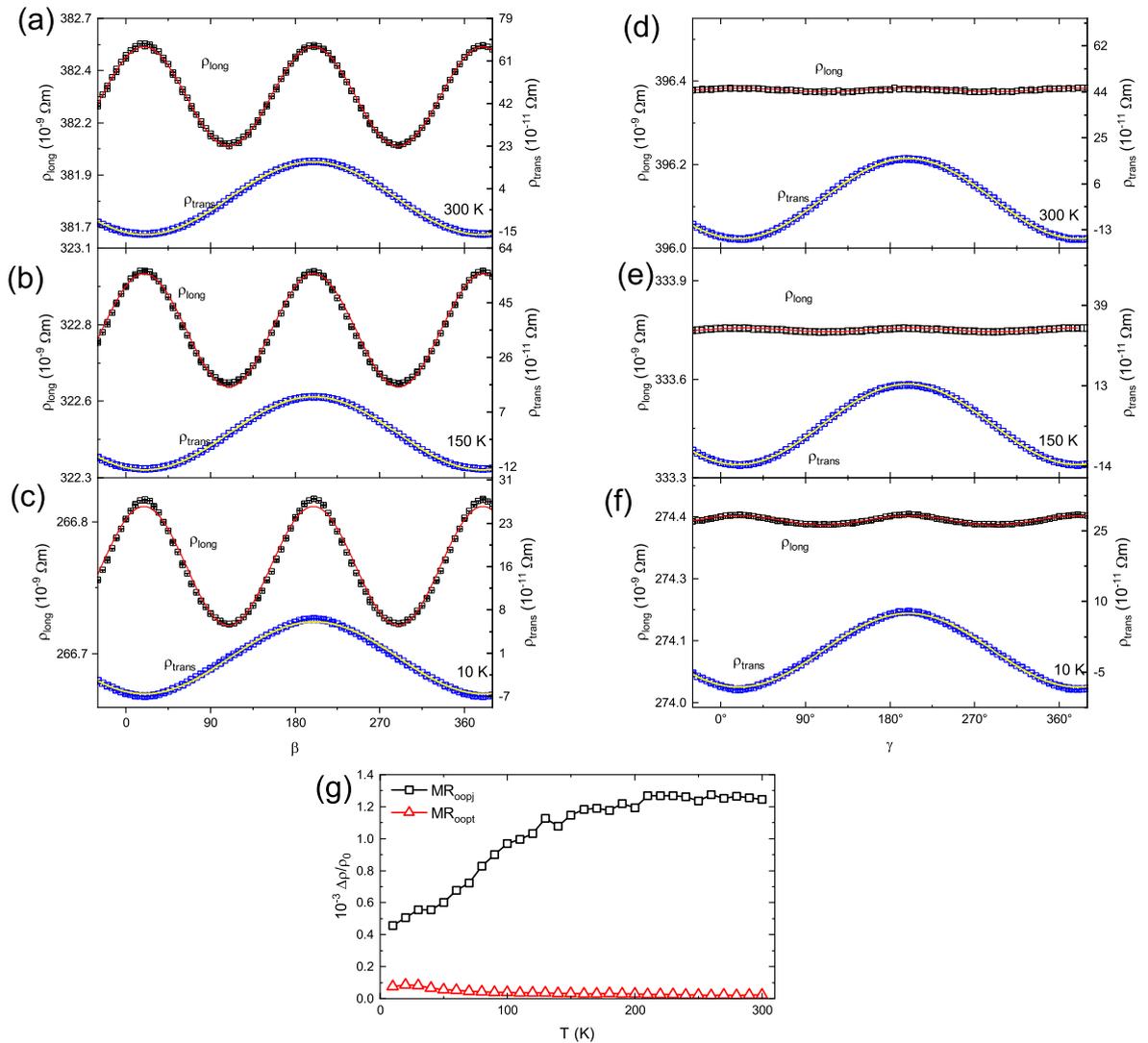


Abbildung 3.12: Messung des winkelaufgelösten Magnetwiderstandes (ADMIR) der standardmäßig in einer Argon Atmosphäre hergestellten Pt|YIG Referenz-Probe für verschiedene Temperaturen. Die Magnetfeldstärke betrug $\mu_0 H = 7 \text{ T}$. In (a)-(f) sind die gemessenen longitudinalen und transversalen spezifischen Widerstände aufgetragen. (a)-(c) zeigt dabei die Messungen der Hall-Bar mit oopj-Orientierung und (d)-(f) die ADMIR-Messungen der Hall-Bar mit oopt-Orientierung. Die experimentellen Daten wurden mittels einer \cos^2 - bzw. \cos -Funktion gefittet und daraus die Magnetwiderstandsamplitude $MR = \Delta\rho/\rho_0$ aus ρ_{long} berechnet. Hierbei ist $\rho_0 = \rho_{\text{long}}(\beta = \gamma = 0^\circ)$. In (g) ist die Temperaturabhängigkeit dieser Magnetwiderstandsamplitude MR berechnet aus ρ_{long} der oopj-ADMIR (MR_{oopj}) und oopt-ADMIR (MR_{oopt}) Messungen gezeigt.

Temperaturabhängigkeit dieser Amplitude der oopj-Drehung ist im Einklang mit der SMR-Theorie [17]. Die Hall-Bar in oopj Orientierung zeigt bis etwa $T = 200 \text{ K}$ einen Anstieg der Amplitude. Bei höheren Temperaturen sättigt diese bei einem Wert von $\text{ca } 1.25 \cdot 10^{-3}$.

Dieser entspricht dem für diese Pt dicke zu erwartendem Wert der SMR-Amplitude [14]. Die aus der oopt-Drehung ermittelte Amplitude ist für Temperaturen größer als ca. 70 K vernachlässigbar, steigt dann aber zu tiefen Temperaturen an. Dies wurde auch in anderen Pt|YIG Bilagen beobachtet und kann auf einen positiven Magnetwiderstand in Pt bei tiefen Temperaturen zurückgeführt werden. Die ADMR-Messungen der in Argon hergestellten Referenzprobe ist somit im Einklang mit der SMR-Theorie und zeigt das zu erwartende Verhalten.

In Abb. 3.13 ist der winkelaufgelöste Magnetwiderstand (ADMR) sowie die gemessene Temperaturabhängigkeit der in Sauerstoff hergestellten Pt|YIG Referenz-Probe dargestellt. Wie zuvor entsprechen dabei die Abb. 3.13(a)-(c) den ADMR Messungen der oopj orientierten Hall-Bar und die Messungen in Abb. 3.13(d)-(f) denen der oopt-orientierten Hall-Bar. Zu sehen ist, dass auch bei dieser Referenz im gesamten Temperaturbereich die ermittelten longitudinalen Widerstände ρ_{long} der Hall-Bar in oopj-Orientierung den für diese Bilagen erwarteten \cos^2 Verlauf zeigen. Auch die longitudinalen Widerstände ρ_{long} der Hall-Bar in oopt-Orientierung zeigen den erwarteten konstanten Verlauf. Die transversalen Widerstände ρ_{trans} zeigen für $T = 300$ K und $T = 150$ K (Abb. 3.13(a), (b), (d) und (e)) den erwarteten \cos Verlauf. Bei $T = 10$ K (Abb. 3.13(c), (f)) sieht man, dass dort nicht der erwartete \cos Verlauf vorliegt, sondern dass dieser leicht abweicht. Dieses Verhalten könnte durch eine zusätzliche Beimischung einer ρ_{long} -Komponente zu ρ_{trans} begründet sein. Die Temperaturabhängigkeit der aus den jeweiligen Fits berechneten Widerstandsamplituden MR (Abb. 3.13(g)) zeigt wieder den im SMR-Modell erwarteten Verlauf. Abb. 3.12(g) und Abb. 3.13(g) machen deutlich, dass die Magnetwiderstandsamplitude bzw. die SMR-Amplitude von standard Pt|YIG Bilagen in erster Näherung nicht von dem Sauerstoffgehalt während des Wachstums abhängt.

In Abb. 3.14 sind die Daten des gemessenen winkelaufgelösten Magnetotransport (ADMR) für die in Argon getemperte Pt|YIG Probe dargestellt. Dabei sind auf der linken Seite die erhaltenen ADMR-Daten von ρ_{long} und ρ_{trans} für die oopj-Richtung (Abb. 3.14 (a)-(c)) und auf der rechten Seite für die oopt-Richtung (Abb. 3.14 (d)-(f)) für die Temperaturen $T = 10$ K, $T = 150$ K und $T = 300$ K gezeigt. Zu erkennen ist, dass in oopj Richtung bei $T = 300$ K (Abb. 3.14(a)) der spezifische Widerstand einen ähnlichen \cos^2 Verlauf mit Maximas von ρ_{long} bei $\beta \approx 0^\circ$, 180° und 360° besitzt wie bei der Pt|YIG Referenzprobe (Abb. 3.12 (a)). Bei $T = 150$ K (Abb. 3.14 (b)) entspricht der Verlauf nicht mehr dem eines \cos^2 , sondern man erkennt bei einen Winkel von $\beta \approx 180^\circ$, dass dort das Maxima deutlich nach unten verschoben ist im Vergleich zu denen bei $\beta \approx 0^\circ$ und $\beta \approx 360^\circ$. Dies deutet auf eine weitere Komponente hin, die das gemessene Signal überlagert. Noch deutlicher wird dies bei tieferen Temperaturen. Bei $T = 10$ K erhalten wir sogar ein Minimum bei den Winkeln $\beta \approx 0^\circ$, 180° und 360° (Abb. 3.14 (c)). In oopt Orientierung, ist nur für $T = 300$ K der longitudinale Widerstand ρ_{long} in etwa für alle Winkel γ konstant. Allerdings weicht der Verlauf bei tieferen Temperaturen deutlich ab und zeigt ein Minima bei $\gamma \approx 180^\circ$ und somit eine deutliche Winkelabhängigkeit. Bei $T = 10$ K wird dies noch

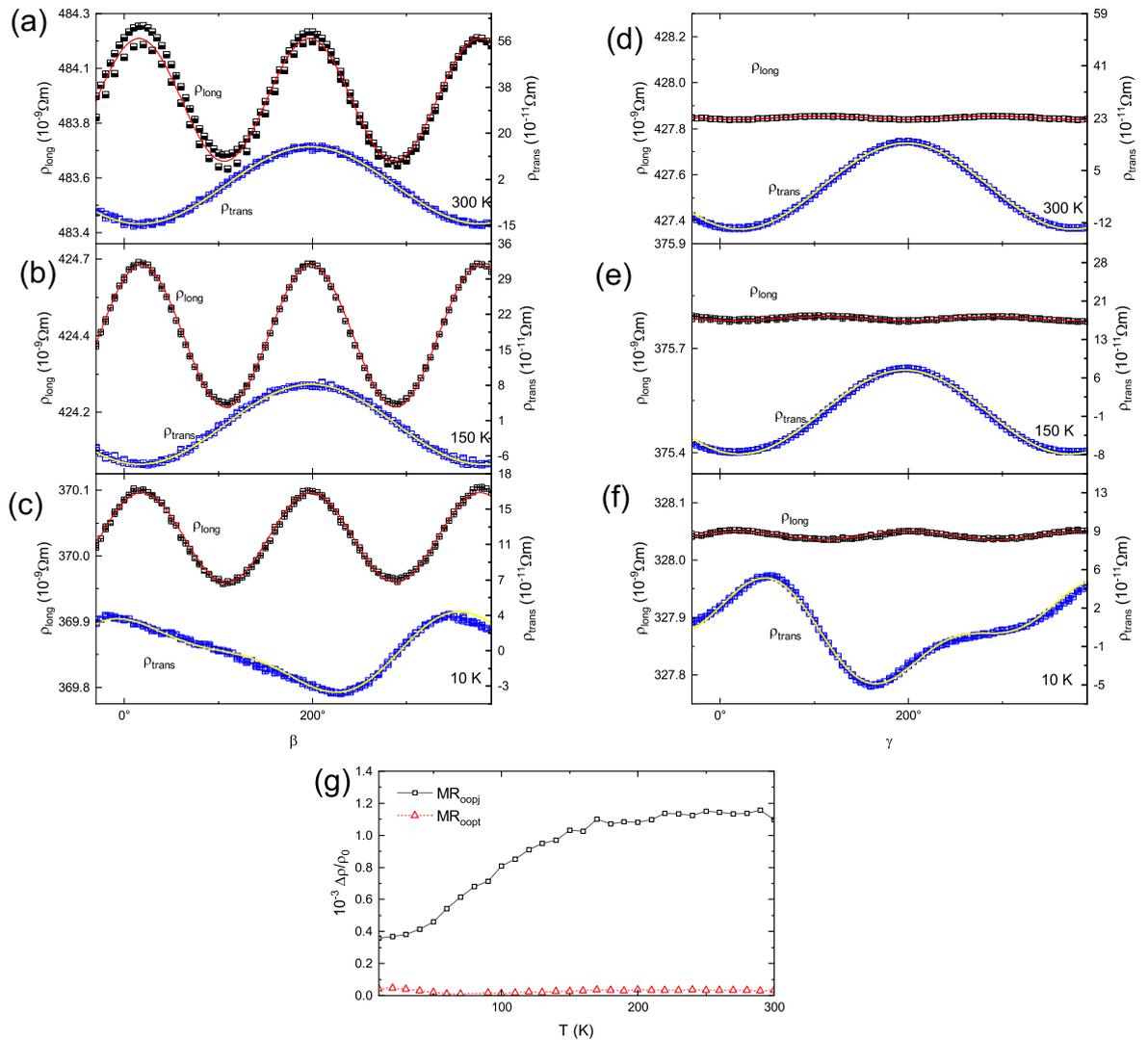


Abbildung 3.13: ADMR-Messungen der standardmäßig in einer Sauerstoff Atmosphäre hergestellten Pt|YIG Referenz-Probe für verschiedene Temperaturen. Die Magnetfeldstärke betrug $\mu_0 H = 7 \text{ T}$. In (a)-(f) sind die gemessenen longitudinalen und transversalen spezifischen Widerstände als Funktion der jeweiligen Drehwinkel aufgetragen. In (a)-(c) sind dabei die Messungen der Hall-Bar mit oopj-Orientierung und in (d)-(f) sind die erhaltenen Werte der Hall-Bar mit oopt-Orientierung gezeigt. In (g) ist die Temperaturabhängigkeit des aus den jeweiligen Fits von ρ_{long} berechneten Magnetwiderstandes dargestellt.

deutlicher, sodass hier mehrere Phasen sichtbar sind und in keinsten Weise ein winkelunabhängiger Magnetwiderstand ρ_{long} beobachtet werden konnte. Der Verlauf des transversalen Magnetwiderstandes zeigt bei allen Temperaturen und beiden Orientierungen der Hall-Bar den gleichen \cos Verlauf wie bei der Referenz (Abb. 3.12). Allerdings ist hier der transversale Magnetwiderstand ρ_{trans} um 2 Größenordnungen größer als der der Referenz-Bilage. Im Gegensatz zu den Pt|YIG Referenzproben ist eine endliche Winkelabhängigkeit

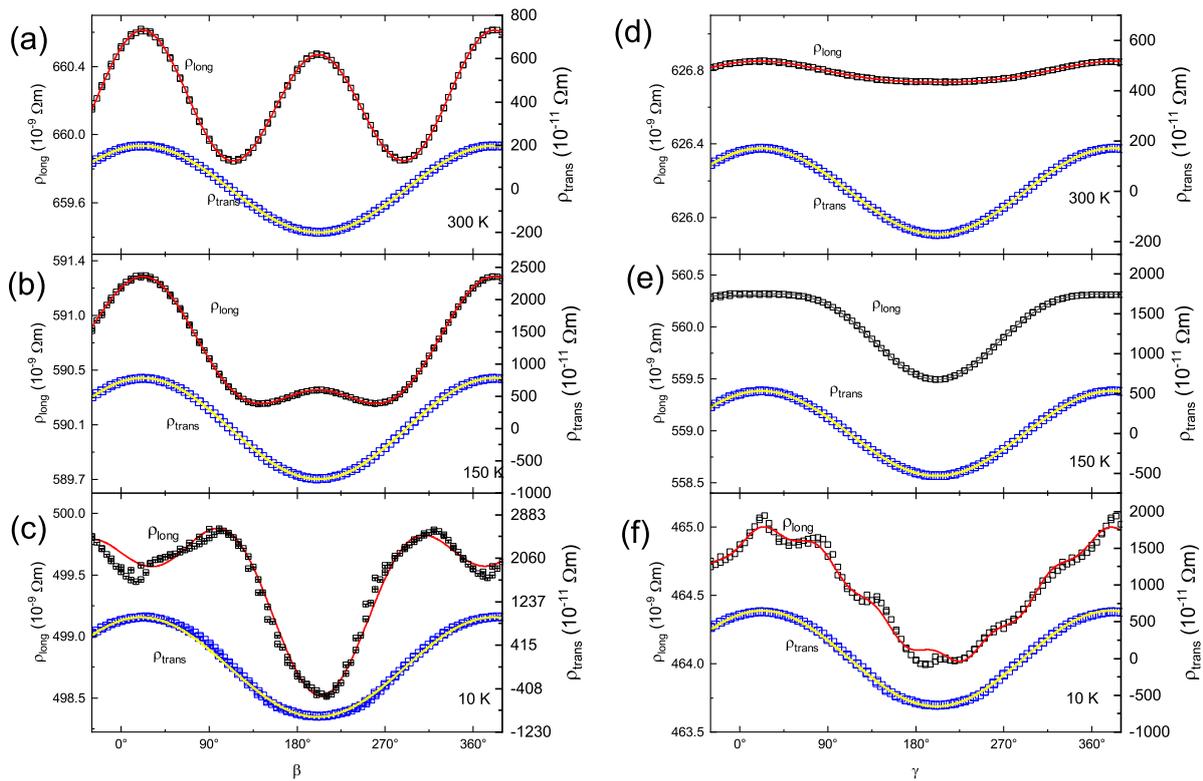


Abbildung 3.14: ADMR-Messungen der in einer Argon Atmosphäre mittels Tempem hergestellten Pt|YIG Probe für verschiedene Temperaturen (10 K, 150 K und 300 K). Die Magnetfeldstärke betrug wiederum $\mu_0 H = 7 \text{ T}$. In (a)-(f) sind die gemessenen longitudinalen und transversalen spezifischen Widerstände aufgetragen. In (a)-(c) sind dabei die Messungen der Hall-Bar mit oopj-Orientierung und in (d)-(f) sind die erhaltenen Werte der Hall-Bar mit oopt-Orientierung dargestellt.

von ρ_{long} bei der oopt Drehung bei höheren Temperaturen zu erkennen. Diese endliche Winkelabhängigkeit und das Winkelverhalten von ρ_{long} in der oopj-Orientierung deutet auf eine endliche Durchmischung an der Pt|YIG Grenzfläche hin, obwohl dies mit XRD nicht nachgewiesen werden konnte (siehe Abb. 3.9(a)).

In Abb. 3.15 sind die spezifischen Widerstände der ADMR-Messungen der in Sauerstoff getemperten normalen Pt|YIG Bilage gezeigt. Dabei zeigen sowohl die Messungen in oopj-, als auch oopt-Orientierung für alle Temperaturen einen \cos^2 Verlauf des longitudinalen Widerstandes ρ_{long} bzw. einen \cos Verlauf des transversalen Widerstandes ρ_{trans} . Insbesondere zeigt ρ_{long} eine endliche Winkelabhängigkeit für Rotationen des Magnetfeldes in der oopt-Ebene bei allen Temperaturen. Dies ist nicht im Einklang mit der SMR Theorie (siehe Kapitel 2.1). Der transversale Widerstand ρ_{trans} hat hierbei die gleiche Größenordnung wie die Referenzprobe. Des Weiteren ist der winkelabhängige longitudinale spezifischen Widerstandes ρ_{long} der in Sauerstoff schnell thermisch getemperten Probe bei Temperaturen von 290 K und 150 K deutlich größer als der der Referenzprobe.

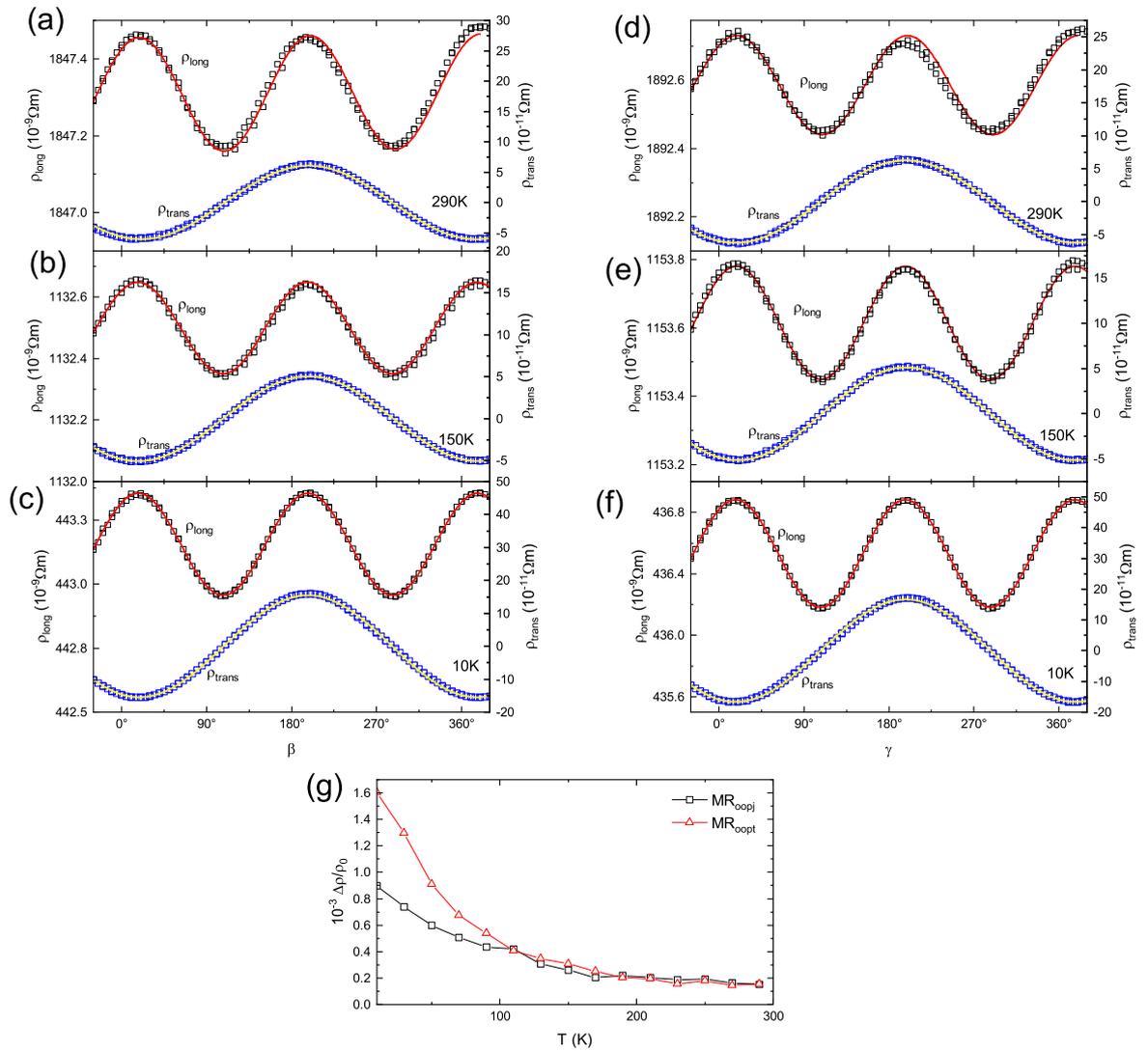


Abbildung 3.15: ADMR Messungen der in Sauerstoff-Atmosphäre getemperten Pt|YIG Probe für verschiedene Temperaturen (10 K, 150 K und 290 K). Die Magnetfeldstärke betrug wiederum $\mu_0 H = 7 \text{ T}$. In (a)-(c) sind die gemessenen longitudinalen und transversalen spezifischen Widerstände der oopj-Drehung und (d)-(f) die in oopt-Drehung gezeigt. In (g) ist die Temperaturabhängigkeit des aus ρ_{long} bestimmten Magnetwiderstandes der Hall-Bar in oopj-Orientierung (MR_{oopj}) und der Hall-Bar in oopt-Orientierung (MR_{oopt}) dargestellt.

Allerdings zeigt sich beim Betrachten des longitudinalen Magnetwiderstandes ρ_{long} , dass dieser bei Temperaturen von $T = 290 \text{ K}$ und $T = 150 \text{ K}$ (Abb. 3.15(a),(b),(d),(e)) mit $\rho_{\text{long}, 300 \text{ K}} \approx 1870 \cdot 10^{-9} \Omega \text{ m}$ bzw. $\rho_{\text{long}, 150 \text{ K}} \approx 1140 \cdot 10^{-9} \Omega \text{ m}$ deutlich größer ist als bei der in Sauerstoff hergestellten Pt|YIG Referenz Bilage (siehe Abb.3.13(a),(b),(d),(e)). Dies deutet auf eine Oxidation der Pt-Schicht hin. Die Temperaturabhängigkeit des aus ρ_{long} bestimmten Magnetwiderstandes (Abb. 3.15(g)) zeigt, dass dieser bei der in oopj-

orientierten und der in oopt-orientierten Hall-Bar in etwa den gleichen Temperaturverlauf aufweist. Dabei fallen beide für steigende Temperaturen bis zu einer Temperatur von etwa $T = 200\text{ K}$ ab und sind dann annähernd konstant bei einem Wert von $\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \approx 0.2 \cdot 10^{-3}$. Somit spiegelt dieser nicht den durch die Referenz Bilagen erwarteten Temperaturverlauf (vgl. Abb. 3.12(g) und Abb.3.13(g)) wieder und kann nicht durch die SMR Theorie erklärt werden. Grund dafür könnte sein, dass das Platin wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben wurde, beim Tempern in der Sauerstoff-Atmosphäre oxidiert ist, oder, dass wahrscheinlich Fe beim Prozess des schnellen thermischen Temporns durch Interdiffusion in die Pt Schicht gelangt ist, wie von S. Geprägs und Mitarbeiter [6] beschrieben.

3.2.3 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurde die Herstellung von normalen Pt|YIG Bilagen auf GGG durch schnelles thermisches Tempern sowohl in einer Argon- als auch in einer Sauerstoff-Atmosphäre diskutiert. Dabei wurden die Bilagen auf ihre strukturellen und magnetoresistiven Eigenschaften untersucht und mit Pt|YIG Referenz-Proben, die ohne Tempern standardmäßig hergestellt wurden, verglichen. Aus den Röntgenmessungen wird deutlich, dass die YIG Schichten in beiden Pt|YIG Probentypen kristallisiert sind und eine hohe kristalline Qualität aufweisen. Interessanterweise wurde in den Pt|YIG Proben auch ein Pt-Reflex nachgewiesen. Dies deutet auch auf eine Kristallisation der Pt-Schicht hin. Durch Reflektometrie-messungen wurde deutlich, dass beim Tempern der Pt|YIG Bilagen in einer Sauerstoff-Atmosphäre der Pt Film auf YIG oxidiert ist, während dies bei der Pt|YIG Bilage hergestellt in einer Argon-Atmosphäre nicht nachgewiesen werden konnte. Somit wurde gezeigt, dass die Herstellung der Heterostrukturen in einer Argon-Atmosphäre ein besseres Ergebnis der strukturellen Eigenschaften liefert als dies beim Tempern in einer Sauerstoff-Atmosphäre der Fall ist. Die Ergebnisse der Messungen des winkelaufgelösten Magnetotransports (ADMR) zeigen, dass bei beiden Pt|YIG Bilagen eine endliche oopt-Winkelabhängigkeit des longitudinalen spezifischen Widerstandes ρ_{long} auftritt, wobei die Amplitude dieser Winkelabhängigkeit in der Pt|YIG Bilagen hergestellt in einer Argon-Atmosphäre geringer ist als bei der Bilage hergestellt in einer Sauerstoff-Atmosphäre. Allerdings wird bei der Pt|YIG Bilage getempert in einer Argon-Atmosphäre in ρ_{long} bei der oopj-Winkeldrehung eine zusätzliche Phase bei tiefen Temperaturen sichtbar. Diese Ergebnisse zeigen, dass ein zusätzlicher Magnetwiderstand in den Pt|YIG Bilagen vorhanden ist. Dieser ist höchstwahrscheinlich durch den anisotropen Magnetwiderstand (AMR) begründet und durch eine endliche Interdiffusion von Fe in Pt zu erklären.

3.3 Herstellung und Eigenschaften der invertierten $Y_3Fe_5O_{12}|Pt|$ Bilagen

Im nächsten Herstellungsschritt wurden sogenannte invertierte $YIG|Pt||GGG(001)$ Bilagen (vgl. Abb. 3.1) hergestellt. Diese wurden genauso wie die normalen $Pt|YIG$ Bilagen auf ihre strukturellen Eigenschaften sowie die Eigenschaften der $YIG|Pt$ -Grenzfläche mittels winkelaufgelöstem Magnetotransport untersucht.

3.3.1 Herstellung und strukturelle Eigenschaften der invertierten $Y_3Fe_5O_{12}|Pt|$ Bilagen

Zur Herstellung wurden die in Kapitel 3.1 diskutierten Parameter verwendet. Für das Aufbringen der YIG Schicht, sowie während des Temperns wurde nach den Erkenntnissen aus Kapitel 3.2 eine Argon-Atmosphäre gewählt, um eine mögliche Oxidation des Pt zu verhindern. Die Herstellung der invertierten Bilage erfolgte ähnlich wie die der normalen $Pt|YIG$ Bilagen (vgl. Kapitel 3.2): Zuerst wurde eine dünne Platin Schicht mittels EVAP (siehe Kapitel A.1.4) auf das GGG Substrat aufgedampft. Anschließend wurde der YIG Film mithilfe der PLD (siehe Kapitel A.1.3) auf den Pt Film aufgebracht, woraufhin die Probe in der PLD Kammer getempert wurde. Zur Bestimmung der strukturellen

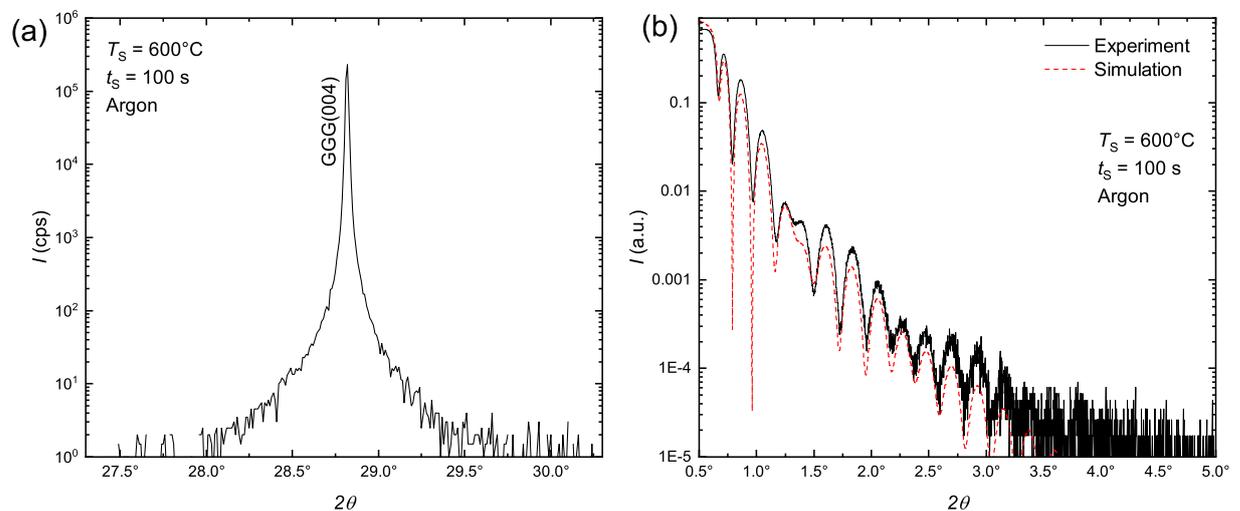


Abbildung 3.16: XRD Messung der invertierten $YIG|Pt$ Bilage. (a) $2\theta - \omega$ Messung um den GGG(004) Substratreflex. (b) Gemessene (schwarze Linie) sowie mit dem Programm LEPTOS simulierte (gestrichelte rote Linie) Reflektometrie.

Eigenschaften der Probe wurden mithilfe der XRD $2\theta - \omega$ Scans, sowie Reflektometrien gemessen. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abb. 3.16 dargestellt. Zu sehen ist beim $2\theta - \omega$ Scan (Abb. 3.16(a)), dass dort nicht wie bei der normalen Bilage (Abb. 3.9(a)) Laue

Oszillationen auftreten, sondern man sieht nur den GGG(004)-Substratreflex. Außerdem sieht man keinen YIG Reflex weshalb man folgern kann, dass die YIG Schicht nicht kristallisiert ist, sondern amorphes bzw. polykristallines YIG vorliegt (vgl. Abb. 3.3). Die Reflektometrie (Abb. 3.16(b)) zeigt, dass sich der Film gut durch eine ideale YIG|Pt Schichtstruktur simulieren lässt. Die durch die Simulation erhaltenen Werte sind für die Dicke der Platin-Schicht $d_{\text{Pt}} = (7.7 \pm 0.1) \text{ nm}$ bzw. für die Dicke der YIG-Schicht $d_{\text{YIG}} = (30.8 \pm 0.2) \text{ nm}$.

3.3.2 Winkelaufgelöster Magnetotransport der invertierten $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}|\text{Pt}$ Bilage

Der winkelaufgelöste Magnetotransport (ADMR) der invertierten YIG|Pt Bilage wurde genauso, wie im Abschnitt der normalen Bilagen zuvor (Kapitel 3.2.2) beschrieben, gemessen. Die Messungen sind in Abb. 3.17 gezeigt. Dabei sind auf der linken Seite wieder die ermittelten winkelabhängigen Magnetwiderstände der oopj-orientierten Hall-Bar und auf der rechten Seite die der oopt-orientierten gezeigt. Zu sehen ist, dass für Temperaturen von $T = 290 \text{ K}$, sowie für $T = 150 \text{ K}$ bei der oopj-orientierten Hall-Bar (Abb. 3.17(a),(b)) der Verlauf der gemessenen Kurven einer \cos^2 Abhängigkeit des longitudinalen Magnetwiderstandes ρ_{long} folgt. Die dabei zu sehenden Spitzen der Messungen, welche dem \cos^2 Fit nicht folgen können, lassen sich über magnetische Anisotropieeffekte erklären. Bei einer Temperatur von 10 K (Abb. 3.17(c)) zeigt die Messung eine komplexe Abhängigkeit des longitudinalen spezifischen Widerstandes ρ_{long} als Funktion des Winkels β . Dies deutet auf ein komplexes Widerstandsnetzwerk mit verschiedenen Phasen hin, die durch diese Messung nicht voneinander getrennt werden können. Bei der Betrachtung der ermittelten spezifischen longitudinalen Widerstände ρ_{long} der Messungen in oopt-Orientierung der Hall-Bar (Abb. 3.17(d)-(f)) zeigt sich über den gesamten Temperaturbereich eine endliche Winkelabhängigkeit von ρ_{long} ähnlich der der oopj-orientierten Hall-Bar. Bei 10 K tritt wiederum eine komplexe Winkelabhängigkeit von ρ_{long} auf (Abb. 3.17(f)). Des weiteren fällt auf, dass der longitudinale Magnetwiderstand ρ_{long} um eine Größenordnung größer ist als der der Referenzen (vgl. Abb. 3.12 und Abb. 3.13). Dies kann auf eine Vermischung an der YIG|Pt Grenzfläche oder einer Oxidation von Pt hindeuten. Bei Betrachtung des transversalen Magnetwiderstandes ρ_{trans} zeigt sich für alle Temperaturen ein cos-artiger Verlauf. Bei tiefen Temperaturen zeigen sich auch hier Anisotropieeffekte, sodass die Messdaten bei den Minima und Maxima nicht ganz dem Fit folgen kann. Der transversale Widerstand ρ_{trans} der invertierten Bilage ist um 3 Größenordnungen größer als der der Referenz Bilage (Abb.3.12). Die Temperaturabhängigkeit des aus ρ_{long} bestimmten Magnetwiderstandes (Abb. 3.17(g)) zeigt, dass der Magnetwiderstand in oopt-Orientierung im Temperaturbereich von $T = 100 \text{ K}$ bis $T = 300 \text{ K}$ in etwa linear mit steigender Temperatur abnimmt. Der Magnetwiderstand der oopj-orientierten Hall-Bar fällt ebenfalls für steigende Temperaturen ab und weist einen ähnlichen Verlauf auf wie

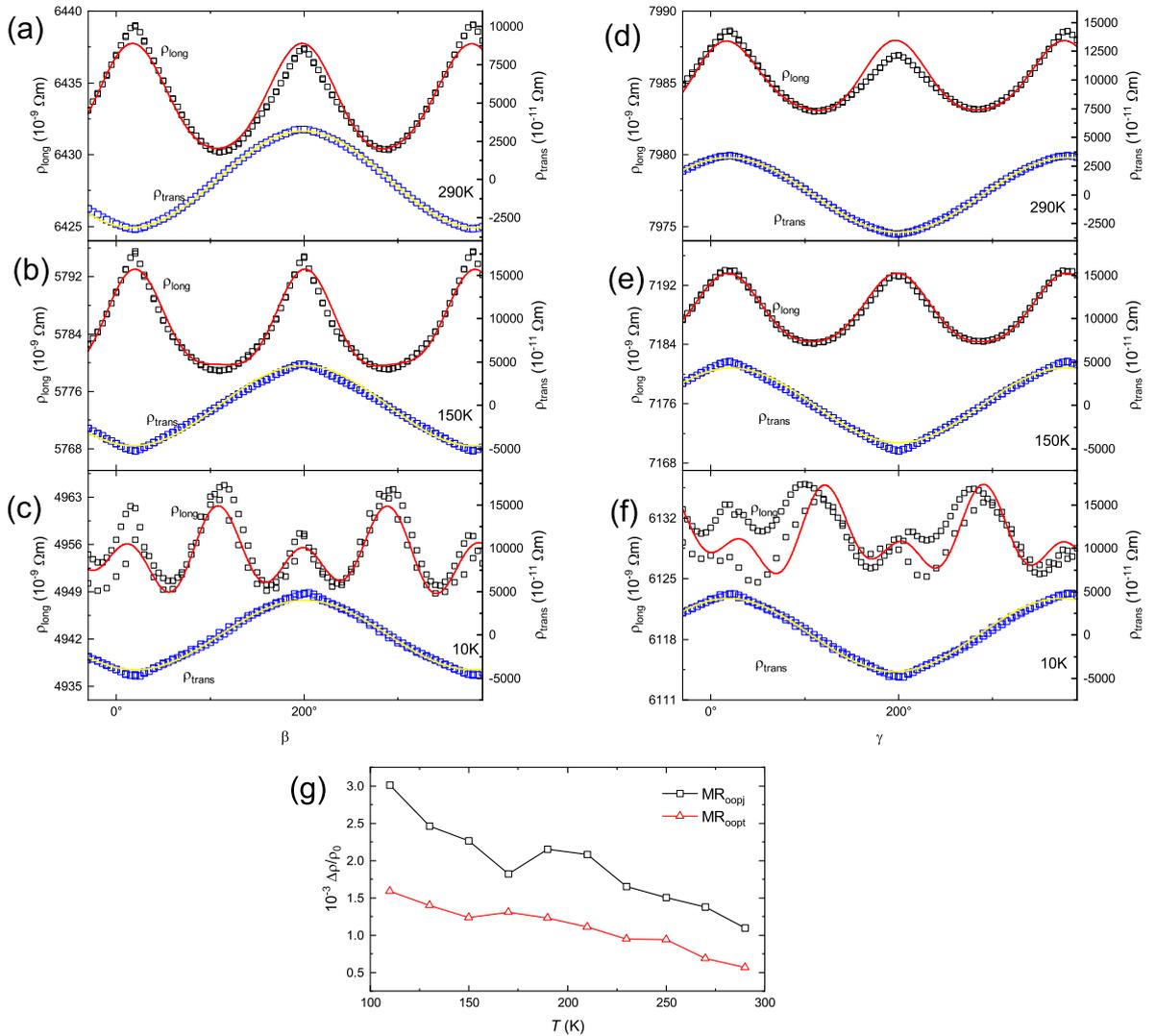


Abbildung 3.17: Messungen des winkelaufgelösten Magnetwiderstandes (ADMR-Messungen) der invertierten YIG|Pt Bilage. In (a)-(c) sind die longitudinalen und transversalen spezifischen Widerstände der Hall-Bar in oopj-Orientierung und in (d)-(f) die der Hall-Bar in oopt-Orientierung als Funktion des jeweiligen Winkels des Magnetfeldes gezeigt. In (g) ist die Temperaturabhängigkeit des aus ρ_{long} bestimmten Magnetwiderstandes der Hall-Bar in oopj-Orientierung (MR_{oopj}) und der Hall-Bar in oopt-Orientierung (MR_{oopt}).

der der oopt-Orientierung. Insgesamt stimmt dieser Verlauf nicht mit dem der normalen Pt|YIG Bilagen überein (vgl. Abb. 3.12(g) und Abb.3.13(g)) und somit auch nicht mit der SMR Theorie. Grund könnte die bereits diskutierte mögliche Vermischung an der YIG|Pt Grenzfläche, sowie eine mögliche Oxidation von Pt sein.

3.3.3 Zusammenfassung

In diesen Abschnitt wurde die Herstellung von invertierten YIG|Pt Bilagen mittels schnellen thermischen Temperns diskutiert. Dabei wurde durch die Bestimmung der strukturellen Eigenschaften gezeigt, dass die YIG Schicht auf Pt nach dem schnellen thermischen Tempern nicht kristallin sondern amorph oder polykristallin ist. Die Reflektometriemessung konnte allerdings sehr gut mit einer idealen YIG|Pt Schichtstruktur simuliert werden. Die Messungen des winkelaufgelösten Magnetotransports (ADMR) zeigen eine eindliche Winkelabhängigkeit des longitudinalen spezifischen Widerstandes ρ_{long} bei oopt-Winkeldrehung des Magnetfeldes. Des weiteren ist eine komplexe Winkelabhängigkeit von ρ_{long} sowohl bei oopj- als auch bei oopt-Winkeldrehung sichtbar. Außerdem zeigte sich, dass die Größenordnung des Widerstandes ρ_{long} deutlich größer sind als bei den normalen Pt|YIG Bilagen. Dies deutet wiederum auf eine endliche Interdiffusion von Fe in Pt durch den hochenergetischen PLD-Prozess während der Herstellung der YIG Schicht hin. Somit war eine Herstellung der invertierten Bilagen mithilfe des schnellen thermischen Temperns nicht erfolgreich und bestätigt die schwierige Herstellung von kristallinen YIG|Pt Bilagen mit guter Grenzfläche [4].

3.4 Herstellung und Eigenschaften von $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ |Pt| $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Heterostrukturen

Beim letzten Herstellungsschritt (vgl. Abb.3.1) wurden Pt|YIG Heterostrukturen hergestellt und untersucht. Im Folgenden werden die Eigenschaften einer YIG|Pt|YIG Trilage diskutiert.

3.4.1 Herstellung und strukturelle Eigenschaften der $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ |Pt| $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ Trilagen

Die Herstellung der YIG|Pt|YIG Trilage erfolgte nach dem gleichen Prinzip wie zuvor schon bei den Pt|YIG Bilagen (siehe Kapitel 3.2). Der Unterschied ist nur, dass vor dem schnellen thermischen Tempern noch eine in etwa gleich dicke zweite YIG-Schicht mithilfe der PLD (siehe Kapitel A.1.3) auf das Pt aufgetragen wurde. Als Atmosphäre während des PLD Prozesses, sowie während des schnellen thermischen Temperns wurde eine Argon-Atmosphäre verwendet. Zwischen den PLD und EVAP Prozessen wurde dabei das Vakuum nicht gebrochen. Die strukturellen Eigenschaften wurden wie zuvor mithilfe der Röntgendiffraktometrie gemessen. Diese Messungen sind in Abb. 3.18 gezeigt. Beim $2\theta - \omega$ Scan (Abb. 3.18(a)) erkennt man neben dem Substratreflex wieder Laue Oszillationen, was darauf hinweist, dass das YIG kristallisiert ist. Die Reflektometrie (Abb. 3.18(b)) zeigt, dass sich die gemessene Kurve gut unter Annahme einer idealen YIG|Pt|YIG Schichtstruktur simulieren lässt. Die aus der Simulation erhaltenen Schichtdicken sind

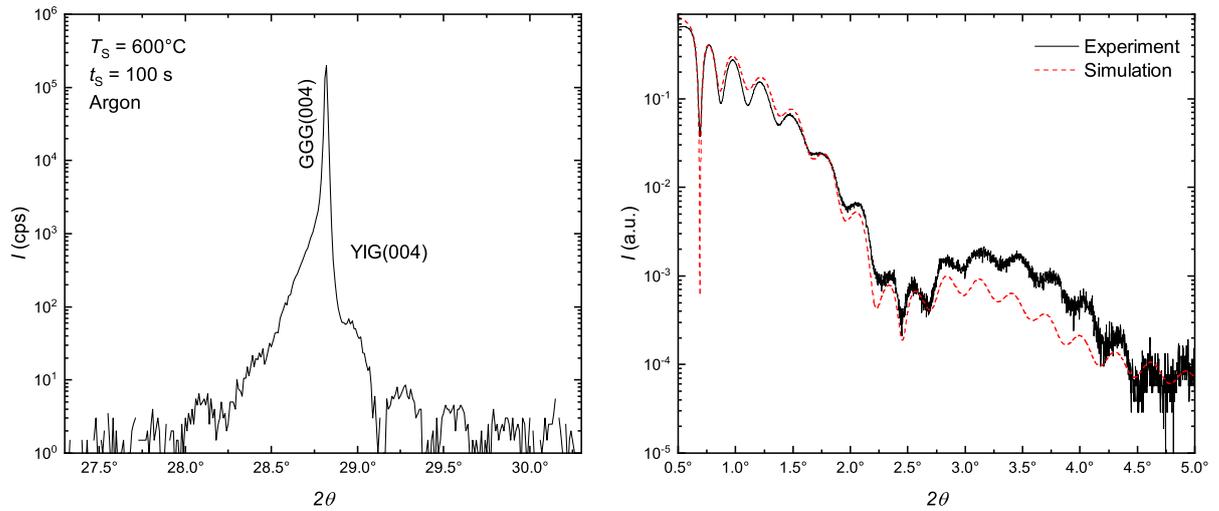


Abbildung 3.18: XRD-Messungen der YIG|Pt|YIG Trilage mit ungefähr gleich dicken YIG Schichten. (a) $2\theta - \omega$ Messung um den GGG(004) Substratreflex. (b) Gemessene (schwarze Linie) und simulierte (rote gestrichelte Linie) Reflektometrie.

$d_{YIG, 1} = (27.9 \pm 0.2)$ nm, $d_{Pt} = (4.1 \pm 0.1)$ nm und $d_{YIG, 2} = (25.9 \pm 0.2)$ nm. Dabei bezieht sich $d_{YIG, 1}$ auf die YIG Schicht zwischen dem Substrat und dem Platin und $d_{YIG, 2}$ auf den YIG Film, der auf dem Platin aufgebracht wurde. Aus der $2\theta - \omega$ Messung lässt sich aber nicht bestimmen, ob nur eine YIG Schicht oder beide kristallin sind, da die Schichtdicken der beiden YIG Schichten in etwa gleich groß sind und somit nicht eindeutig anhand der Laue Oszillationen bestimmt werden kann, von welcher Schicht diese resultieren. Deshalb wurde, aus dem Bedenken heraus, dass wie bei der invertierten Bilage (Kapitel 3.3) die YIG Schicht auf dem Pt nicht kristallisiert ist, nochmal eine Trilage durch schnelles thermisches Tempern hergestellt. Bei dieser Trilage wurde eine geringere Pulsanzahl (5000 statt 20000 Pulse) während des PLD-Prozesses für die unteren YIG Schicht zwischen dem Substrat und der Platin Schicht verwendet. Die Pulszahl der zweiten YIG Schicht blieb unverändert bei 20000. Die strukturellen Eigenschaften dieser Trilage wurde wieder mit Röntgendiffraktometrie untersucht. Dabei wird erwartet, dass unter der Annahme, dass nur die YIG Schicht zwischen dem Platin und dem Substrat kristallisiert ist und die zweite YIG Schicht amorph ist, die 2θ -Abstände der Laue Oszillationen sich aufgrund der inversen Proportionalität dieser $\Delta 2\theta$ -Abstände zur Schichtdicke verändern. In Abbildung 3.19 ist die $2\theta - \omega$ Messung und die Messung der Reflektometrie, sowie ihre Simulation gezeigt. Bei der $2\theta - \omega$ Messung (Abb. 3.19(a)) erkennt man, dass die Laue Oszillationen um den Substratreflex deutlich breiter geworden sind und sich die Abstände $\Delta 2\theta$ deutlich verändert haben. Somit hat sich unsere Vermutung, dass die YIG Schicht auf dem Pt nicht kristallisiert ist bestätigt. Aus der Reflektometrie und ihrer Simulation (Abb. 3.19(b)) erhält man für die Schichtdicken der Trilage mit dünner YIG Schicht $d_{YIG, 1} = (4.9 \pm 0.1)$ nm, $d_{Pt} = (4.0 \pm 0.2)$ nm und $d_{YIG, 2} = (18.5 \pm 0.2)$ nm.

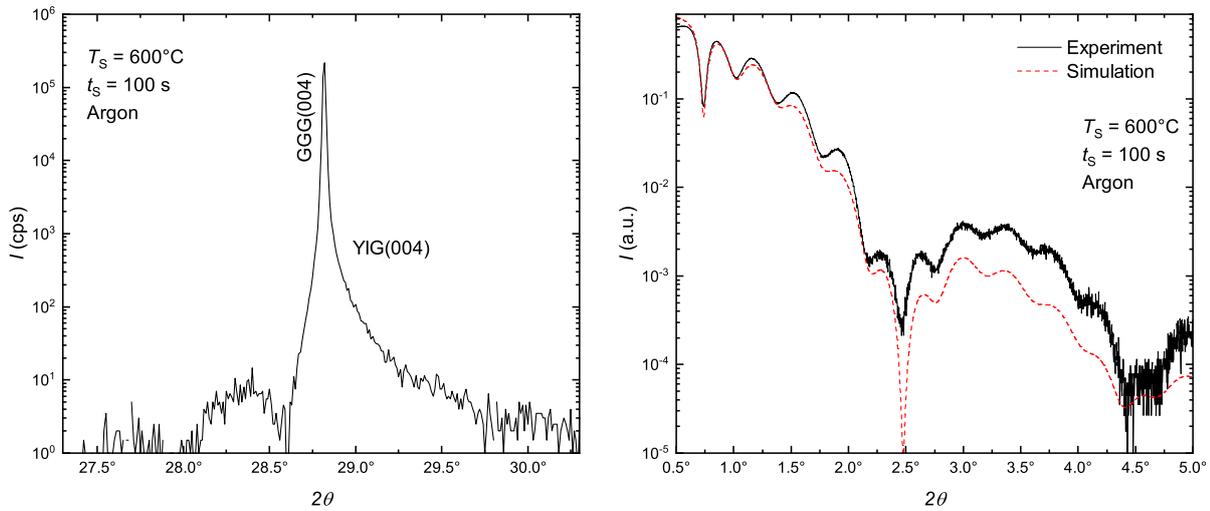


Abbildung 3.19: XRD-Messungen der YIG|Pt|YIG Trilage mit unterschiedlichen YIG Schichtdicken. (a) $2\theta - \omega$ Messung um den GGG(004) Substratreflex. (b) Gemessene (schwarze Linie) sowie simulierte (rote gestrichelte Linie) Reflektometrie.

3.4.2 Magnetische Eigenschaften der $Y_3Fe_5O_{12}|Pt|Y_3Fe_5O_{12}$ Trilagen

Mithilfe des SQUID-Magnetometers (siehe Kapitel A.2.3) wurden die magnetischen Eigenschaften der beiden hergestellten Trilagen untersucht. Die gemessenen magnetischen

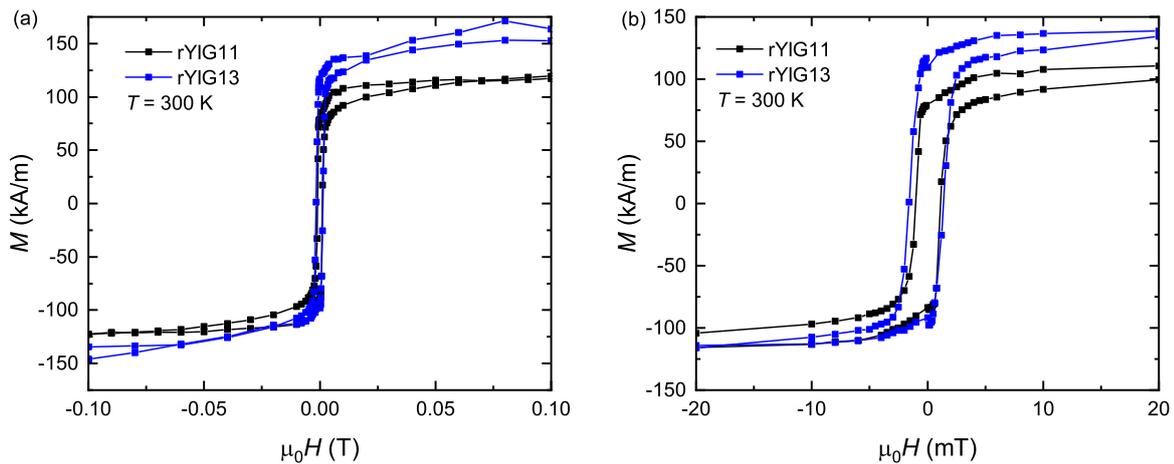


Abbildung 3.20: Messung der magnetischen Hysterese bei 300 K der Trilage mit gleich dicken YIG Schichten (rYIG11) und der Trilage mit unterschiedlich dicken YIG Schichten (rYIG13). (a) Gesamter gemessener Bereich und (b) Ausschnitt um $\mu_0H = 0$ T. Das Signal des GGG Substrates wurde abgezogen.

Hysteresekurven sind in Abb. 3.20 dargestellt. Dabei ist rYIG11 die Probe mit gleich dicken (schwarze Symbole) und rYIG13 die mit unterschiedlich dicken YIG Schichten (blaue Symbole). Hierbei wurde das magnetische Signal des paramagnetischen GGG-Substrates mittels einer Geraden von den gemessenen Daten abgezogen. Betrachtet man die Messung über den gesamten gemessenen Bereich (Abb. 3.20(a)) fällt auf, dass die Sättigungsmagnetisierung M_S der Probe mit den unterschiedlichen YIG Schichten bei $M_{S, \text{rYIG13}} = (149 \pm 16) \text{ kA m}^{-1}$ ist, wohingegen diese bei der Probe mit gleich dicken YIG Schichten $M_{S, \text{rYIG11}} = (118.0 \pm 3) \text{ kA m}^{-1}$ beträgt. Somit ist die Sättigungsmagnetisierung der Trilage mit gleich dicken YIG Schichten wieder ein wenig zu klein verglichen mit dem Literaturwert von $M_{S, \text{Lit}} = 143 \text{ kA m}^{-1}$ [1], aber deutlich größer als bei der einzelnen YIG Schicht (siehe Kapitel 3.1.2). Die Sättigungsmagnetisierung der Trilage mit unterschiedlich dicken YIG Schichten, entspricht innerhalb des Fehlers in etwa dem Literaturwert. Allerdings ist zu beachten dass diese einen relativ großen Fehler von etwa 10% der gemessenen Sättigungsmagnetisierung aufweist. Überraschend ist, dass es hier einen so deutlichen Unterschied gibt zwischen den beiden Trilagen und auch zu der Sättigungsmagnetisierung der einzelnen YIG Schicht, da sich diese nicht sonderlich voneinander unterscheiden sollten. Bei dieser Analyse wurde angenommen, dass beide YIG-Schichten trotz ihrer unterschiedlichen strukturellen Eigenschaften magnetisch sind. Diese Annahme ist berechtigt, da sonst die Sättigungsmagnetisierung ein viel zu großes Ergebnis für die YIG|Pt|YIG Trilagen liefern würde. Bei genauerer Betrachtung des Bereichs um $\mu_0 H = 0 \text{ T}$ (Abb. 3.20(b)) erkennt man, dass beide hergestellten Trilagen wie erwartet in etwa das gleich große Koerzitivfeld besitzen, das auch schon die einzelne in Argon getemperte YIG Schicht (siehe Abb. 3.7) gezeigt hat. Es sind allerdings keine zwei magnetischen Phasen zu erkennen. Dies deutet darauf hin, dass die beiden YIG-Schichten ungeachtet ihrer unterschiedlichen strukturellen Eigenschaften annähernd die gleichen magnetischen Eigenschaften aufweisen.

3.4.3 Zusammenfassung

Dieser Abschnitt hat durch Messungen der Röntgendiffraktometrie gezeigt, dass bei der Herstellung der Trilagen mithilfe des schnellen thermischen Temperns nicht beide YIG Schichten kristallisieren, sondern nur der Film zwischen dem Substrat und der Platin Schicht. Außerdem haben die SQUID Messungen ergeben, dass die Sättigungsmagnetisierung der Probe mit unterschiedlichen Schichtdicken $M_{S, \text{rYIG13}} = (149 \pm 16) \text{ kA m}^{-1}$ größer ist als die mit gleich dicken Schichten $M_{S, \text{rYIG11}} = (118.0 \pm 3) \text{ kA m}^{-1}$. Die Hysteresekurven deuten weiterhin daraufhin, dass die beiden YIG-Schichten ähnliche magnetische Eigenschaften aufweisen. Zusammenfassend wird deutlich, dass YIG|Pt|YIG||GGG(100) Trilagen nur sehr schwer mittels schnellen thermischen Temperns herzustellen sind, bei welchen beide YIG Schichten kristallin sind.

Kapitel 4

Zusammenfassung und Ausblick

Im Laufe dieser Arbeit wurde gezeigt, dass wir durch schnelles thermisches Tempern YIG Filme mit sehr guter kristalliner Qualität auf GGG(001) herstellen können. Dabei wurden zuerst dünne, nicht-kristalline YIG Schichten mittels gepulster Laserdeposition auf GGG(001) Substrate bei Raumtemperatur aufgebracht. Anschließend wurde der Temperprozess hinsichtlich der Substrattemperatur T_S , der Wartezeit t_S und der Atmosphäre, in der die YIG Schicht aufgebracht und getempert wurde optimiert. Hierbei wurden die strukturellen Eigenschaften der hergestellten YIG Schichten mittels Röntgenbeugung (XRD) sowie Rasterkraftmikroskopie (AFM) analysiert. Die magnetischen Eigenschaften wurden durch ferromagnetische Resonanzmessungen (FMR) und SQUID Magnetometrie bestimmt. Dabei wurde gezeigt, dass die Oberfläche der in einer Sauerstoff-Atmosphäre aufgetragenen und getemperten YIG Schicht eine deutlich geringere Rauigkeit aufweist im Vergleich zu der in Argon getemperten YIG Schicht. Außerdem ist im Vergleich die Sättigungsmagnetisierung der in Sauerstoff getemperten YIG Schicht größer, das magnetische Koerzitivfeld kleiner und die durch FMR bestimmte Gilbert Dämpfung geringer als bei der in Argon getemperten YIG Schicht. Somit liefert die Herstellung eines YIG Filmes auf GGG(001) mithilfe des schnellen thermischen Temperns in einer Sauerstoff Atmosphäre das beste Ergebnis. Dies ist höchstwahrscheinlich auf den unterschiedlichen Sauerstoffgehalt bzw. mögliche Sauerstofffehlstellen in den YIG Schichten zurückzuführen. Bei der Herstellung der normalen Pt|YIG Bilagen hat sich gezeigt, dass bei diesen während des thermischen Temperns in Sauerstoff möglicherweise die Platin Schicht oxidiert. Die Messungen des winkelaufgelösten Magnetotransports (ADMR) der Bilagen haben gezeigt, dass bei der in Argon getemperten Bilage im Vergleich zu einer Pt|YIG Referenzprobe, die ohne Tempern standardmäßig hergestellt wurde, weitere Magnetwiderstandseffekte mit unterschiedlichen Phasen auftreten, sodass weitere Messungen notwendig sind, um genauer zu klären wodurch diese entstehen. Der Magnetwiderstand der in Sauerstoff

hergestellten Pt|YIG Bilage zeigt deutliche Anzeichen eines vorhandenen anisotropen Magnetwiderstandes (AMR). Dieser ist möglicherweise durch eine zusätzliche Interdiffusion von YIG in Pt hervorgerufen. Beim Herstellen der invertierten YIG|Pt Bilagen mithilfe von schnellen thermischen Tempnern in einer Argon-Atmosphäre, konnte durch die Röntgendiffraktometrie aufgrund des fehlenden YIG(004) Reflexes gezeigt werden, dass die YIG Schicht auf dem Platin nicht kristallisiert ist. Die Messung des winkelaufgelösten Magnetotransports (ADMAR) hat gezeigt, dass der Magnetwiderstand hier deutlich größer war als bei den normalen Pt|YIG Bilagen. Außerdem zeigte sich, dass auch hier bei tiefen Temperaturen zusätzliche Magnetotransport-Phasen auftreten, sodass auch hier weitere Messungen nötig sind, um genauer zu klären, woher diese kommen. Auch hier zeigten sich allerdings deutliche Hinweise eines endlichen AMR. Dies ist auch hier wieder höchstwahrscheinlich durch eine Interdiffusion von YIG in Pt während des hochenergetischen PLD-Prozesses bei der Herstellung der YIG Schicht begründet. Bei der Herstellung der Trilagen mithilfe des schnellen thermischen Tempners in Argon wurde mithilfe des XRD durch die unterschiedliche Breite der Laue Oszillationen der Trilagen mit unterschiedlichen Schichtdicken deutlich, dass auch hier der YIG Film auf Platin nicht kristallisiert, sondern nur die YIG Schicht zwischen dem Substrat und Pt. Die SQUID Magnetometrie Messungen haben gezeigt, dass überraschenderweise beide YIG Schichten, also sowohl die kristalline als auch die amorphe, magnetisch sind. Außerdem weißt die Trilage mit unterschiedlich dicken YIG Schichten eine höhere Sättigungsmagnetisierung M_S auf, als die mit gleich dicken Schichten.

Zusammenfassend zeigt die Untersuchung der Pt|YIG Heterostrukturen, dass es uns nicht gelungen ist, Heterostrukturen mit guter Qualität der Pt|YIG Grenzfläche für Spinstrom-basierte Experimente herzustellen und macht die Schwierigkeiten in der Herstellung von Pt|YIG Heterostrukturen deutlich. Insbesondere legt diese Arbeit dar, dass Magnetotransportuntersuchungen vor allem bei tiefen Temperaturen wichtig sind, um mögliche zusätzliche Magnetowiderstandseffekte in den hergestellten Heterostrukturen nachzuweisen. Die durch das Verfahren des schnellen thermischen Tempners hergestellten dünnen YIG Schichten besitzen allerdings sehr gute strukturelle wie auch magnetische Eigenschaften. Dies ermöglicht neue Methoden zur Herstellung von YIG-basierten Nanostrukturen, die im folgenden diskutiert werden.

4.1 Ausblick

Zur weiteren Optimierung des schnellen thermischen Tempners könnte nach Thomas E. Gage *et al.* [2] ein zweistufiges Verfahren des thermischen Tempners verwendet werden, bei dem zuerst bei einer niedrigeren Substrattemperatur getempert wird, bevor der normale Prozess des schnellen thermischen Tempners verwendet wird. Bei diesen zweistufigen Prozess wird zuerst ein Impfkristall erzeugt, der eine höhere kristalline Qualität der gesamten YIG Schicht bewirkt. Die hergestellten YIG Schichten sollten auch durch

weitere Verfahren analysiert werden. So ermöglichen bildgebende Verfahren, wie die Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) die Möglichkeit Bereiche zu detektieren die nicht vollständig kristallin sind. Wie oben schon erwähnt, ermöglicht der Prozess des schnellen thermischen Temperns die Herstellung von neuen YIG-basierten Nanostrukturen, wie freistehende YIG Brücken, da mit der YIG Schichtherstellung bei Raumtemperatur ein sogenannter lift-off Prozess möglich wird. In Abbildung 4.1 ist eine solche YIG-Brücke hergestellt durch F. Heyroth und Mitarbeiter [5] dargestellt.

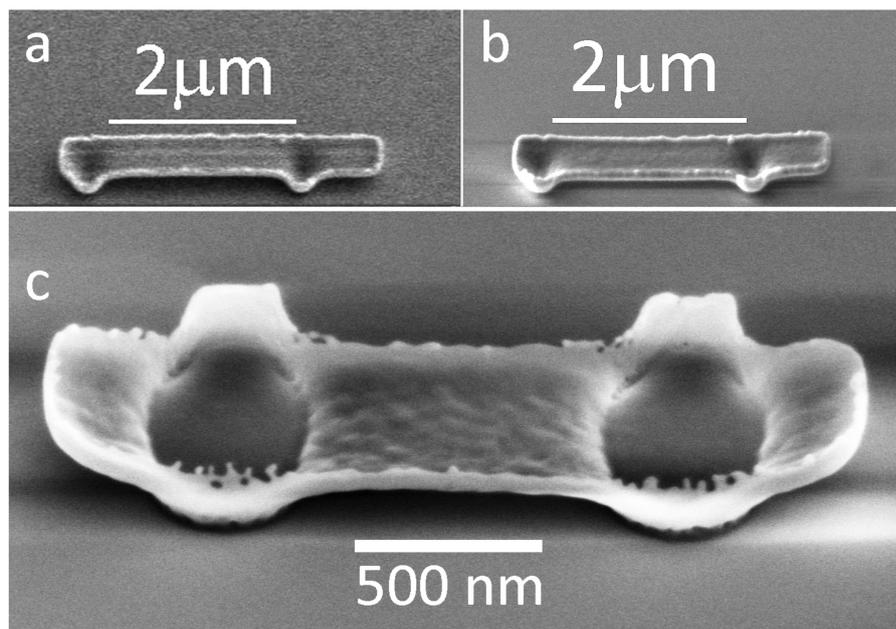


Abbildung 4.1: SEM Bild von zwei verschiedenen hergestellten YIG-Brücken. Die erste Brücke ist in (a) vor dem Tempern und in (b) nach dem Tempern gezeigt. In (c) ist die zweite YIG-Brücke nach dem Tempern dargestellt. Figur entnommen aus [5]

Anhang **A**

Experimentelle Methoden

A.1 Probenherstellung

A.1.1 Probenvorbereitung

Zur Herstellung der beschriebenen Proben, wurde auf die Rückseite der (001)-orientierten GGG Substrate eine ~ 180 nm dicke Platin Schicht gesputtert. Mit dieser Pt-Schicht wird eine bessere Wärmeleitfähigkeit sowie eine bessere Absorption des Infrarot-Heizlasers erreicht. Die Substratoberfläche wurde mit Aceton und Isopropanol in einem Ultraschallbecken gesäubert. Die YIG Schichten wurden mittels gepulster Laserdeposition (PLD) und die Pt Schichten mittels Elektronenstrahlverdampfen (EVAP) hergestellt.

A.1.2 Ultrahochvakuum Cluster

In Abbildung A.1 ist das zur Herstellung verwendete Ultrahochvakuum-Cluster gezeigt, in dem sich die verwendete gepulste Laserdepositions-kammer (PLD), sowie die Elektronenstrahlverdampfungs-kammer (EVAP) befindet. In dem UHV Cluster herrscht ein Druck von $\sim 10^{-9}$ mbar. Durch den Transferarm kann die Probe zwischen den Kammern bewegt werden, ohne das UHV zu verlassen, sodass die Herstellungsschritte „in-situ“ durchgeführt werden können.

A.1.3 Gepulste Laserdeposition (PLD)

Bei der gepulsten Laserdeposition (Abb. A.2) wird das polykristalline YIG Target auf dem Targetkarussell mit einem UV-Excimer Laser mit kurzen Laserpulsen der Wellenlänge $\lambda_{\text{Excimer}} = 248$ nm und einer Pulsfrequenz von $f = 10$ Hz beschossen. Dabei wird ein kleiner Teil des Targets ionisiert und bildet eine sogenannte Plasma Plume. Dabei diffundiert

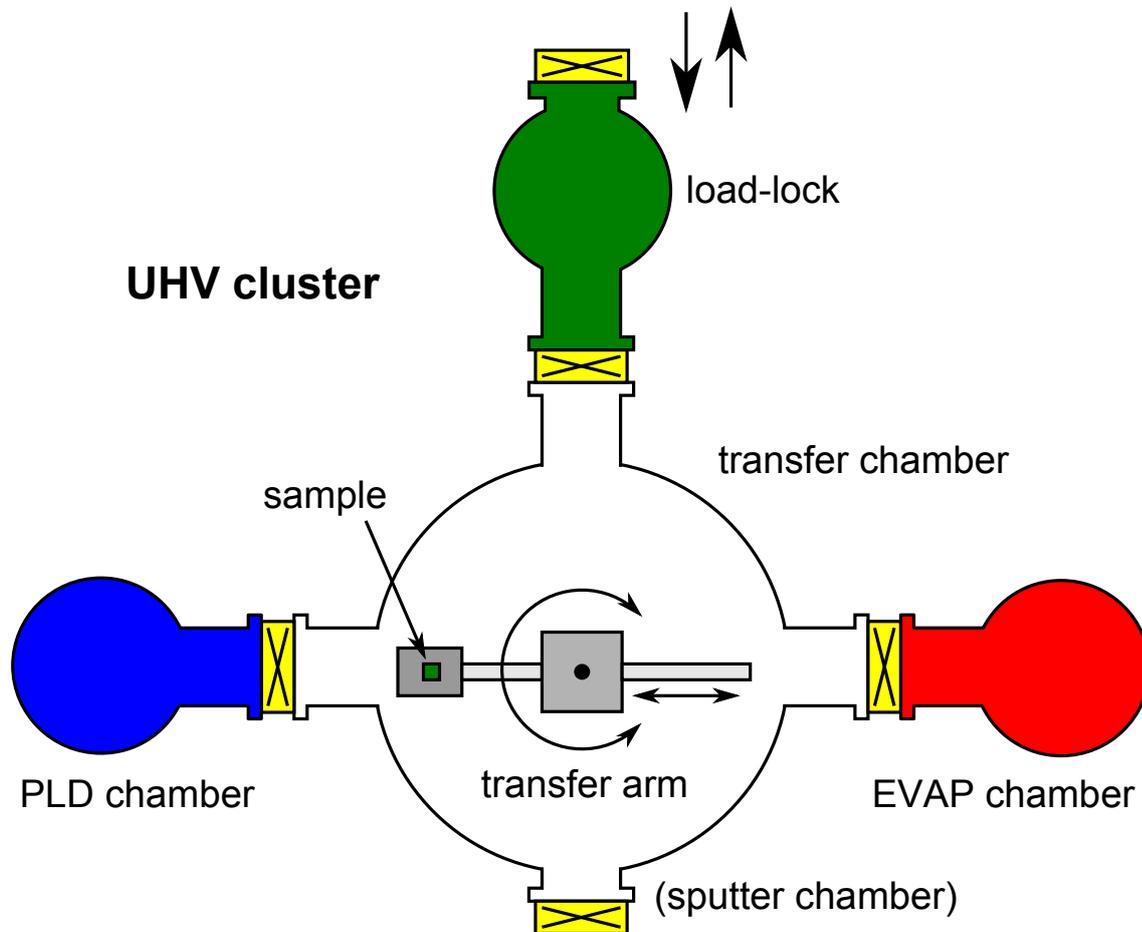


Abbildung A.1: Aufbau des zur Herstellung der Proben verwendeten Ultrahochvakuum (UHV) Clusters. Die Proben werden durch die load-lock in das Cluster eingeschleust. In diesen können die Proben mithilfe des Transferarmes zwischen der PLD Kammer, der EVAP Kammer, der load-lock und der für diese Arbeit nicht benutzten Sputter Kammer (nicht gezeigt) bewegt werden. Bild entnommen aus Ref. [4].

ein Teil zum Substrat und setzt sich dort ab. Die Energiedicht des Lasers am Target wurde auf $\rho = 2.0 \text{ J cm}^{-2}$ eingestellt. Mithilfe eines Infrarot Heizlasers kann das Substrat auf die Temperatur T_S geheizt werden. Dieser Infrarot Laser wird auch für das schnelle thermische Tempnern genutzt, um das Substrat auf die gewünschte Temperatur zu erhitzen. Während des Temperns, sowie während des Auftragens der YIG Schicht wurde eine Argon- oder Sauerstoff-Atmosphäre mit einen Druck von $p = 25 \mu\text{bar}$ eingestellt. Diese dient zur Verringerung der kinetischen Energie der ionisierten YIG Teilchen über Stoßprozesse, sowie zur Abkühlung dieser.

A.1.4 Elektronenstrahlverdampfung (EVAP)

In Abbildung A.3 ist der Aufbau in der EVAP-Kammer gezeigt. In dieser wird oben mithilfe des Transferarms des UHV-Clusters die Probe hineingefahren und auf den Träger

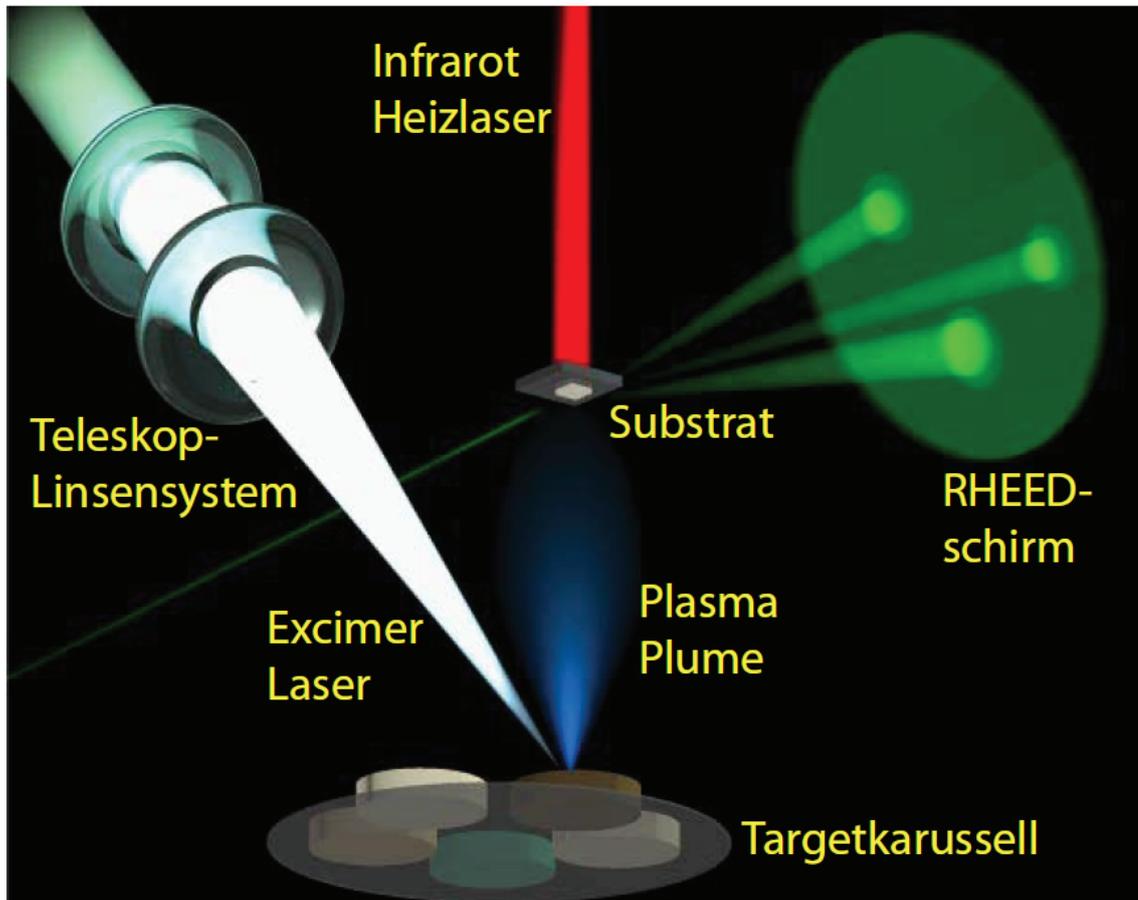


Abbildung A.2: Funktionsweise der gepulsten Laser-Deposition (PLD). Bild entnommen aus [13].

gelegt. Das Platin wird bei diesem Verfahren mit einem Elektronenstrahl der Stromstärke $A \sim 135 \text{ mA}$ verflüssigt und dann verdampft. Dazu wird der Elektronenstrahl, der aus dem mit einem Strom von 30 A geheizten Filament ausgetreten ist und mit $U = 7.5 \text{ kV}$ beschleunigt wurde, mithilfe eines Magnetfeldes vom Filament auf das Platin fokussiert. Die Aufdampfrate von 0.4 \AA s^{-1} wird mithilfe eines oszillierenden Kristalls bestimmt und geregelt. Zwischen dem verdampften Material und der Probe befindet sich eine Abschirmung, während das Platin erhitzt wird. Diese Abschirmung wird zum tatsächlichen Aufdampfen weggeklappt, sodass das verdampfte Platin die Probe erreichen kann. Während des Prozesses herrscht in der Kammer ein Druck von $p \sim 5 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$.

A.2 Analysemethoden

A.2.1 Röntgendiffraktometrie (XRD)

Die zur Bestimmung der strukturellen Eigenschaften verwendete Röntgendiffraktometrie (XRD) basiert auf dem Prinzip der Streuung und Interferenz elektromagnetischer

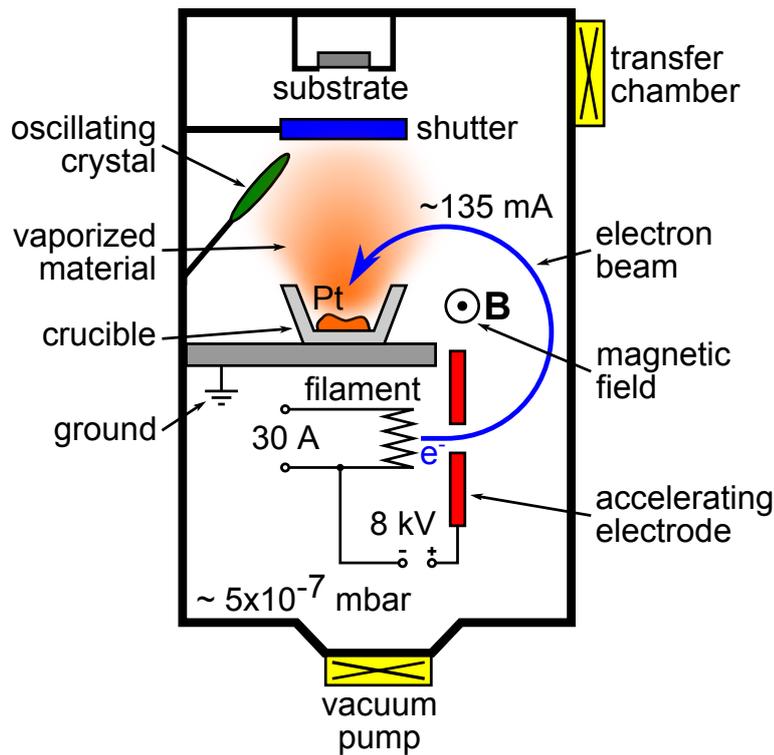


Abbildung A.3: Prinzipieller Aufbau der Elektronenstrahlverdampfung. Figur entnommen aus [13].

Strahlung an einen Kristallgitter. In Abbildung A.4 ist der prinzipielle Aufbau des

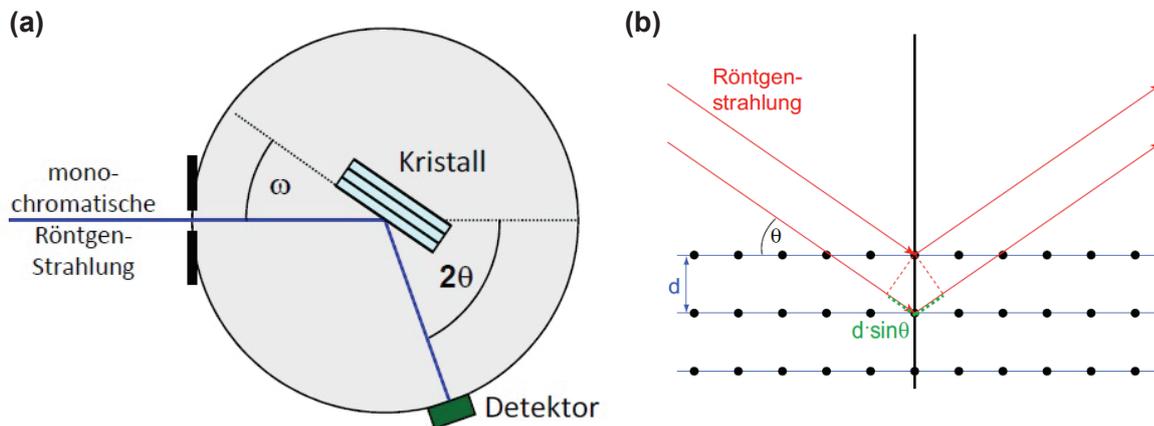


Abbildung A.4: (a) Schematischer Aufbau des Röntgendiffraktometers [1]. (b) Beugung am Kristallgitter als Grundlage der Röntgendiffraktometrie [4]. Der Winkel θ ist hierbei gleich dem Winkel ω aus (a).

Röntgendiffraktometers, sowie die Beugung am Kristallgitter dargestellt. Für die in diese Arbeit durchgeführten Messungen wurde ein 4-Achsen-Röntgendiffraktometer D8 Discover der Firma Bruker verwendet. Die Wellenlänge der verwendeten Röntgenstrahlung beträgt

$\lambda = 0.15406$ nm. Diese entspricht der Cu- $K_{\alpha 1}$ Linie. Konstruktive Interferenz tritt dabei auf, wenn die Bragg Bedingung

$$2d_{hkl} \sin \omega = \lambda \quad (\text{A.1})$$

bzw. die dazu äquivalenten Laue Bedingung

$$\mathbf{k}' - \mathbf{k} = \Delta \mathbf{k} = \mathbf{G} \quad (\text{A.2})$$

erfüllt ist. Die in dieser Arbeit verwendeten Messmethoden sind der $2\theta - \omega$ Scan, sowie die Reflektometrie.

$2\theta - \omega$ Scan:

Bei dieser Messung ist die Probenoberfläche um einen Winkel ω zu dem einfallenden Strahl gedreht. Der Strahl wird auf der Oberfläche reflektiert und unter einem Winkel von $2\theta = 2\omega + \alpha$ von einem Detektor gemessen. Der Winkel α bezeichnet hierbei den Winkel der Probenoberfläche zu den Netzebenen des Kristalls. Zur Bestimmung des 2θ Winkels, unter welchem die Bragg-Bedingung (Gleichung (A.1)) erfüllt ist und somit konstruktive Interferenz vorliegt, wird der Winkel ω über den Bereich, an dem der Reflex erwartet wird variiert. Bei dieser Messung können auch weitere Reflexe sichtbar werden, welche durch eine endliche Dicke der dünnen Schichten begründet ist. Diese sogenannten Laue Oszillationen sind ein Zeichen für qualitativ hochwertige Filme, da deren Stärke und Ausprägung stark von der Rauigkeit der Netzebenen abhängt und ein Maß für ein kohärentes Wachstum der Schicht sind.

Reflektometrie:

Die Messung der Reflektometrie gibt Aufschluss über die Schichtdicken sowie die Rauigkeit einer Probe. Durchgeführt wird die Messung analog zu dem $2\theta - \omega$ Scan, wobei deutlich kleinere 2θ Winkel gewählt werden. Aus dem gemessenen charakteristischen Muster, kann mithilfe des Programmes Leptos die bei Reflektometrien entstehende sogenannte Kiessig-Oszillationen simuliert und somit die Schichtdicken, sowie die Rauigkeiten der Proben bestimmt werden.

A.2.2 Rasterkraftmikroskopie

Die Rasterkraftmikroskopie oder Atmokräftmikroskopie (AFM) ist eine genauere Methode als die Reflektometrie, um die Rauigkeit einer Oberfläche zu bestimmen. In Abbildung A.5 ist der prinzipielle Aufbau des AFM gezeigt. Dabei fährt eine Spitze die Probenoberfläche mithilfe der x-y und z Piezos ab. Die Spitze oszilliert je nachdem wie die Oberflächenstruktur aussieht. Dabei wird die Rückseite der Spitze mit einem Laser bestrahlt. Dieser wird dort reflektiert und mithilfe eines Photodetektors wird die Verbiegung des Auslegers gemessen. Dieses Signal wird dann an den PC weitergegeben, der dieses auswertet. In dieser Arbeit wurde ein Bereich von $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ mittig auf der Probe gemessen.

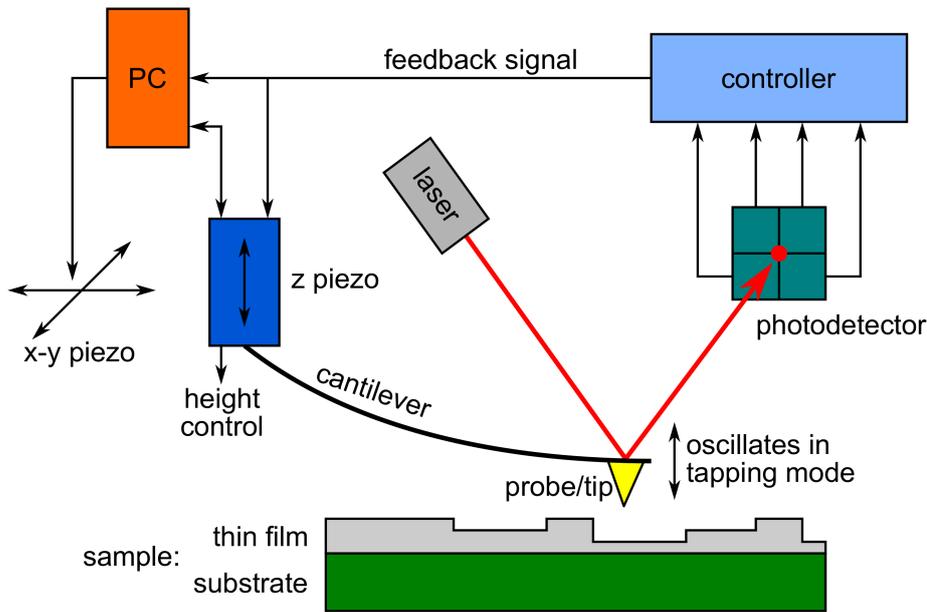


Abbildung A.5: Schematischer Aufbau des Atomkraftmikroskops

A.2.3 SQUID - Magnetometrie

Die Hysteresekurven der Proben wurden mithilfe eines SQUID Magnetometers der Firma Quantum Design aufgenommen. Der schematische Aufbau eines solchen Magnetometers

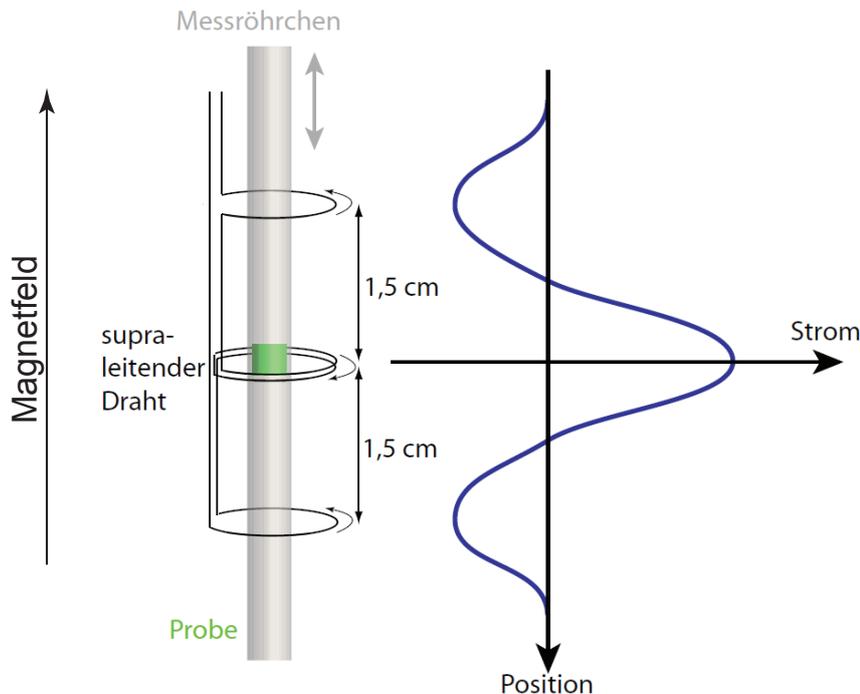


Abbildung A.6: Schematischer Aufbau eines SQUID-Magnetometers. Figur entnommen aus Ref. [4]

ist in Abb. A.6 gezeigt. Die Probe wird dabei mithilfe eines Messröhrchens zwischen 3 Spulen bewegt. Die beiden äußeren Spulen haben eine Windungszahl von -1 und die innere eine Windungszahl von +2. Der Strom fließt in der inneren Spule in die entgegengesetzte Richtung wie bei den beiden äußeren Spulen. Auf der rechten Seite von Abb. A.6 ist der dabei in der Probe induzierte Strom gezeigt. Dieser Strom wird von einer Radiofrequenz in eine Spannung umgewandelt. Mithilfe der Software von Quantum Design wird diese Spannung gefittet und daraus das magnetische Moment berechnet. Die Magnetisierung berechnet sich dann über

$$M = \frac{m}{V} \quad (\text{A.3})$$

A.2.4 Ferromagnetische Resonanz (FMR)

Die Ferromagnetische Resonanz (FMR) basiert auf dem Prinzip, dass die Magnetisierung beim Anlegen einer Störung mit einem endlichen Winkel um das effektive Magnetfeld \mathbf{H}_{eff} präzidiert. Beschrieben wird dies nach Ref. [3] mithilfe der Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma \mathbf{m} \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \quad (\text{A.4})$$

mit der Gilbert Dämpfung α . Wenn ein externes Wechselfeld angelegt wird verursacht dieses also eine Präzession um das effektive Magnetfeld \mathbf{H}_{eff} . Wenn die Resonanzbedingung erfüllt ist, wird die vom System absorbierte Energie maximal. Für eine genauere Diskussion wird auf Ref. [3], sowie Ref. [1] verwiesen. In Abb. A.7 ist der schematische Aufbau des

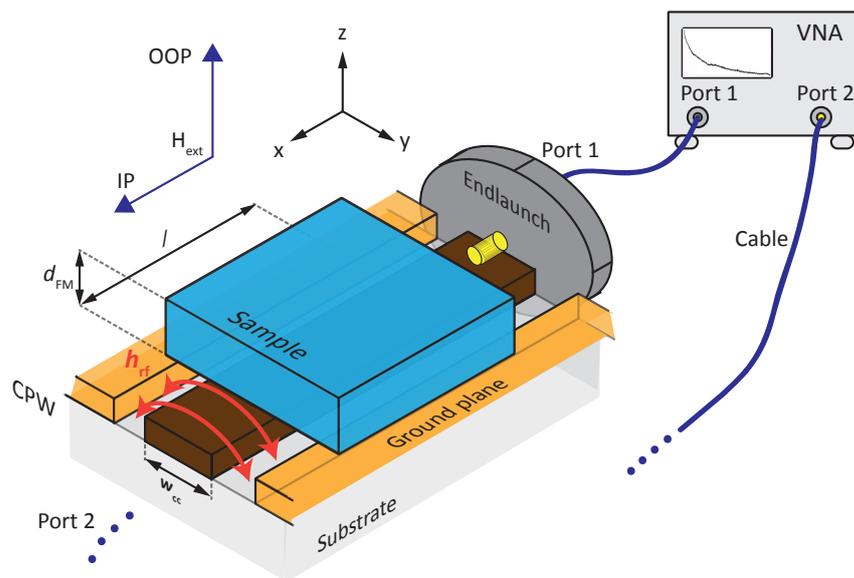


Abbildung A.7: Schematischer Aufbau der FMR-Messung. Figur entnommen aus Ref. [3].

verwendeten Messapparates gezeigt. Dabei wird ein Vektor Netzwerk Analysator (VNA)

verwendet, um sowohl die Amplitude als auch die Phase zu messen. Außerdem wird ein CPW (engl. Coplanar Waveguide) dazu verwendet, um das für die FMR-Messung relevante magnetische Wechselfeld \mathbf{h}_{rf} zu erzeugen. Bei der Messung erzeugt ein Mikrowellensignal am Port 1 des VNA im mittleren Leiter (CC) des CWP das Wechselfeld. Der Ausgang des CC-Leiters wird mit Port 2 des VNAs verbunden. Hierbei wird die absorbierte Leistung gemessen. Zur genaueren Behandlung der Messwerte sei auf Ref. [3] verwiesen. Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden mit einem externen Magnetfeld \mathbf{H}_{eff} parallel zur Probenoberfläche (IP) durchgeführt. Zu beachten ist, dass bei der Messung in IP Orientierung die erhaltenen Werte der Gilbert Dämpfung α nicht den exakten Wert widerspiegeln, denn dazu müsste man noch Messungen mit dem Magnetfeld \mathbf{H}_{eff} parallel zur Normalen der Probenoberfläche durchführen. Dennoch reichen die erhaltenen Werte der Gilbert Dämpfung α der Messungen in IP Orientierung für eine qualitative Diskussion aus.

A.2.5 Strukturierung der Proben für Magnetotransportmessungen

Die hergestellten Proben wurden nach dem Aufbringen der YIG und Pt Schichten halbiert. Dazu wurde eine Schicht Photolack zum Schutz auf die Oberfläche aufgetragen. Eine Hälfte dieser Proben wurde dann dazu benutzt, um Hall-Bars auf die Probe zu ätzen. Dazu wurden diese wie zuvor gesäubert und anschließend ein Photolack aufgebracht. Die Proben werden zweimal mit der Hall-Bar Struktur belichtet und dann entwickelt. Dabei wird eine Hall-Bar entlang der langen Kante der halben Probe und eine um 90° dazu gedreht entlang der kurzen Kante ausgerichtet. Die auf der Probe zurückgebliebene Schicht Photolack dient als Schutz beim ätzen mit dem Argon Ionen Ätzer, sodass nur die Bereiche, die belichtet wurden entfernt werden und somit die in Abb. 3.11 gezeigten Strukturen in die Probe geätzt wurden. Die Proben werden wieder gesäubert, auf einen Kupferblock geklebt und so kontaktiert, dass wir über die Mitte einen Strom schicken können und longitudinal bzw. transversal die Spannung messen können (vgl. Abb. 3.11(rechts)).

Literaturverzeichnis

- [1] R. Gross und A. Marx. *Festkörperphysik*. De Gruyter (2018)
- [2] Thomas E. Gage, Prabesh Dulal, Peter A. Solheid, David J. Flannigan & Bethanie J. H. Stadler. *Si-integrated ultrathin films on phase-pure $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) via novel two-step rapid thermal anneal*. *Material Research Letters*, **5:6**, 379-385 (2017)
- [3] L. Flacke *Spin Pumping and Spin Wave Damping in $Co_{25}Fe_{75}$ Thin-Film Heterostructures*. Masterarbeit, TU München (2018)
- [4] F. Schade *Herstellung und Charakterisierung von $Y_3Fe_5O_{12}|Pt|Y_3Fe_5O_{12}$ Trilagen für Spinstrom basierte Experimente*. Bachelorarbeit, TU München (2013)
- [5] F. Heyroth, C. Hauser, P. Trempler, P. Geyer, F. Syrowatka, R. Dreyer, S.G. Ebbinghaus, G. Woltersdorf und G. Schmidt. *Monocrystalline free standing 3D yttrium iron garnet magnon nano resonators*. arXiv:1802.03176v2 (2019)
- [6] S. Geprägs, C. Klewe, S. Meyer, F. Schade, M. Schneider, S.P. Collins, K. Ollefs, F. Wilhelm, A. Rogalev, Y. Joly, S. T.B. Goennenwein, M. Opel, T. Kuschel und R. Gross. *Static magnetix proximity effects and spin Hall magnetoresistance in $Pt/Y_3Fe_5O_{12}$ and inverted $Y_3Fe_5O_{12}/Pt$ bilayers*. Manuscript in preparation (2019)
- [7] T. Suzuki *Magnetic and magneto-optic properties of rapid thermally crystallized garnet films (invited)*. *Journal of Applied Physics* **69**, 4756 (1991)
- [8] S.Y. Sung, X. Qi und B. J. H. Stadler. *Integrating yttrium iron garnet onto nongarnet substrates with faster deposition rates and high reliability*. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 121111 (2005)
- [9] L. Bi, J. Hu, P. Jiang, D. H. Kim, G. F. Dionne, L. C. Kimerling und C. A. Ross. *On-chip optical isolation in monolithically integrated non-reciprocal optical resonators*. *Nature Photonics* Vol. **5** (2005)
- [10] X. Y. Sun, Q. Du, T. Goto, M. C. Onbasli, D. H. Kim, N. M. Aimon, J. Hu und C. A. Ross. *Single-Step Deposition of Cerium-Substituted Yttrium Iron Garnet for Monolithic On-Chip Optical Isolation*. *ACS Photonics*, **2**, 856-863 (2015)

-
- [11] T. Nozue, T. Kikkawa, T. Watamura, T. Niizeki, R. Ramos, E. Saitoh und H. Murakami. *Fabrication of yttrium-iron-garnet/Pt multilayers for the longitudinal spin Seebeck effect*. Appl. Phys. Lett. **113**, 262402 (2018)
- [12] J. Li, Y. Xu, M. Aldosary, C. Tang, Z. Lin, S. Zhang, R. Lake und J. Shi. *Observation of magnon-mediated current drag in Pt/yttrium iron garnet/Pt(Ta) trilayers* Nat. Commun. **7**, 10858 (2016)
- [13] M. Dietlein. *Spin Hall Magnetwiderstand und Spin-Seebeck Effekt in $Gd_3Fe_5O_{12}$ |Pt Heterostrukturen*. Bachelorarbeit, TU München, 2017
- [14] M. Althammer, S. Meyer, H. Nakayama, M. Schreier, S. Altmannshofer, M. Weiler, H. Huebl, S. Geprägs, M. Opel, R. Gross, D. Meier, C. Klewe, T. Kuschel, J.-M. Schmalhorst, G. Reiss, L. Shen, A. Gupta, Y.-T. Chen, G. E. W. Bauer, E. Saitoh und S. T. B. Goennenwein. *Quantitative study of the spin Hall magnetoresistance in ferromagnetic insulator/normal metal hybrids*. Phys. Rev. B **87**, 224401 (2013)
- [15] Y.-T. Chen, S. Takahashi, H. Nakayama, M. Althammer, S. T. B. Goennenwein, E. Saitoh und G. E. W. Bauer. *Theory of spin Hall magnetoresistance*. Phys. Rev. B **87**, 144411 (2013)
- [16] S. T. B. Goennenwein, R. Schlitz, M. Pernpeintner, K. Ganzhorn, M. Althammer, R. Gross und H. Huebl. *Non-local magnetoresistance in YIG/Pt nanostructures*. Appl. Phys. Lett. **107**, 172405 (2015)
- [17] S. Meyer, M. Althammer, S. Geprägs, M. Opel, R. Gross und S. T. B. Goennenwein *Temperature dependent spin transport properties of platinum inferred from spin Hall magnetoresistance measurements*. Appl. Phys. Lett. **104**, 242411 (2014)
- [18] F. P. Witek *Spin Hall Magnetoresistive Noise*. Masterarbeit, TU München, 2013

Danksagung

Ich möchte Herrn Prof. Dr. Rudolf Gross dafür danken, dass er mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Arbeit am Walther Meissner Institut zu verfassen.

Besonders möchte ich mich bei Dr. Stephan Geprägs bedanken. Er hat mir mit sehr viel Geduld alle Instrumente genau erklärt und hat alle Fragen beantwortet. Dies hat maßgeblich dazu beigetragen die theoretischen und experimentellen Hintergründe dieser Arbeit zu verstehen sowie die wissenschaftliche Arbeitsweise zu erlernen. Seine Korrekturvorschläge beim Verfassen dieser Arbeit haben mir maßgeblich beim Erlernen des wissenschaftlichen Schreibstils geholfen.

Außerdem möchte ich Maxim Dietlein, sowie Raffael Ferdigg dafür bedanken, dass sie stets meine Fragen beantwortet haben sowie mir ebenfalls geholfen haben die wissenschaftliche Arbeitsweisen sowie die Funktionsweisen der Messgeräte zu erlernen.

Ich möchte mich auch bei Luis Flacke dafür bedanken, dass er für mich die Messung der ferromagnetischen Resonanz durchgeführt hat.

Auch bei Sabine Pütter vom JCNS-Zentrum in Garching möchte ich mich dafür bedanken, dass ich die Möglichkeit erhalten habe, mit ihrer Hilfe die AFM Messungen durchführen zu können.

Zuletzt möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des Walther Meissner Instituts bedanken für die freundliche Atmosphäre, sowie die Unterstützung bei jeglichen Fragen.

