

UNIVERSITÄT POTSDAM

BACHELORARBEIT

---

# Präzessionsdynamik in dünnen Cobaltfilmen

---

*Betreuer:*

Fried-Conrad WEBER

*Prüfer:*

Prof. Dr. Matias BARGHEER

*Zweit-Korrektur:*

Dr. Clemens von KORFF SCHMISING

*Autor:*

Dario SCHWARZ

UDKM Gruppe

Institut für Physik und Astronomie

11. April 2024

# Zusammenfassung

Die vorliegende Bachelorarbeit befasst sich mit den Auswirkungen verschiedener Parameter auf die Präzessionsdynamik der Magnetisierung in ferromagnetischen dünnen Cobaltfilmen. Dazu wurde der zeitaufgelöste magneto-optische Kerr-Effekt im femtosekunden Anregung-Abfrage-Experiment von 200 nm und 20 nm dicken Cobaltproben auf den Substraten PGO und JGS2 bei direkter und substratseitiger Anregung gemessen. Hierbei konnte bei steigender inzidenter Fluenz des Anregungspulses der Wechsel des dominanten präzessionstreibenden Anregungsmechanismus, von einer magneto-akustischen zu einer von Demagnetisierung getriebenen Anregung, beobachtet werden. Die Arbeit bietet einen Ausgangspunkt für eine detaillierte Betrachtung der Präzessionsdynamik von 3D-Ferromagneten mit Hilfe der `udkm1Dsim`-Toolbox [1].

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theoretischer Hintergrund</b>	<b>4</b>
2.1	Magnetisierung in ferromagnetischen Festkörpern . . . . .	4
2.1.1	Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung . . . . .	4
2.2	Magnetisierungsdynamik . . . . .	5
2.3	Magneto-optischer Kerr-Effekt . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau und Datenauswertung</b>	<b>10</b>
3.1	Charakterisierung der Proben . . . . .	10
3.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	12
3.3	Methode der Datenauswertung . . . . .	15
<b>4</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>18</b>
4.1	Feldabhängigkeit der Demagnetisierung und Präzession . . . . .	18
4.2	Fluenzabhängigkeit der Demagnetisierung . . . . .	21
4.3	Wechsel der Anregungsmechanismen . . . . .	23
4.4	Anisotropieeffekte in Rotationsserien . . . . .	26
<b>5</b>	<b>Schlussfolgerung</b>	<b>29</b>
5.1	Ausblick . . . . .	29
	<b>Literatur</b>	<b>31</b>
	<b>Eidesstattliche Erklärung</b>	<b>33</b>

## Kapitel 1

# Einführung

Die Arbeitsgruppe für ultraschnelle Dynamik in kondensierter Materie (UDKM) beschäftigt sich intensiv mit der laserinduzierten Magnetisierungsdynamik in 3D-Ferromagneten wie Nickel, Eisen und Cobalt [2, 3]. Zwei bekannte Phänomene sind die schnelle Demagnetisierung [4] und die darauf folgende Präzessionsbewegung der Magnetisierung. Es wurden bereits erste Messungen aufgrund der großen magneto-kristallinen Anisotropie von Cobalt durchgeführt [5]. Diese konzentrieren sich auf die Rolle der Anisotropie in dünnen Cobaltfilmen und wurden von Beaurepaire et al. veröffentlicht [6]. Die vorliegende Arbeit befasst sich mit den Auswirkungen verschiedener Messparameter auf die Präzessionsdynamik der Magnetisierung.

Zu diesem Zweck werden in Kapitel 2 die Grundlagen der Magnetisierungsdynamik und des magneto-optischen Kerr-Effekts (MOKE) eingeführt. Im darauf folgenden dritten Kapitel wird der Messaufbau beschrieben, welcher von Lisa Willig im Rahmen ihrer Doktorarbeit eingerichtet wurde [7]. Mit diesem wird die Magnetisierungsdynamik anhand des zeitaufgelösten magneto-optischen Kerr-Effekts an der Oberfläche von 20 nm und 200 nm dünnen Cobaltfilmen untersucht, welche mittels Magnetronzerstäubung auf den Substraten PGO und JGS2 hergestellt wurden. Es ist möglich, die Feldstärke des Elektromagneten, der die Probe magnetisiert, als auch die inzidente Fluenz des Anregungslasers zu variieren. Eine spätere Modifikation des Messaufbaus von Marwan Deb erlaubt zudem eine substratseitige Anregung der Probe [8]. Dadurch kann der Einfluss der Probendicke untersucht werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Messaufbau angepasst, um eine Änderung der Richtung des externen Magnetfeldes zu ermöglichen. Hierfür wurde ein NdFeB-Magnet über der Probe angebracht, welcher sich über eine motorisierte Drehhalterung bewegen lässt. Abschließend wird in diesem Kapitel erläutert, wie die Änderung der Präzessionsfrequenz der Magnetisierung aus den Messungen der MOKE-Signale bei verschiedenen Messparametern mit Hilfe einer Fouriertransformation ermittelt wird. In Kapitel 4 werden die Ergebnisse dieser Auswertung für Proben mit den Substraten PGO und JGS2 vorgestellt. Es wird die Abhängigkeit der Demagnetisierung und der Präzessionsfrequenz von Richtung und Stärke des externen Feldes, der inzidenten Fluenz des Anregungspulses und der Probendicke diskutiert. Abschließend werden Vermutungen zur Anisotropie beider Proben angestellt.

## Kapitel 2

# Theoretischer Hintergrund

Im folgenden Kapitel werden die physikalischen Grundlagen erarbeitet, um das Verhalten der Magnetisierung in dünnen Cobaltfilmen zu beschreiben. Dazu wird zunächst ein temperaturabhängiges Modell der Magnetisierung in Ferromagneten eingeführt. Anschließend wird das effektive Feld definiert und es wird gezeigt, wie die schnelle Demagnetisierung zu einer Präzession um das effektive Feld führt. Abschließend wird der magneto-optische Kerr-Effekt als Möglichkeit vorgestellt, um die Magnetisierung an der Oberfläche der Probe zu messen.

## 2.1 Magnetisierung in ferromagnetischen Festkörpern

Je nachdem, wie sich die einzelnen magnetischen Momente in einem magnetisch geordneten Festkörper addieren, unterscheidet man ferromagnetische, antiferromagnetische und ferrimagnetische Materialien [9, S. 709]. Die spontane Magnetisierung  $\mathbf{M}$  ist definiert als die Volumendichte dieser permanenten magnetischen Momente  $\mu$  [9, S. 657]. Ein Ferromagnet zeichnet sich dadurch aus, dass die magnetischen Momente entweder parallel ausgerichtet sind oder eine endliche Komponente besitzen, die in eine bestimmte Richtung zeigt [9, S. 709]. Dies geschieht in bestimmten Bereichen, den sogenannten Weißschen Bezirken [10, S. 480–481]. Die Form und Anordnung dieser Domänen hängt von der Form der Probe ab. Sie sind so angeordnet, dass das magnetische Streufeld, das in magnetisierten Proben entsteht, minimiert wird [10, S. 511]. Ferromagnete haben eine endliche Magnetisierung [9, S. 709]. Die Sättigungsmagnetisierung ist die maximal erreichbare Magnetisierung und wird definiert durch  $\mathbf{M} = M_S \mathbf{m}$ , wobei  $\mathbf{m}$  der normierte Magnetisierungsvektor ist [10, S. 482]. Sie wird erreicht, wenn alle magnetischen Momente geordnet sind, zum Beispiel durch ein starkes äußeres Magnetfeld. Für Cobalt wird die Sättigungsmagnetisierung bei 4,2 K und einer äußeren Feldstärke von 1,834 T erreicht [10, S. 48].

### 2.1.1 Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung

Ferromagnetische Ordnung tritt nur unterhalb einer für jedes ferromagnetische System charakteristischen Temperatur auf, der Curietemperatur  $T_C$ . Oberhalb dieser Temperatur wird die ferromagnetische Ordnung durch thermische Fluktuationen zerstört [9, S. 710]. Der Verlauf der Temperaturabhängigkeit kann unterhalb von  $T_C$  mit Hilfe der Molekularfeldtheorie beschrieben werden. Diese nimmt an, dass die gesamte Einheit der Elektronenspins ein temperaturabhängiges effektives Magnetfeld erzeugt, dem jedes magnetische Moment ausgesetzt ist [10, S. 481]. Der nichtlineare Verlauf für Cobalt ist in Abbildung 2.1 dargestellt und kann mit Hilfe der Gleichung 2.1 [10, S. 484] beschrieben werden.

$$|\mathbf{m}(T)| = \tanh\left(\frac{T_C |\mathbf{m}|}{T}\right) \quad (2.1)$$

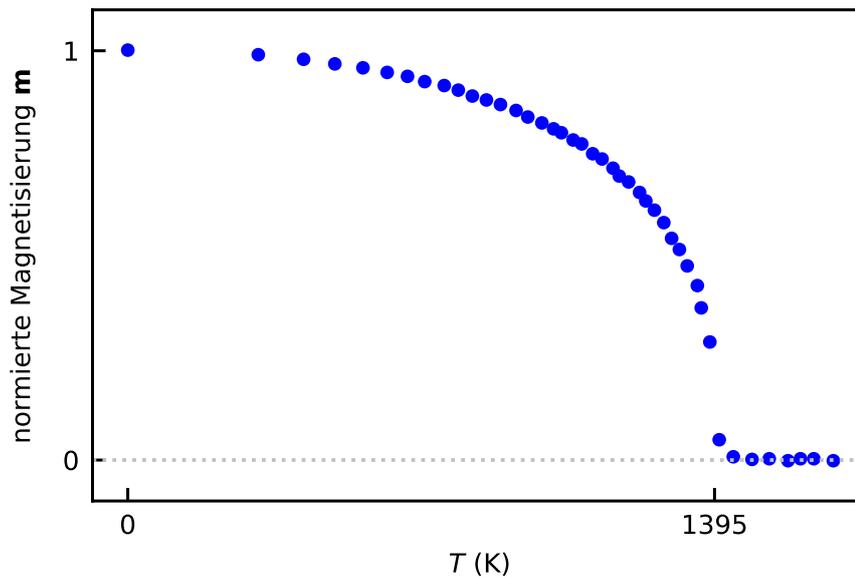


ABBILDUNG 2.1: Experimentell bestimmter Temperaturverlauf der Magnetisierung in Cobalt [11] Die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung in Cobalt ist nicht linear. Bei  $T_C = 1395$  K ist die Magnetisierung null.

## 2.2 Magnetisierungsdynamik

Im zeitaufgelösten Anregung-Abfrage-Experiment wird zunächst ein homogenes externes Magnetfeld  $H_{\text{ext}}$  senkrecht zur Probenoberfläche angelegt. Mit der zur Verfügung stehenden Feldstärke von bis zu 1300 mT können die dünnen Cobaltschichten nicht in die magnetische Sättigung gebracht werden (siehe Abb. 3.2). In diesem Fall befindet sich die Magnetisierung in einem Ausgangszustand (Abb. 2.2), der durch eine Minimierung der Freien Energie [12, S. 5] gekennzeichnet ist. Die Beiträge zur Freien Energie sind in der Tabelle 2.1 angegeben. Dazu gehört die Zeeman-Energie, die berücksichtigt, wie ein magnetischer Kör-

TABELLE 2.1: Relevante Terme der Freien Energie

Bezeichnung	Formeln
$F_{\text{Zeeman}}$	$-\mu_0 M_S \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}}$
$F_{\text{Form}}$	$\frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 (N_z m_z^2)$
$F_{\text{magneto-kristallin}}$	$K_1 + K_2 - (K_1 + 2K_2) m_z^2 + K_2 m_z^4$
$F_{\text{magneto-elastisch}}$	$-b_1 \eta m_z^2$

per mit einem äußeren Feld wechselwirkt [9, S. 729]. Hinzu kommt die Formanisotropie [9, S. 728], welche die mit der Form eines ferromagnetischen Festkörpers verbundene magnetische Anisotropie abschätzt. Diese besitzt für verschiedene Geometrien einen bestimmten Entmagnetisierungsfaktor  $N$ . Dieser ist im Allgemeinen ein Tensor. Für einen dünnen Film ist  $N_z = 1$  und  $N_x = N_y = 0$  [9, S. 728]. Die magneto-kristalline Anisotropie eines Festkörpers mit hexagonalem Gitter [10, S. 504] führt zu einer Ausrichtung der Magnetisierung entlang einer bestimmten kristallographischen Richtung [9, S. 727]. Der magneto-elastische Term beschreibt den kombinierten Einfluss von magneto-elastischer Kopplung und Gitterverzerrung [13, S. 2]. Für die magneto-kristalline Anisotropie wird die Formel in kartesische Koordinaten transformiert. Dabei ist  $\vartheta$  der Winkel zwischen der Magnetisierungsrichtung

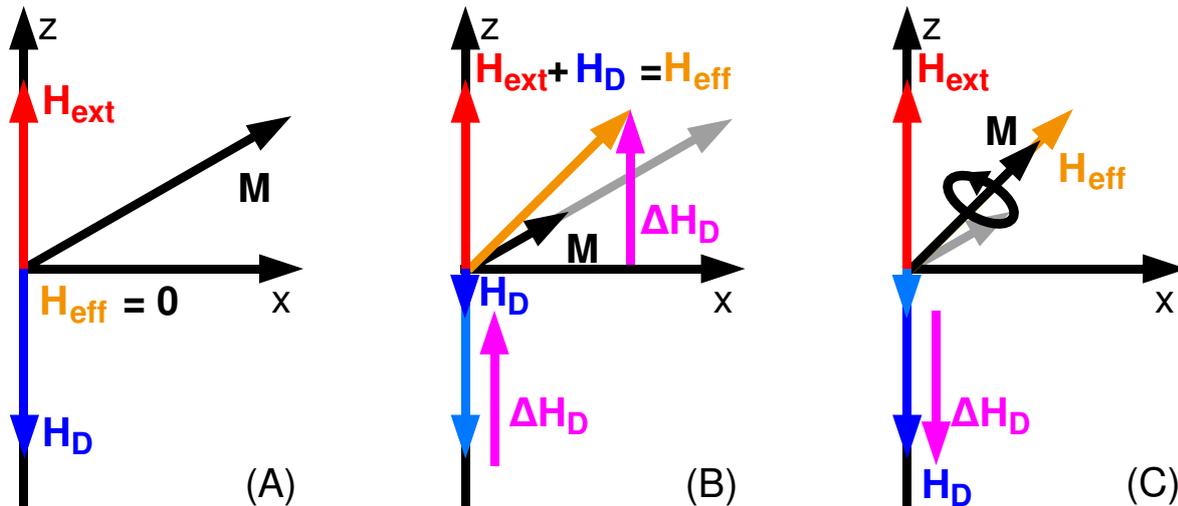


ABBILDUNG 2.2: **Anregung der Präzession durch Demagnetisierung:** In (A) befindet sich die Magnetisierung im Ausgangszustand. Durch den Temperaturanstieg in (B) sinkt die Magnetisierung. Dadurch sinkt das Entmagnetisierungsfeld und das effektive Feld wird in Richtung des externen Feldes ausgelenkt. Die Magnetisierung beginnt um die neue Ruhelage der Magnetisierung zu präzedieren, bis sie in einem neuen Gleichgewichtszustand angekommen ist (C).

und der Normalen auf der Probenebene und  $\vartheta$  der Winkel zwischen der Magnetisierungs-komponente in der Probenebene und der x-Achse.

$$\begin{aligned}
 F_{\text{magneto-kristallin}} &= K_1 \sin^2(\vartheta) + K_2 \sin^4(\vartheta) \\
 &= K_1 (1 - \cos^2(\vartheta)) + K_2 (1 - \cos^2(\vartheta))^2 \\
 &= K_1 - K_1 m_z^2 + K_2 (1 - 2 \cos^2(\vartheta) + \cos^4(\vartheta)) \\
 &= K_1 + K_2 - (K_1 + 2K_2) m_z^2 + K_2 m_z^4
 \end{aligned}$$

Schließlich wird  $K'_1$  als  $(K_1 + 2K_2)$  definiert und man erhält:

$$F_{\text{magneto-kristallin}} = K_1 + K_2 - K'_1 m_z^2 + K_2 m_z^4 \quad (2.2)$$

Aus den Termen der Freien Energie lässt sich nun das effektive Feld bestimmen, das die Dynamik der Magnetisierung beeinflusst (Gl. 2.3) [12, S. 7].

$$\begin{aligned}
 \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{m}, t) &= -\frac{1}{\mu_0 M_S} \nabla_{\mathbf{m}} F(\mathbf{m}, t) \\
 &= \begin{pmatrix} H_{\text{ext},x} \\ H_{\text{ext},y} \\ H_{\text{ext},z} - M_S N_z m_z + \frac{2K'_1}{\mu_0 M_S} m_z - \frac{4K_2}{\mu_0 M_S} m_z^3 + \frac{2b_1 \eta}{\mu_0 M_S} m_z \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Für Cobalt bei 300 K gilt [9, S. 728]:

$$K_1 = 410 \cdot 10^3 \text{ Jm}^{-3}$$

$$K_2 = 150 \cdot 10^3 \text{ Jm}^{-3}$$

Somit gilt  $K'_1 > K_2$  und im Folgenden kann das effektive Feld vereinfacht werden.

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{m}, t) = \begin{pmatrix} H_{\text{ext},x} \\ H_{\text{ext},y} \\ H_{\text{ext},z} - M_S N_z m_z + \frac{2K'_1}{\mu_0 M_S} m_z + \frac{2b_1 \eta}{\mu_0 M_S} m_z \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Auf die Magnetisierung wirkt durch das effektive Feld ein Drehmoment  $\mathbf{D} = \mathbf{M} \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}}$ , das diese in Richtung von  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  dreht [14, S. 371]. Der Gleichgewichtszustand im externen Feld ist dadurch charakterisiert, dass das effektive Feld und somit das Drehmoment verschwindet. Dazu muss die z-Komponente des externen Feldes  $H_{\text{ext},z}$  und die Komponente der magneto-kristallinen Anisotropie  $H_{\text{mk}}$  durch das Entmagnetisierungsfeld  $H_D$  in der Probe kompensiert werden [10, S. 49].

$$H_D = H_{\text{ext},z} + H_{\text{mk}} = 0$$

$$M_S m_z = H_{\text{ext},z} + \frac{2K'_1}{\mu_0 M_S} m_z = 0$$

Eine Möglichkeit Präzession anzuregen ist ein Laserpuls, welcher auf die Probenoberfläche trifft. Dieser regt das Elektronensystem an und die Temperatur in der Probe steigt an. Dadurch sinkt der Betrag der Magnetisierung (siehe Abb. 2.1) und das Entmagnetisierungsfeld  $H_D \propto m_z$  nimmt ab. Dies führt zu einer Steigerung des effektiven Feldes  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  (Abb. 2.2). Gemäß der Landau-Lifschitz-Gleichung präzediert die Magnetisierung um ihre neue Ruhelage (Gl. 2.4), bis sich ein neuer Gleichgewichtszustand einstellt und das effektive Feld verschwunden ist (Abb. 2.2) [7]. Dabei beschreibt der erste Term die Präzessionsbewegung und der Zweite die Dämpfung.

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \gamma \frac{\lambda}{M_S} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) \quad (2.4)$$

Ein weiterer Prozess, der bei der Anregung von Präzession eine Rolle spielt, ist die magneto-

TABELLE 2.2: Variablen und Konstanten der Gleichungen 2.3 und 2.4

Zeichen	Name
$\mu_0$	magnetische Feldkonstante
$\gamma$	gyromagnetisches Verhältnis
$N$	Entmagnetisierungsfaktor
$b_1$	magneto-elastische Kopplungskonstante
$\eta$	Gitterverzerrung (engl. strain)
$K_1$	magneto-kristalline Anisotropiekonstante
$\lambda$	Dämpfungsparameter
$M_S$	Sättigungsmagnetisierung

akustische Anregung. Wenn Elektronen durch Absorption des Anregungslasers erwärmt werden, steigen die Energiedichten des Elektronen-, Phononen- und Spinsystems an. Dadurch entsteht ein Druck, der das Gitter verzerrt (Abb. 2.3) [2, S. 9]. Die Auswirkungen der

Gitterverzerrung auf das effektive Feld werden mithilfe eines magneto-elastischen Feldes  $H_{\text{me}} \propto b_1 \eta$  beschrieben [13, S. 3] [12, S. 5–8], wobei  $b_1$  die magneto-elastische Kopplungskonstante ist. Im zeitaufgelösten MOKE-Experiment wird die Fläche der Laseranregung so gewählt, dass die Probe im abgefragten Bereich homogen angeregt wird. Dadurch werden alle Kräfte in der Probenebene kompensiert und die stressinduzierte Gitterverzerrung  $\eta$  tritt nur in z-Richtung auf. Aufgrund der Rotationssymmetrie des Anregungspulses entstehen keine Scherkräfte [15, S. 5].

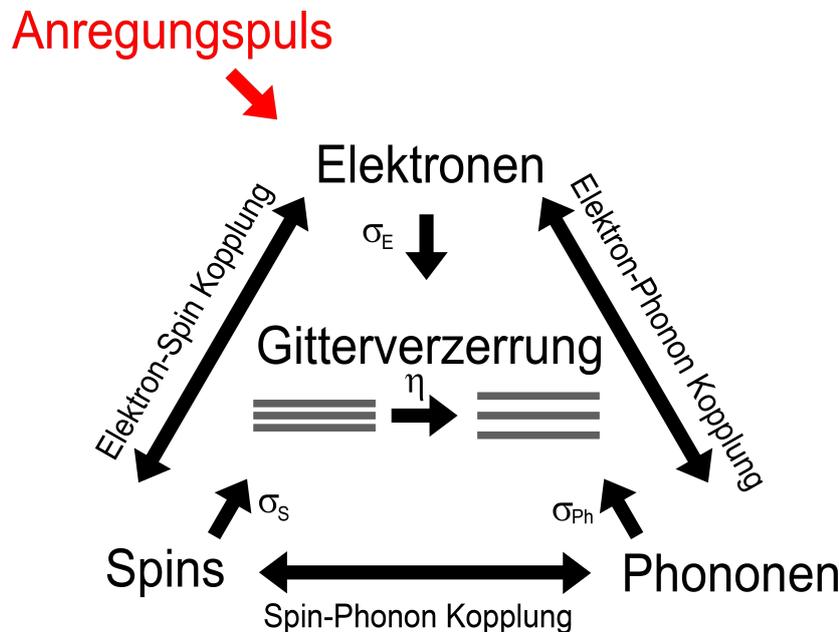


ABBILDUNG 2.3: **Ursprung der Gitterdynamik** [2, S. 9]: Die Abbildung zeigt wie die optische Energie, die von den Elektronen absorbiert wird, unter den gekoppelten Teilsystemen entsprechend umverteilt wird. Dadurch entstehen subsystemabhängige Spannungen  $\sigma$ , die direkt proportional zur deponierten Energiedichte sind. Diese Spannungen sind nach dem Hookschen Gesetz proportional zur Gitterverformung  $\eta$ .

Man beachte, dass  $H_{\text{me}}$  und  $\Delta H_{\text{D}}$  für eine positive Gitterverzerrung in Cobalt unterschiedliche Vorzeichen haben. Das Vorzeichen der Summe der beiden Effekte ergibt die Richtung der Änderung des effektiven Feldes und bestimmt somit die anfängliche Präzessionsrichtung. Aufgrund der nichtlinearen Änderung der Demagnetisierung mit der Fluenz (Temperatur) (siehe Abb. 2.1) wird für kleine inzidente Fluenzen des Laserpulses eine dominant magneto-akustische Präzessionsanregung erwartet, während für größere Fluenzen eine Präzession vorwiegend durch die Demagnetisierung getrieben wird.

### 2.3 Magneto-optischer Kerr-Effekt

Der magneto-optische Kerr-Effekt beschreibt die Änderung der Polarisationsrichtung und Elliptizität von Licht, wenn es von der Oberfläche einer magnetisierten Probe reflektiert wird. Diese Effekte sind direkt proportional zur Magnetisierung der Probe [7, S. 7–10]. Die Polarisationsrichtung von Licht kann durch die Aufteilung in links- und rechtshändig polarisiertes Licht beschrieben werden. Die Bestandteile haben unterschiedliche Permittivitäten und somit unterschiedliche Brechungsindizes in Bezug auf eine magnetisierte Oberfläche. Dadurch werden sie unterschiedlich reflektiert und die Polarisation des reflektierten

Lichts ändert sich [16, S. 12–14]. Bei den Messungen wird ausschließlich die polare MOKE-Geometrie verwendet. Dabei liegt die Richtung des Magnetfeldes senkrecht zur Oberfläche der Probe und innerhalb der Einfallsebene des Lichts (siehe Abb. 2.4). Die polare MOKE-Geometrie liefert ausschließlich Informationen über das Verhalten der z-Komponente der Magnetisierung [7, S. 26]. In longitudinaler MOKE-Geometrie (siehe Abb. 2.4) liegt das externe Magnetfeld parallel zur Probenebene. Der longitudinale Kerr-Effekt ist, obwohl er ein kleiner Effekt ist, sehr nützlich für die Untersuchung von Hysteresekurven (siehe Abb. 3.2) in dünnen Schichten, da die weiche Magnetisierungsachse normalerweise in der Probenebene liegt [16, S. 14].

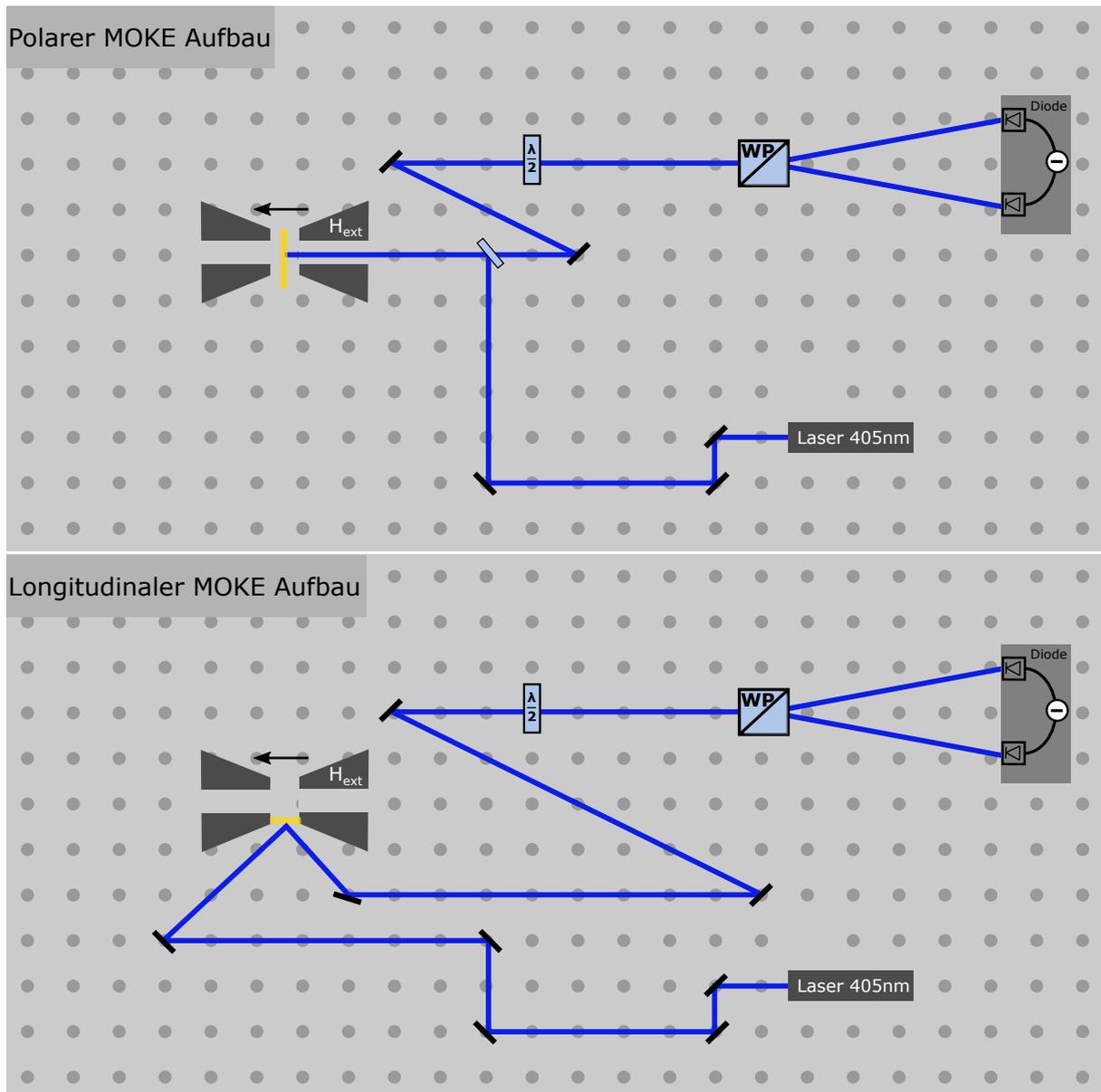


ABBILDUNG 2.4: **Schematischer Aufbau einer statischen Hysteresemessung:** Die Abbildung zeigt einen typischen Aufbau zur Messung einer statischen Hysteresekurve. Es wird zwischen polarer und longitudinaler MOKE-Geometrie unterschieden.

## Kapitel 3

# Experimenteller Aufbau und Datenauswertung

In diesem Kapitel wird der Messaufbau und der Messvorgang zur Messung des magneto-optischen Kerr-Effekts beschrieben. Anschließend wird der Prozess der Auswertung der Messdaten anhand eines repräsentativen Beispiels erläutert.

### 3.1 Charakterisierung der Proben

Das Substrat der Proben besteht aus Glas ( $\text{SiO}_2$ ). Die Proben wurden mittels Magnetronzerstäubung hergestellt. Auf dem Substrat befindet sich eine 3 nm dicke Tantalschicht, die die Haftung des Metalls auf der Probe erleichtern soll und das Wachstum begünstigt. Unter Umständen führt eine Tantschicht sogar zu einem Wachstum mit bevorzugt kristalliner Orientierung. Auf beiden Seiten der Cobaltschicht befindet sich eine dünne Platinschicht, die die Oxidation von Cobalt zu Cobaltoxid verhindert. Zudem führt die hohe Kernladungszahl von Platin zu einer höheren Spin-Orbit-Kopplung, die den MOKE verstärkt [7]. Im Rahmen



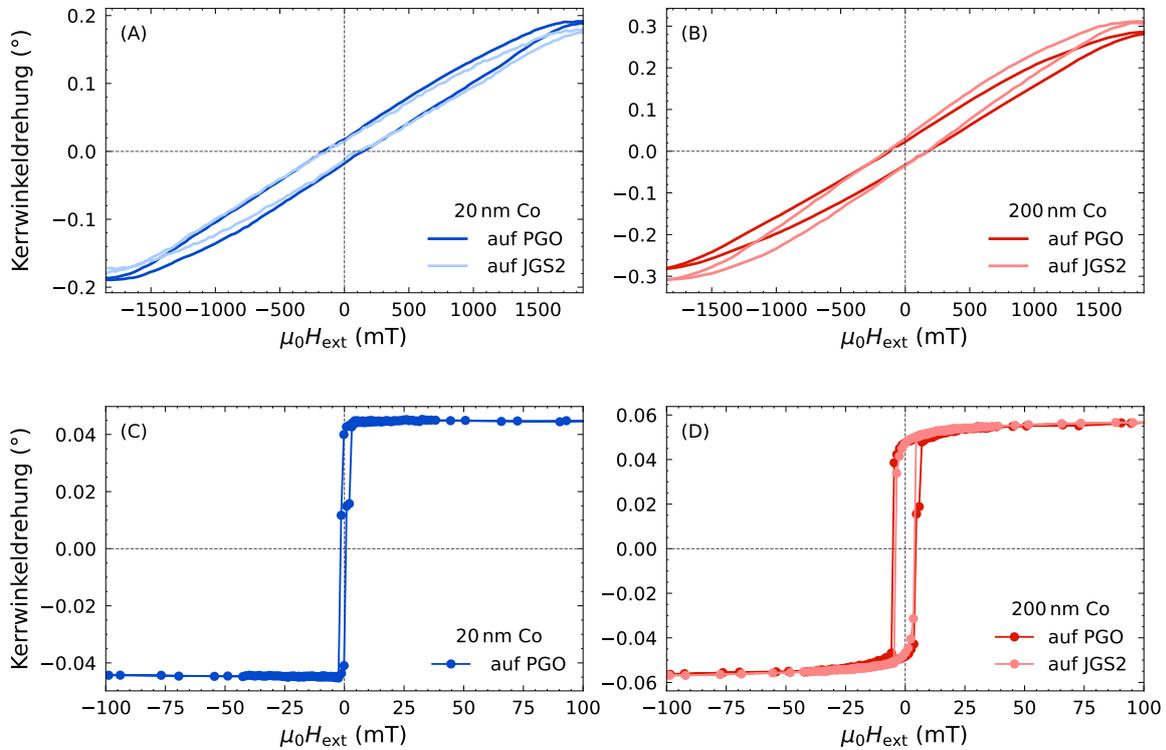
ABBILDUNG 3.1: **Struktur der verwendeten Proben:** Die Abbildung zeigt den schematischen Aufbau der Proben. Die Schichtdicken sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

TABELLE 3.1: **Schichtdicken der Proben**

	Co20 JGS2	Co20 PGO	Co200 JGS2	Co200 PGO
Platinschicht (oben)	2 nm	2 nm	2 nm	2 nm
Cobaltschicht	20 nm	20 nm	200 nm	200 nm
Platinschicht (unten)	3 nm	3 nm	3 nm	3 nm
Tantschicht	3 nm	3 nm	3 nm	3 nm
Substratschicht	300 $\mu\text{m}$	500 $\mu\text{m}$	300 $\mu\text{m}$	500 $\mu\text{m}$

der Arbeit in der Arbeitsgruppe fertigte Alexander von Reppert eine statische Hysteresemessung für die verwendeten Proben bei einer Zentralwellenlänge von 405 nm an. Der Aufbau ist in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt. Man kann erkennen, dass die Proben mit einer externen Magnetfeldstärke von 1300 mT nicht in die magnetische Sättigung kommen. Die magnetisch harte Achse liegt dementsprechend senkrecht zur Probenebene. Unter anderem ist zu erkennen, dass die Probe bei longitudinaler MOKE-Geometrie bereits bei sehr

kleiner externer Magnetfeldstärke in die magnetische Sättigung gelangt. Die magnetisch weiche Achse liegt dementsprechend in der Probenebene. Ein Vergleich der Kerrwinkeländerungen zeigt, dass die polare MOKE-Geometrie zu einer größeren Polarisationsdrehung führt, als die longitudinale MOKE-Geometrie. Alles in allem, zeigt die Hysterese messung, dass die Proben im Wesentlichen in ihren magnetischen Eigenschaften vergleichbar sind.



**ABBILDUNG 3.2: Hysteresekurven in polarer und longitudinaler MOKE-Geometrie bei einer Zentralwellenlänge von 405 nm für 20 nm und 200 nm dicke Cobaltproben auf den Substraten PGO und JGS2:** (A) und (B) zeigen die Hysteresekurven für 20 nm und 200 nm dicke Proben bei polarer MOKE-Geometrie auf den Substraten JGS2 und PGO. (C) und (D) zeigen die Messungen der selben Proben für die longitudinale MOKE-Geometrie. Die Messungen wurden an einem gewöhnlichen statischen MOKE-Aufbau angefertigt (siehe Abb. 2.4).

## 3.2 Experimenteller Aufbau

Im Folgenden wird der femtosekunden Anregung-Abfrage-Messaufbau für die zeitaufgelösten polaren MOKE-Messungen vorgestellt. Der Messaufbau ist in Abbildung 3.3 dargestellt und zeigt mehrere Konfigurationen der Strahlengänge, die jeweils einer Anregungsgeometrie zugeordnet werden können. Der Messaufbau wurde in der Doktorarbeit von Lisa Willig eingerichtet und beschrieben [7]. Seitdem wurde er von Marwan Deb angepasst, um Messungen bei direkter und substratseitiger Anregung zu ermöglichen [8].

Für die Anregung der Proben wird ein verstärkter Titan-Saphir-Laser mit einer zentralen Wellenlänge von  $793 \pm 3$  nm verwendet. Dieser erzeugt mit einer Frequenz von 1 kHz linear polarisierte Laserpulse mit einer Dauer von 120 – 150 fs. Zwei Kameras nutzen die Transmission an optischen Spiegeln zur Detektion von Strahlbewegungen. Diese werden kontinuierlich durch zwei piezo-motorisierte Spiegel korrigiert. Anschließend wird der Laserstrahl durch einen Strahlteiler mit einem Verhältnis von 20:80 geleitet und in Anregungspuls und Abfragepuls aufgeteilt.

Der transmittierte Anteil wird als Anregungspuls auf die Probe geleitet. Ein Chopper reduziert die Wiederholrate des Anregungspulses von 1000 Hz auf 500 Hz, um Langzeitänderungen des Lasersystems durch den Vergleich von nicht angeregtem und angeregtem Zustand aus der Messung zu entfernen. Ein  $\lambda/2$ -Plättchen gefolgt von einem Polarisator reguliert im Anschluss die Intensität des Anregungspulses. Die Zeitverzögerung des Anregungspulses gegenüber dem Abfragepuls wird über eine verschiebbare Plattform gesteuert. Ein verstellbarer Spiegel ermöglicht es, die Anregungsseite der Probe zu wechseln, indem er den Anregungspuls umleitet. Es wird zwischen substratseitiger und direkter Anregung unterschieden.

Der am Strahlteiler reflektierte Strahl hat eine geringe Intensität und wird als Abfragepuls genutzt, um die Dynamik an der Probenoberfläche zu messen. Die Intensität des Abfragepulses wird durch ein  $\lambda/2$ -Plättchen, gefolgt von einem Polarisator, reguliert. Ein BBO-Kristall verdoppelt im Anschluss die Frequenz der Lichtpulse, sodass sich die Zentralwellenlänge von ungefähr 793 nm auf 396 nm reduziert. Die Verwendung von 400 nm Abfragepulsen führt bei 3D-Ferromagneten zu einem höheren magneto-optischen Kontrast [17]. Ein dichroitischer Spiegel hinter dem BBO-Kristall trennt den 396 nm Abfragepuls vom Rest des 793 nm Anregungspulses, bevor dieser auf die Probe trifft. Um eine annähernd homogene Anregung der Probe an der Abfragestelle zu gewährleisten ist das Strahlprofil des Abfragepulses um eine Größenordnung kleiner als das Strahlprofil des Anregungspulses.

Nachdem das Licht des Abfragepulses von der Probe reflektiert wurde, gelangt es durch ein  $\lambda/2$ -Plättchen zu einem Wollaston-Prisma. Dort wird es in horizontal und vertikal polarisiertes Licht aufgespalten. Anschließend wird die magnetfeldabhängige relative Veränderung der horizontal und vertikal polarisierten Lichtanteile an zwei Fotodioden (Thorlabs PDB210A/M) mit einer Verstärkung von  $175 \cdot 10^3 \text{ V A}^{-1}$  gemessen.

Für eine Feldserie wird bei konstanter Laserfluenz das externe Magnetfeld nach jeder Messung um einen bestimmten Wert erhöht. Das externe Magnetfeld wird durch einen Elektromagneten (GMW Model 3470) erzeugt, der mit einem bipolaren Netzteil (Kepco BOP 36-6) betrieben wird. Dadurch ist es möglich die Richtung des angelegten Magnetfeldes umzukehren. Die Kombination aus Netzteil und Elektromagnet ermöglicht mit der gegebenen Polschuhform und einem Polschuhabstand von ungefähr 5 mm eine maximale Feldstärke von 1300 mT.

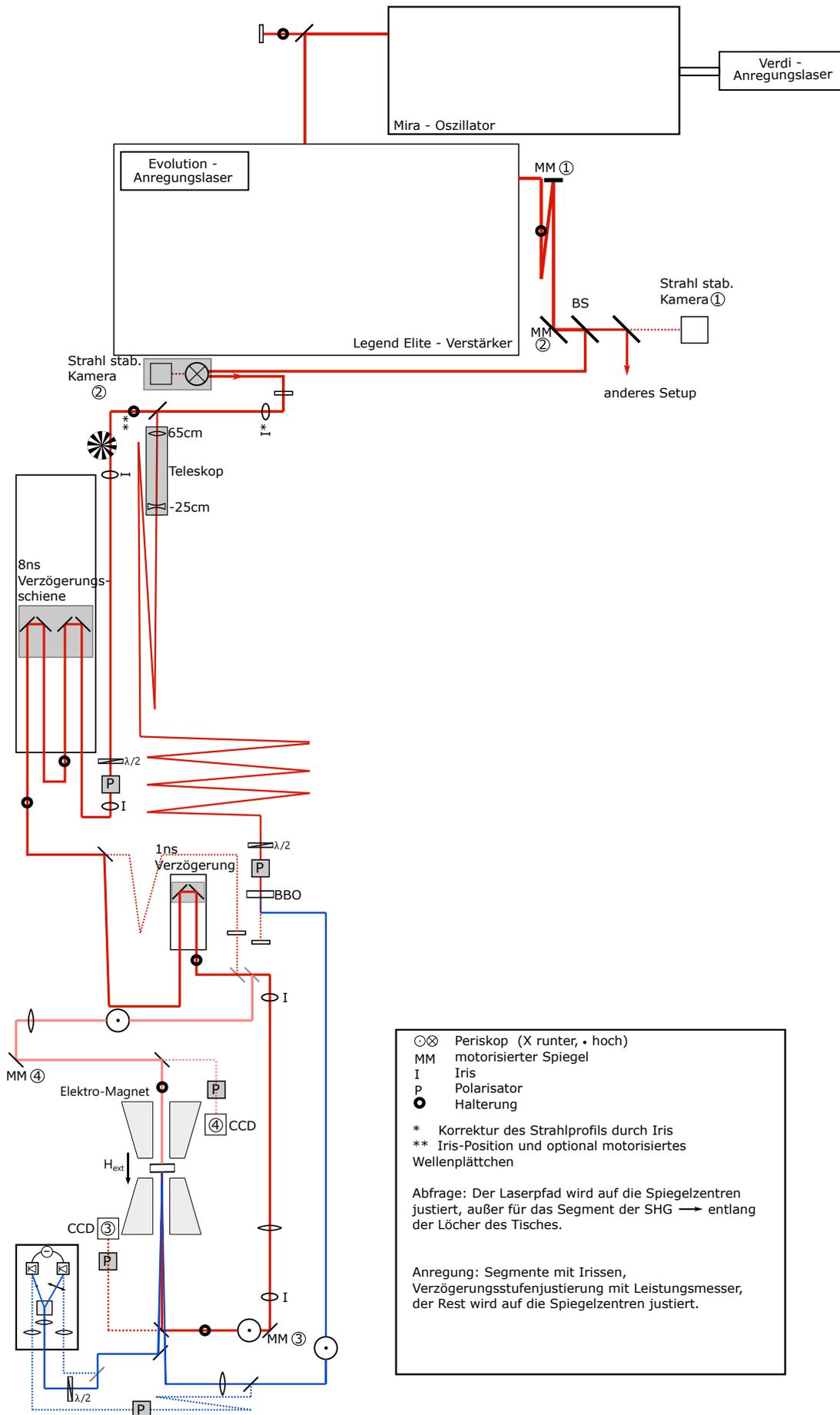


ABBILDUNG 3.3: **Messaufbau MOKE:** Die Abbildung zeigt den schematischen Aufbau zur Messung des magneto-optischen Kerr-Effekts.

Bei einer Fluenzserie wird die Fluenz des Anregungspulses vor jeder Messung langsam gesteigert. Dabei bleibt das externe Magnetfeld konstant. Die Fluenz wird durch die inzidente Energie der Laserpulse und die Position einer Fokussierlinse beeinflusst.

Für eine Reflektivitätsmessung wird der Abfragepuls gespalten. Ein Teil wird entlang der gestrichelten Linie über einen Polarisator direkt in eine der Fotodioden gelenkt. Der andere Teil trifft auf die Probe und wird dann zu der zweiten Fotodiode geleitet. So wird in einem Anrege-Abfrage-Experiment die Änderung der Reflektivität der Probe gemessen, die vorwiegend durch eine Erwärmung des Elektronensystems, sowie durch die Phononen, beeinflusst wird. Das externe Magnetfeld wird bei einer Reflektivitätsmessung immer abgeschaltet.

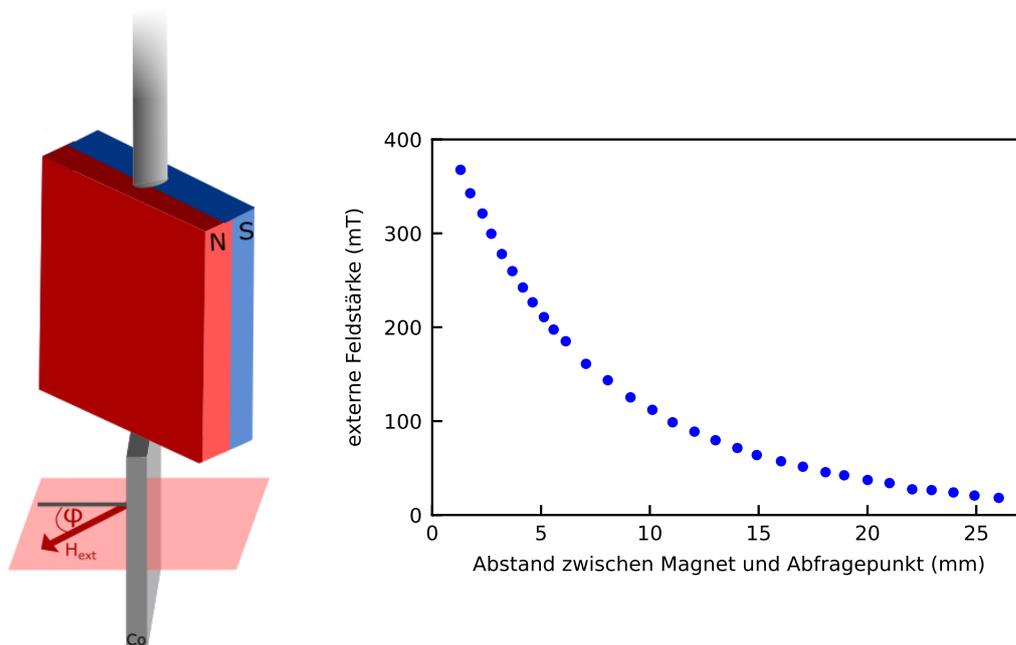


ABBILDUNG 3.4: **Charakterisierung des Neodym-Eisen-Bor Magnetes (Q-60-30-15 N von Supermagnete.de)**: Die Abbildung zeigt den schematischen Aufbau des Rotationsmagneten über der Probe sowie die Richtung des Magnetfeldes  $H_{ext}$ . Der Graph auf der rechten Seite zeigt die Feldstärke in Abhängigkeit von der Distanz zum Abfragepunkt. Diese wurde mittels des Hand-Gaussmeters HGM09s von Magsys gemessen.

Für die Rotationsserie wurde ein kommerzieller Neodym-Eisen-Bor Magnet (Q-60-30-15 N von Supermagnete.de) in einem Newport SR50CC Halter oberhalb der Probe angebracht (Abb. 3.4). Die maximal erreichbare Feldstärke am Ort der Probe direkt unterhalb des Magneten beträgt 400 mT (Abb. 3.4). Während einer Rotationsserie wird der Magnet nach jeder Messung um  $5^\circ$  gedreht, bis er bei  $90^\circ$  senkrecht zur Probe steht.

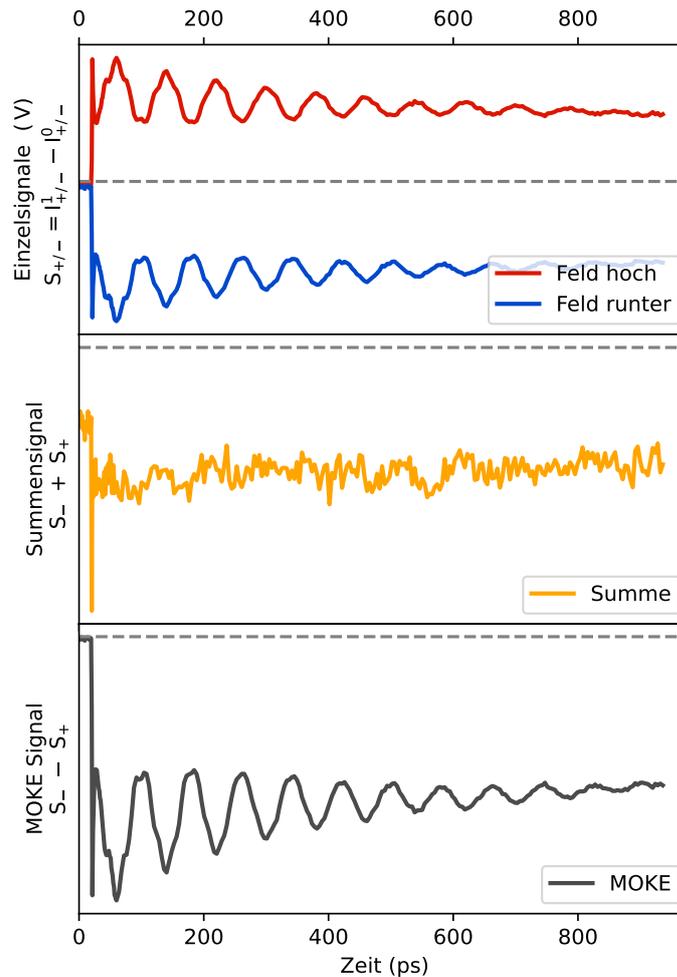


ABBILDUNG 3.5: **Repräsentative Messsignale aus einer Feldserie von 20 nm dickem Cobalt auf dem JGS2 Substrat bei 5,1 V (1100 mT):** Die Abbildung zeigt die einzelnen Signale für die verschiedenen Feldrichtungen (oben), das Summensignal (mittig) und das Differenzsignal (unten).

### 3.3 Methode der Datenauswertung

Die Spannungsdifferenz, die an den Dioden gemessen wird, wird elektronisch mit Hilfe eines getakteten integrierenden Verstärkers (Stanford Research Systems SR 250) in der Zeit selektiert und als Einzelsignal aufgezeichnet (Abb. 3.5). Im Anschluss werden sowohl das Summensignal, als auch das Differenzsignal für verschiedene Feldrichtungen gebildet. Die Daten werden mit Hilfe der Zeit  $t_0$  auf eine neue Zeitachse übertragen, die die Verzögerung nach der Laseranregung darstellt. Das Summensignal gibt Informationen über den nicht magnetischen Beitrag zur Polarisationsdrehung. Das Differenzsignal für Messungen in der polaren Geometrie ist proportional zur z-Komponente der Magnetisierung in der Oberfläche der Probe [7, S. 25]. Um die Fluenz zu bestimmen, wird temporär die aktuelle Laserleistung im Strahlengang des Anregungslasers mit einem Leistungsmessgerät gemessen. Das Profil des Laserstrahls wird von einer CCD-Kamera im Strahlengang erfasst (Abb. 3.6). Es wird angenommen, dass die gesamte Energie  $E$  in einer elliptischen  $1/e$ -Fläche gespeichert ist. Diese Fläche wird mit Hilfe der Halbwertsbreiten ( $\text{FWHM}_y$  und  $\text{FWHM}_x$ ) des Strahlprofils bestimmt, welche über das jeweilige Integral der beiden Dimensionen mit Hilfe eines Gauss-Fits ermittelt werden. Die inzidente Fluenz  $F$  wird dann durch Formel (3.1)

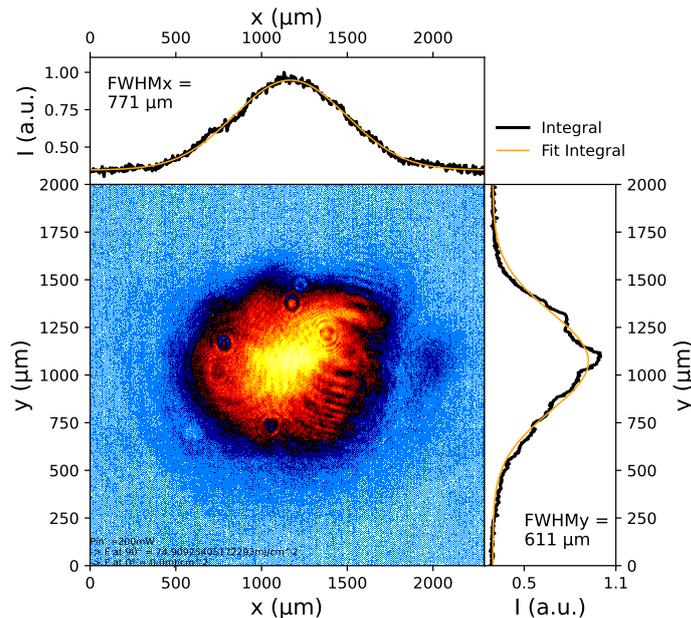


ABBILDUNG 3.6: Darstellung eines repräsentativen Strahlprofils des Anregungspulses auf einer CCD-Kamera (Thorlabs DCC1545M) mit einer Pixelgröße von  $5,3 \mu\text{m} \times 5,3 \mu\text{m}$ : Die Abbildung zeigt die registrierte Spannung pro Pixel. Zusätzlich sind das Integral des Signals in jeder Dimension und ein Gauss-Fit dargestellt, mit dem die Halbwertsbreiten (FWHM) bestimmt werden.

näherungsweise beschrieben, wobei  $R$  die Wiederholrate des Lasersystems beschreibt. Diese beträgt für den Abfragelaser 1 kHz und für den Anregungslaser 500 Hz.

$$F = \frac{E}{1.44 \cdot A} = \frac{P}{AR} = \frac{P}{1.44 \cdot \pi \frac{\text{FWHM}_x}{2} \frac{\text{FWHM}_y}{2} R} \quad (3.1)$$

Um die Präzessionsfrequenz zu bestimmen, sind die Messdaten wie folgt anzupassen. Zunächst muss die Präzession isoliert werden. Dazu wird bei den 20 nm dicken Proben die schnelle Demagnetisierung aus den Messungen entfernt. Bei den substratseitigen Messungen der 200 nm dicken Proben beginnt die Präzession erst nach dem zweiten Schallpuls, der aus der Reflektivitätsmessung abgelesen wird. Dementsprechend wird hier der Bereich vor dem zweiten Schallpuls aus der Messung entfernt. Anschließend wird mit Hilfe eines Savitzky-Golay-Filters mit maximaler Koeffizientenanzahl und einer Polynomordnung von 2 der Untergrund der Messung ermittelt und abgezogen. Danach werden die Messungen fouriertransformiert. Die Präzessionsfrequenz einer Messung ist der Wert, bei dem die Amplitude der Fouriertransformation ihr Maximum erreicht. Diese Punkte werden zusammen mit den zugehörigen Messparametern der Serie aufgetragen. In Abbildung 3.7 ist ein solcher Auswertungsprozess beispielhaft dargestellt.

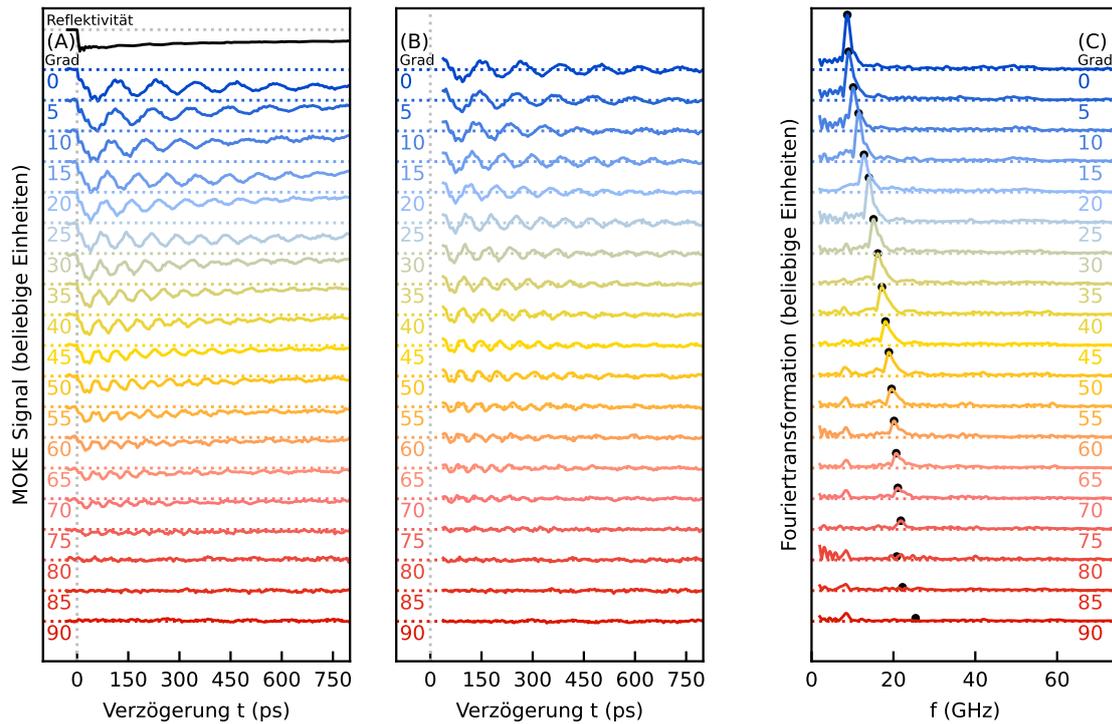


ABBILDUNG 3.7: **MOKE Daten einer Rotationsserie unter substratseitiger Anregung von einer 20 nm dicken Cobalt Probe auf dem JGS2 Substrat bei einer inzidenten Fluenz von  $6,3 \text{ mJ cm}^{-2}$  und einem externen Feld von 400 mT:** (B) zeigt die extrahierte Oszillation aus (A) nach Abzug des thermischen Untergrunds und dem Ende der schnellen Demagnetisierung. (C) zeigt die Fouriertransformation von (B). Die feldabhängigen Spitzen der Fouriertransformation sind schwarz markiert.

## Kapitel 4

# Ergebnisse und Diskussion

Im folgenden Kapitel werden die Messreihen vorgestellt und diskutiert. Es wird das Vektormodell der Präzession verwendet, um die Abhängigkeit der Demagnetisierung und Präzession vom externen Feld zu beschreiben. Durch Variation der Anregungsfluenz werden Aussagen über den präzessionstreibenden Anregungsmechanismus getroffen. Abschließend werden die Anisotropieeffekte anhand einer Rotationsserie diskutiert, bei der durch Rotation eines Permanentmagneten die Richtung des externen Feldes variiert wird (siehe 3.4).

### 4.1 Feldabhängigkeit der Demagnetisierung und Präzession

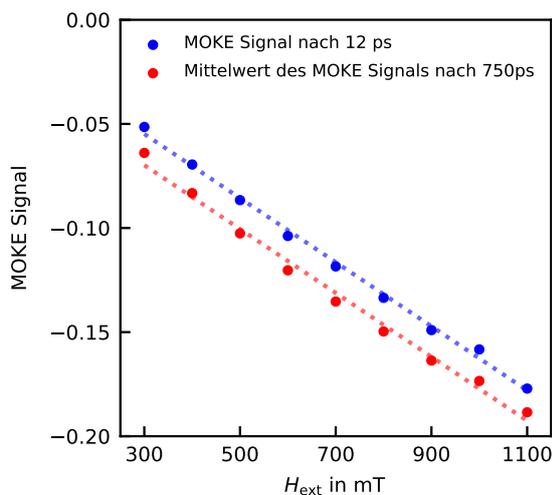


ABBILDUNG 4.1: **Amplitude der schnellen Demagnetisierung und Mittelwert des thermischen Untergrundes bei langer Verzögerung der 20 nm Probe mit PGO Substrat:** Man erkennt, dass der Betrag der Amplitude der Demagnetisierung und der thermische Untergrund linear mit dem externen Magnetfeld zunehmen.

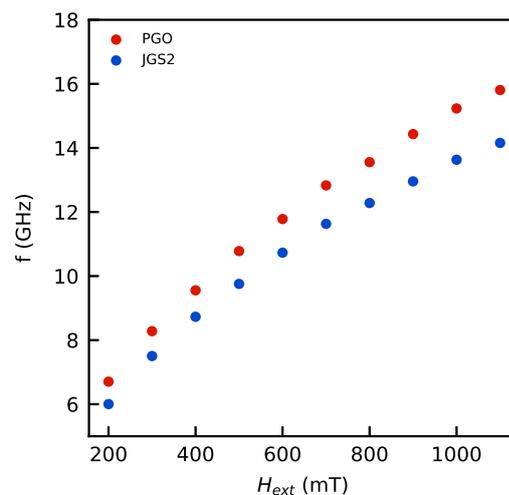


ABBILDUNG 4.2: **Abhängigkeit der Präzessionsfrequenz in 20 nm dicken Proben, auf PGO und JGS2 Substraten, vom externen Magnetfeld bei substratseitiger Anregung:** Man kann erkennen, dass die Präzessionsfrequenz für beide Proben mit einem höheren externen Magnetfeld steigt. Die Probe auf dem Substrat PGO zeigt eine höhere Präzessionsfrequenz als die Probe auf dem Substrat JGS2.

In den Feldserien und Reflektivitätsmessungen der 20 nm dicken Cobaltproben in Abbildung 4.3 ist nach der substratseitigen Anregung ein schneller Abfall des MOKE-Signals zu erkennen. Abbildung 4.1 zeigt, dass dieser linear mit dem externen Feld steigt. Um einen Einfluss der Präzession auszuschließen ist ebenfalls der Mittelwert des MOKE-Signals bei

einer Abfragezeit von 750 ps aufgetragen. Ein linearer Verlauf wird ebenfalls in der Hysteresekurve (Abb. 3.2) für ein externes Feld im Bereich von 0 – 1300 mT beobachtet. Das MOKE-Signal und die Änderung der Kerr-Rotation sind, wie in Kapitel 2 besprochen, in polarer MOKE-Geometrie proportional zur z-Komponente der Magnetisierung. Die schnelle Demagnetisierung nach der Anregung ist bei gleicher inzidenter Fluenz konstant. Eine Möglichkeit die lineare Änderung der z-Komponente bei steigendem externen Feld zu erklären ist, dass die Magnetisierung mit steigendem Magnetfeld immer weiter in Richtung des externen Magnetfeldes gedreht wird. Somit wird ein immer größerer Anteil der konstanten Demagnetisierung messbar. Bei einer bestimmten Feldstärke befindet sich die Magnetisierung dann in der magnetischen Sättigung (siehe Abb. 3.2) und zeigt in Richtung des externen Feldes.

Nach der schnellen Demagnetisierung beginnt die Probe sich zu remagnetisieren. Während der Remagnetisierung ist im MOKE-Signal deutlich eine Präzession zu erkennen, deren Frequenz von der externen Magnetfeldstärke abhängt (siehe Abb. 4.2). Die Frequenz der Präzession hängt von der Freien Energie ab. Der genaue Verlauf kann mit Hilfe des Smit-Beyers-Formalismus (Gl. 4.1) [2, S. 17] bestimmt werden. Dabei steht  $\varphi$  für den Winkel zwischen dem externen Feld und der Probenebene.  $\theta$  ist der Winkel zwischen dem externen Feld und der Magnetisierung.

$$\left(\frac{2\pi f}{\gamma}\right) = \frac{1}{M_S \sin(\theta)} \sqrt{\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \varphi}\right)^2} \quad (4.1)$$

Um die Signalstärke zu maximieren wird bei den Feldserien aus Abbildung 4.3 eine hohe Fluenz verwendet. Man erkennt, dass die anfängliche Präzessionsrichtung, die prinzipiell in Richtung der Rechten-Hand-Regel [14, S. 16] erfolgt, mit einer Phase startet, die die z-Komponente der Magnetisierung kleiner werden lässt. Daraus folgt, dass das die Änderung des Entmagnetisierungsfeldes größer als das magneto-elastische Feld ist (siehe Abb. 2.2). Somit ist für die Feldserien bei einer Fluenz von  $6,3 \text{ mJ cm}^{-2}$  immer die Demagnetisierung der dominante präzessionstreibende Mechanismus.

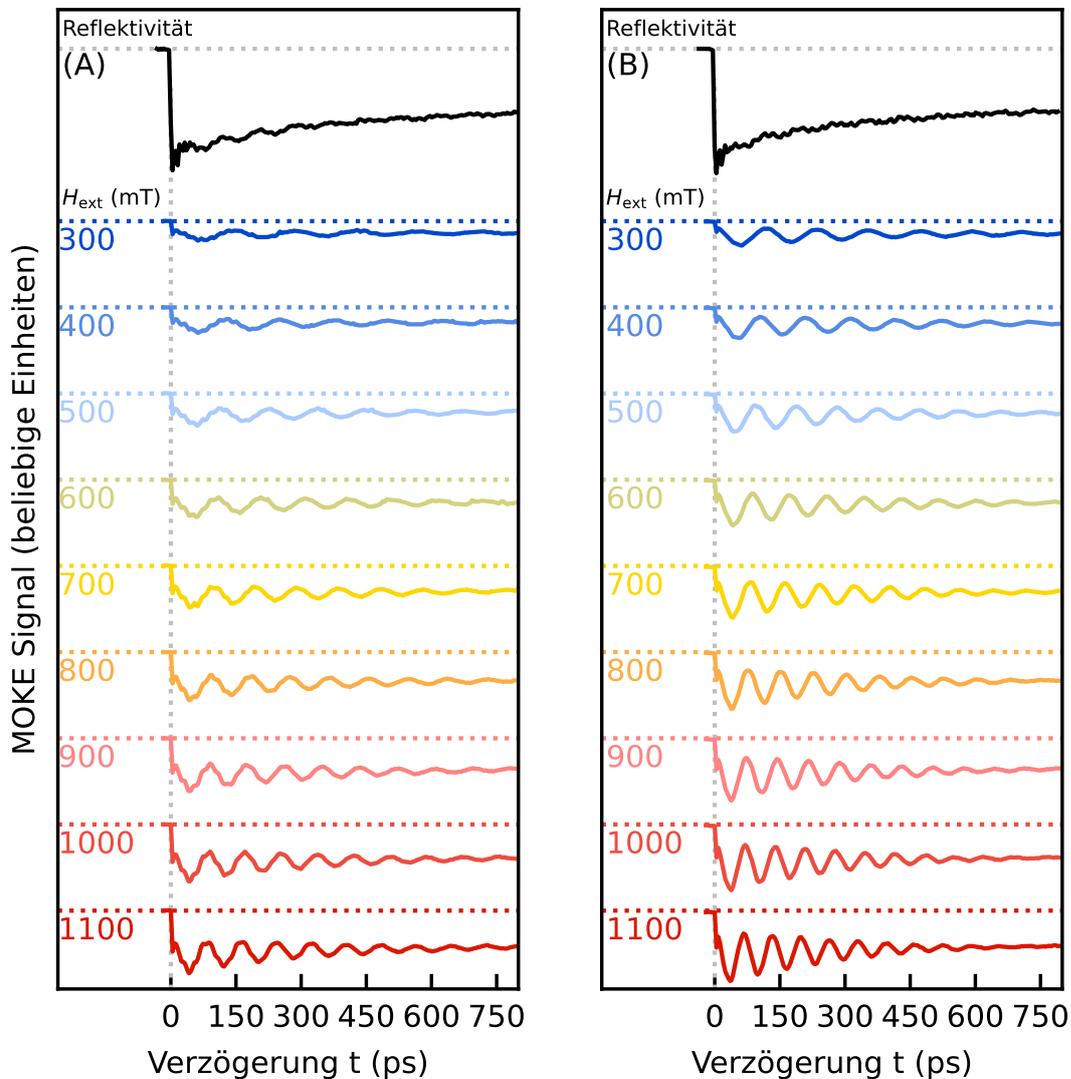


ABBILDUNG 4.3: **Feldserie für Proben mit 20 nm Schichtdicke auf den Substraten JGS2 (A) und PGO (B):** Die Abbildungen zeigen die Feldserien von Proben mit einer Dicke von 20 nm auf den Substraten JGS2 (A) und PGO (B) bei einer inzidenten Fluenz von  $6,3 \text{ mJ cm}^{-2}$  und substratseitiger Anregung. Die Feldstärke des externen Feldes wird zwischen jeder Messung in Schritten von 100 mT von 300 mT auf 1100 mT erhöht. Um das heiß werdende Elektronensystem und den Wärmetransport in der Probe zu veranschaulichen, ist die Reflektivität über den Messungen aufgetragen.

## 4.2 Fluenzabhängigkeit der Demagnetisierung

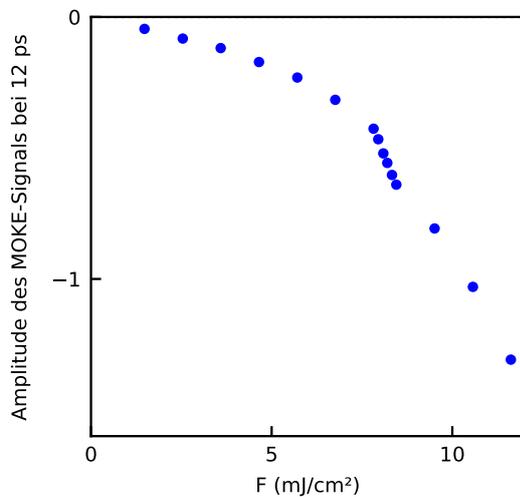


ABBILDUNG 4.4: **Fluenzabhängigkeit der Amplitude der Demagnetisierung von 20 nm dickem Cobalt auf einem PGO Substrat bei substratseitiger Anregung:** In der Abbildung ist der nichtlineare Verlauf der maximalen Demagnetisierung in Abhängigkeit der inzidenten Fluenz des Anregungspulses dargestellt.

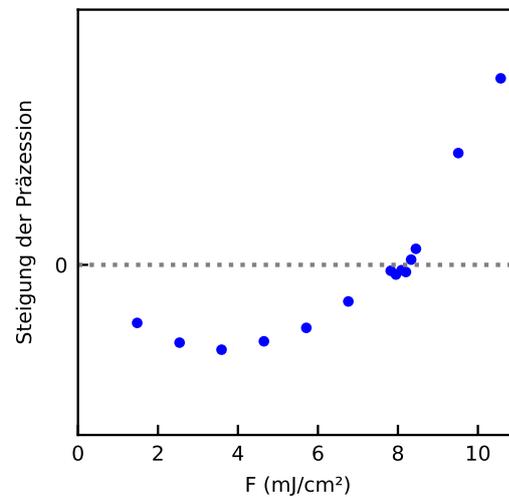


ABBILDUNG 4.5: **Fluenzabhängigkeit der Steigung der Präzession in den ersten 36 ps der Präzession nach Ende der schnellen Demagnetisierung mit abgezogenem thermischen Untergrund:** Die Abbildung zeigt die Steigung der Präzession in den ersten 36 ps nach dem Ende der schnellen Demagnetisierung. Um die Frequenz der Präzession zu isolieren, wurde der thermische Untergrund mit Hilfe eines Savitzky-Golay-Filters abgezogen.

In einer Fluenzserie (Abb. 4.6) wird die inzidente Fluenz des Anregungspulses nach jeder Messung gesteigert. Abbildung 4.4 zeigt, dass die schnelle Demagnetisierung in Abhängigkeit von der inzidenten Fluenz des Anregungslasers einen ähnlichen Verlauf wie die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung (Abb. 2.1) aufweist. Es wird angenommen, dass das System im Wesentlichen durch eine Temperatur beschrieben werden kann, weil die Temperaturen der Teilsysteme sich bereits nach 10 ps im Gleichgewicht befinden [6, S. 139]. Diese ist für Temperaturen über der Debye-Temperatur von Cobalt, die im Bereich von 332 K bis 446 K [18, S. 374] [19, S. 13] liegt, näherungsweise proportional zur inzidenten Fluenz des Anregungslasers. Dabei werden alle Freiheitsgrade des Systems angeregt und die Wärmekapazität der Phononen, welche die Wärmekapazität bei weitem dominiert, hängt nicht mehr von der Temperatur ab [7, S. 16].

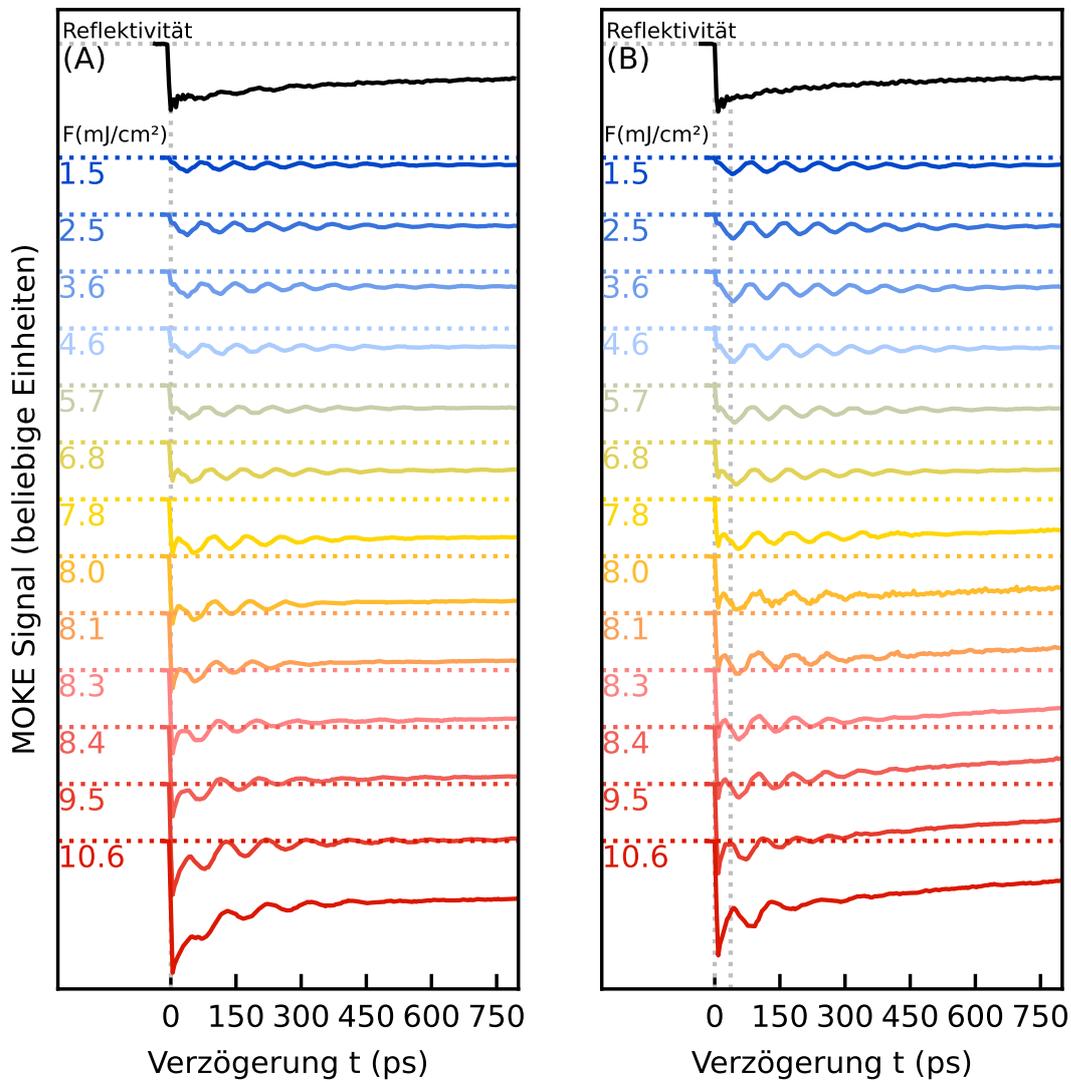


ABBILDUNG 4.6: **Fluenzserie für Proben mit 20 nm Schichtdicke auf den Substraten JGS2 (A) und PGO (B):** Die Abbildungen zeigen die Fluenzserien von Proben mit einer Dicke von 20 nm auf den Substraten JGS2 (A) und PGO (B) bei einem externen Magnetfeld mit einer Feldstärke von 1100 mT und substratseitiger Anregung. Die inzidente Fluenz des Anregungspulses wird nach jeder Messung in unterschiedlich großen Schritten von  $1,5 \text{ mJ cm}^{-2}$  bis  $10,6 \text{ mJ cm}^{-2}$  erhöht. In Abbildung (B) verdeutlicht die gestrichelte Linie bei 36 ps eine Phasenverschiebung der Präzession mit steigender Fluenz.

### 4.3 Wechsel der Anregungsmechanismen

Dass man die Phasenverschiebung und Amplitude der laserinduzierten Präzession in dünnen magnetischen Filmen kontrollieren kann, zeigten bereits Shin et al. in ihrer Arbeit [20, 21], indem sie magneto-elastische Kopplung, die Curietemperatur und die Sättigungsmagnetisierung mit Hilfe verschiedener Zusammensetzungen von dünnen  $\text{Ni}_x\text{Fe}_{100-x}$  Filmen veränderten. Darauf aufbauend, veröffentlichte die UDKM-Arbeitsgruppe ein Paper, in welchem sie die Amplitude und Frequenz einer Präzession in dünnen Nickelfilmen durch eine zweite Anregung verstärken, abschwächen und ganz auslöschen konnten [3], obwohl der zweite Puls bei der gleichen Präzessionsphase auftrifft. Somit konnte der zweite Puls, in Abhängigkeit der Parameter, entweder durch den magneto-akustischen Effekt verstärkend wirken oder durch die Entmagnetisierung eine Präzession mit entgegengesetzter Phase treiben.

In Abbildung 4.6 ist zu erkennen, dass sich die Phase der Präzession im Laufe der Fluenzserie verschiebt. Das ist in Abbildung 4.6b gut an der gestrichelten grauen Linie zu erkennen, die bei kleinen Fluenzen auf dem Minimum und bei hohen Fluenzen auf dem ersten Maximum liegt. Um die Phasenverschiebung zu verdeutlichen, wurde in Abbildung 4.5 eine lineare Regression der ersten 36 ps der Messung nach Ende der schnellen Demagnetisierung dargestellt. Der thermische Untergrund wurde mit Hilfe eines Savitzky-Golay-Filters mit maximaler Koeffizientenzahl und einer Polynomordnung von 2 abgezogen. Man sieht deutlich, wie das Vorzeichen der Steigung im Bereich von  $7\text{-}9\text{ mJ cm}^{-2}$  wechselt.

Diese Beobachtung deckt sich mit der Vermutung, dass eine Phasenverschiebung mit einem Wechsel des dominanten Anregungsmechanismus in Verbindung steht. Bei niedrigen Fluenzen ist die Demagnetisierung sehr schwach. Die Änderung des Entmagnetisierungsfeldes ist im Vergleich zum magneto-elastischen Feld gering. Das effektive Feld wird somit entgegen der Richtung der Probenebene ausgelenkt und die z-Komponente der Magnetisierung nimmt während der anfänglichen Präzession ab. Bei größeren Fluenzen beginnt die Änderung des Entmagnetisierungsfeldes über das magneto-elastische Feld zu dominieren und die Präzession beginnt mit einer um  $180^\circ$  verschobenen Phase, sodass die z-Komponente der Magnetisierung nach der schnellen Demagnetisierung zunimmt (siehe Abb. 2.2). Somit ändert sich das Vorzeichen der anfänglichen Präzession.

Um die magneto-akustische Anregung besser zu beobachten, sollte die Demagnetisierung möglichst gering gehalten werden. Die optische Eindringtiefe bei einer Anregungswellenlänge von  $793\text{ nm}$  beträgt nach der Formel  $\delta_p = \frac{1}{\alpha}$  [14, S. 675] ungefähr  $8,4\text{ nm}$  [22]. Zur Messung der magneto-akustischen Anregung, wird dementsprechend eine  $200 \gg 8,4\text{ nm}$  dicke Probe substratseitig angeregt (Abb. 4.8). Anhand der Steigung der schnellen Signaländerung nach der Anregung in der Reflektivitätsmessung (Abb. 4.8) lässt sich erkennen, dass die Wärme sich in der dicken Probe langsamer verteilt als in der dünnen Probe. Dadurch kommt es lediglich zu einer geringen Demagnetisierung an der nicht optisch angeregten Probenoberfläche. Die Messungen zeigen deutlich die Schallpulse, welche durch die Probe propagieren und in regelmäßigen Abständen die Präzession anregen.

Eine dickere Probe ermöglicht es, bei höheren Fluenzen zu messen, ohne dabei die Probe zu beschädigen. Abbildung 4.7 zeigt eine Feldserie für eine direkte Anregung einer  $200\text{ nm}$  dicken Probe. Es ist ersichtlich, dass die dicken Proben schneller abkühlen, als die dünnen Proben, da sich die Wärme über einen größeren Raum durch elektronischen Wärmetransport in dem Metallfilm verteilen kann. Die Präzessionsamplitude ist ebenfalls deutlich größer.

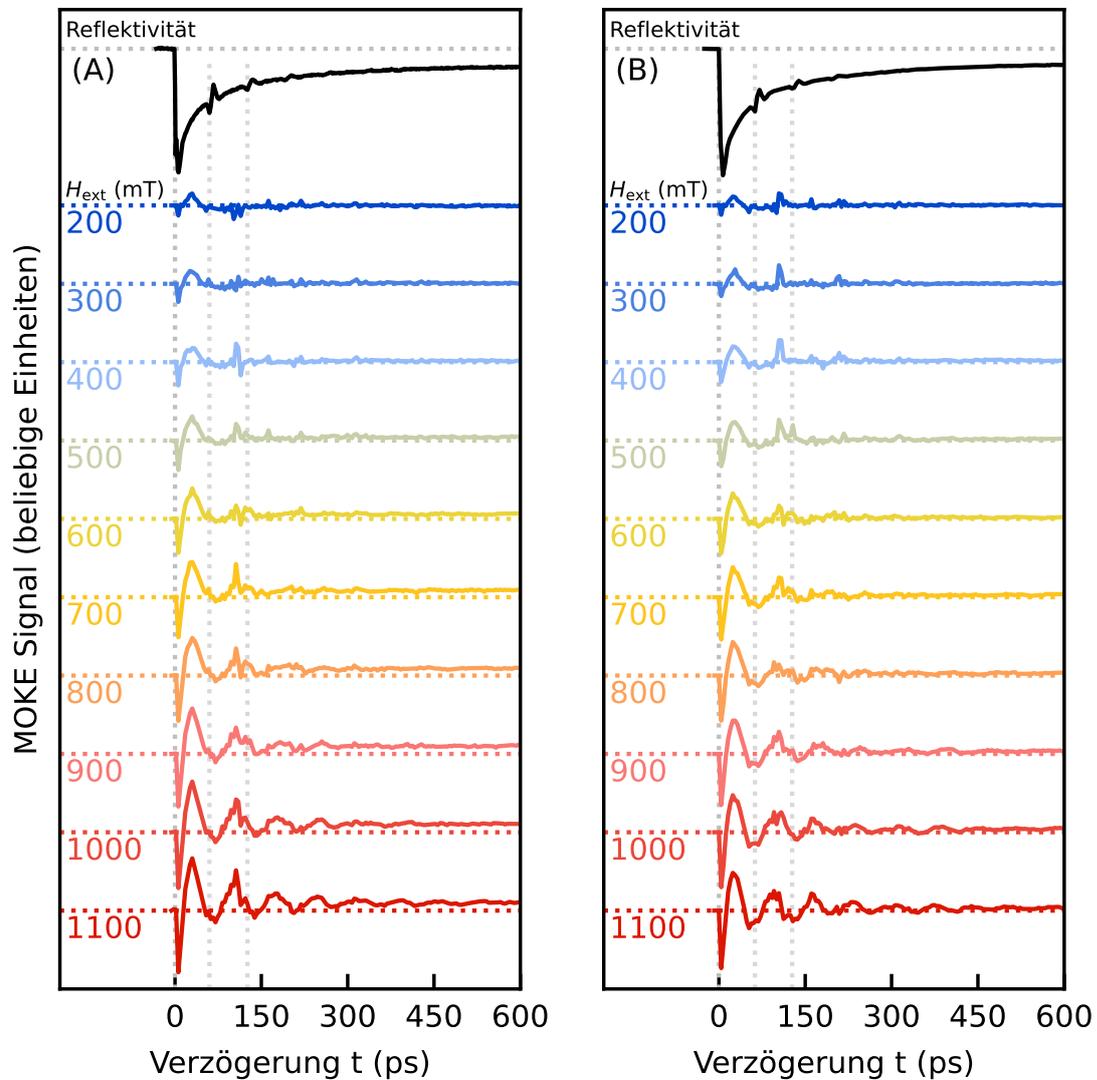


ABBILDUNG 4.7: **Feldserie für Proben mit 200 nm Schichtdicke auf den Substraten JGS2 (A) und PGO (B):** Die Abbildungen zeigen die Feldserien von Proben mit einer Dicke von 200 nm auf den Substraten JGS2 (A) und PGO (B) bei einer inzidenten Fluenz von  $25,4 \text{ mJ cm}^{-2}$  und direkter Anregung. Die Feldstärke des externen Feldes wird in Schritten von 100 mT zwischen den Messungen von 200 mT auf 1100 mT erhöht. Um das heiß werdende Elektronensystem und den Wärmetransport in der Probe zu veranschaulichen, ist die Reflektivität über den Messungen aufgetragen.

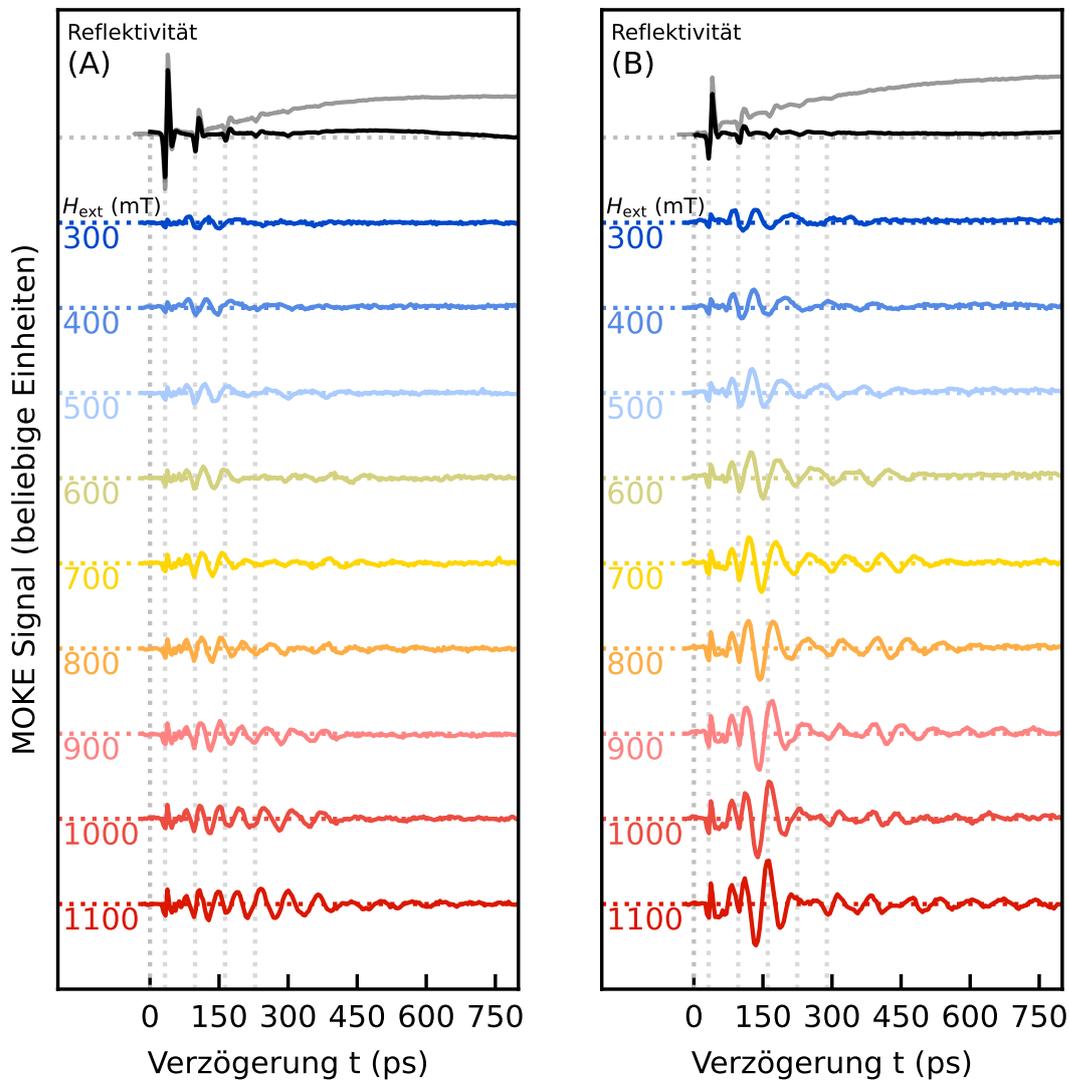


ABBILDUNG 4.8: **Feldserie für Proben mit 200 nm Schichtdicke auf den Substraten JGS2 (A) und PGO (B):** Die Abbildungen zeigen die Feldserien von Proben mit einer Dicke von 200 nm auf den Substraten JGS2 (A) und PGO (B) bei einer inzidenten Fluenz von  $37,3 \text{ mJ cm}^{-2}$  und substratseitiger Anregung. Zwischen den Messungen wird die Feldstärke des externen Feldes in Schritten von 100 mT von 300 mT auf 1100 mT erhöht. Die Messungen werden durch Reflektivitätsmessungen (grau) ergänzt, welche den Wärmetransport von der Rückseite zur abgefragten Vorderseite verdeutlichen. In Schwarz ist der langsam variierende thermische Untergrund abgezogen, um die Schallpulse besonders herauszuarbeiten.

#### 4.4 Anisotropieeffekte in Rotationsserien

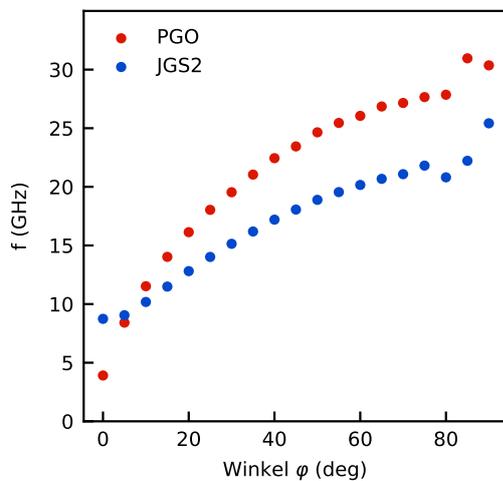


ABBILDUNG 4.9: Präzessionsfrequenzen der Rotationsserien (Abb. 4.11) von Cobalt Proben mit 20 nm Schichtdicke auf den Substraten PGO und JGS2 in Abhängigkeit des Winkels  $\varphi$  zwischen Probenebene und externem Magnetfeld (Abb. 3.4): Die Abbildung zeigt den Unterschied in der Frequenz der Präzession bei gleicher Feldstärke und inzidenter Fluenz des Anregungspulses.

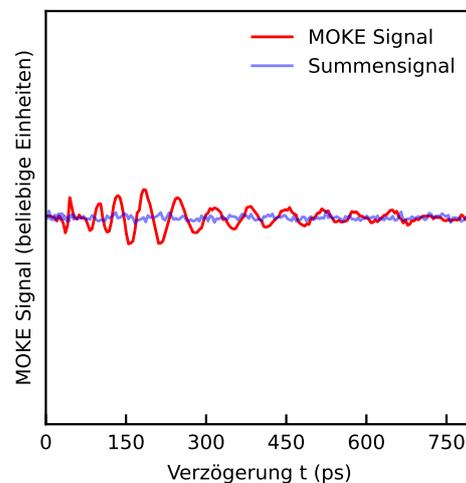


ABBILDUNG 4.10: Vergleich des Differenz und Summsignals einer 200 nm dicken Cobaltprobe bei substratseitiger Anregung und einer Anregungsfluenz von  $8,5 \text{ mJ cm}^{-2}$ : Das Differenzsignal ist deutlich größer als das Summsignal.

Aus der Abhängigkeit der Frequenz vom externen Magnetfeld (Abbildung 4.2) wird deutlich, dass sich die Präzessionsfrequenz der beiden Proben bei gleicher inzidenter Fluenz unterscheidet. Beaurepaire et al. haben bereits in einem Paper am Beispiel von Saphir- und MgO-Substraten beobachtet, dass das Einsetzen der Präzessionsbewegung sowie ihre Frequenz und Dämpfung durch die zeitabhängige magneto-kristalline Anisotropie über die Änderung der Gittertemperatur stark verändert werden [6, S. 145]. Es wird vermutet, dass die Cobaltschicht auf den beiden Substraten PGO und JGS2 jeweils eine unterschiedliche Anisotropie aufweist, welche die Präzessionsfrequenz unterschiedlich beeinflusst. In Abbildung 4.9 sind die Präzessionsfrequenzen für eine Rotationsserie (Abb. 4.11) dargestellt. Trotz identischer externer Feldstärke und inzidenter Fluenz des Anregungspulses ist ein wesentlicher Unterschied in der Präzessionsfrequenz erkennbar. Eine Möglichkeit, dies zu erklären ist eine unterschiedliche Anisotropie, die durch unterschiedliches Probenwachstum auf den Substraten entsteht. Diese beeinflusst den Betrag des effektiven Feldes (Gl. 2.3). Wenn man den unterschiedlichen effektiven Feldern jeweils eine Frequenz zuordnet (Gl. 4.2), kann man erkennen, dass ein größerer Betrag des effektiven Feldes eine höhere Frequenz zumindest qualitativ erklären kann.

$$H_{\text{eff}} = \mu B = E = \hbar \omega \quad (4.2)$$

Für eine genauere Betrachtung kann der Smit-Beyers-Formalismus (Gl. 4.1) herangezogen werden [23, 24].

Bei der Rotationsserie ist zu beachten, dass auch nicht magnetische Effekte in der Messung erfasst werden, da das Feld für den zweiten Teil der Messung nicht gedreht wird. Dies hat

jedoch nur bei geringen Fluenzen Auswirkungen auf die Rotationsserie, da die nicht magnetischen Effekte im Vergleich zu den magnetischen Effekten bei großen Fluenzen sehr gering sind (Abb. 4.10).

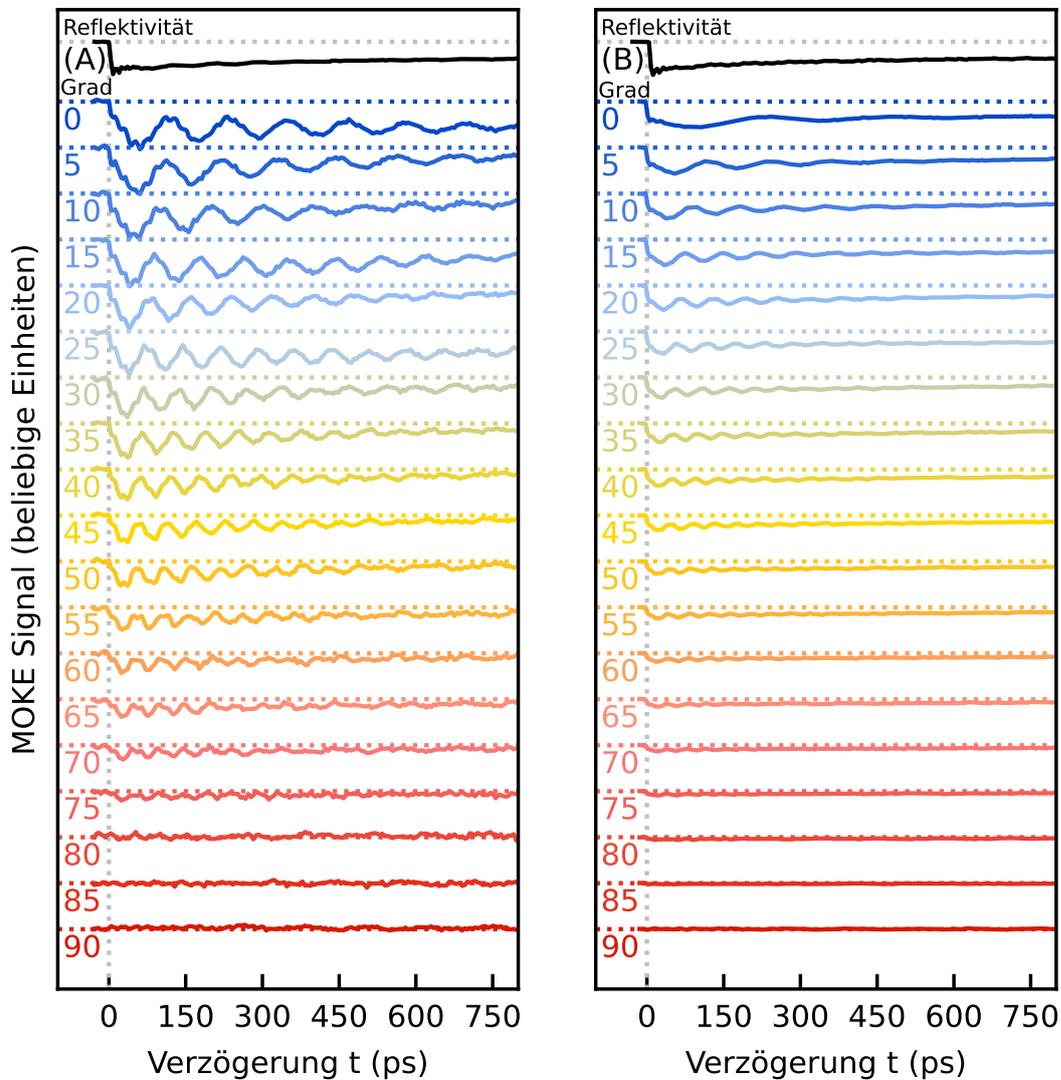


ABBILDUNG 4.11: **Rotationsserie für Proben mit 20 nm Schichtdicke auf den Substraten JGS2 (A) und PGO (B) bei einer externen Feldstärke von 400 mT:** Die Abbildungen zeigen die Rotationsserien von Proben mit einer Dicke von 20 nm auf den Substraten JGS2 (A) und PGO (B) bei einem externen Feld von 400 mT und einer inzidenten Fluenz von  $6,3 \text{ mJ cm}^{-2}$  bei substratseitiger Anregung. Nach jeder Messung wird der Permanentmagnet, der über der Probe befestigt ist, um  $5^\circ$  gedreht, sodass das Feld bei  $90^\circ$  senkrecht zur Normalen der Probenfläche steht. Für das Substrat JGS2 wurde im Vergleich zum Substrat PGO eine deutlich stärkere und langlebigere Präzession festgestellt.

## Kapitel 5

# Schlussfolgerung

Es wurde gezeigt, dass Messungen der Demagnetisierung und der Präzessionsfrequenz an dünnen Cobaltfilmen mit Hilfe des magneto-optischen Kerr-Effekts mit den Erwartungen des in Kapitel 2 präsentierten Modells übereinstimmen. Die Amplitude der in z-Richtung beobachteten Demagnetisierung hängt linear von der Feldstärke eines senkrecht zur Probenoberfläche angelegten externen Feldes ab, da sich die Magnetisierung weiter in Richtung des externen Feldes ausrichtet, wodurch die messbare z-Komponente wächst. Gemäß dem Smit-Beyers-Formalismus steigt auch die Präzessionsfrequenz an, da die Freie Energie mit dem externen Feld wächst. Mit Hilfe einer Fluenzserie konnte zudem der nichtlineare Verlauf der Magnetisierung in Abhängigkeit der Temperatur illustriert werden.

Bei direkter Anregung wird eine Änderung der anfänglichen Präzessionsphase auf den Wechsel des präzessionstreibenden Anregungsmechanismus zurückgeführt. Dies liegt daran, dass sich die Vorzeichen der magneto-akustischen Anregung und der Anregung durch Demagnetisierung für Cobalt unterscheiden.

Durch Messungen an einer 200 nm dicken Probe bei substratseitiger Anregung konnte die magneto-akustische Anregung sichtbar gemacht werden. Dabei propagieren durch Anregung induzierte Schallwellen durch die Probe und regen eine Präzession an. Um Demagnetisierung als präzessionstreibenden Mechanismus auszuschließen wurde der Wärmetransport mit Hilfe von Reflektivitätsmessungen dargestellt. Diese zeigen, dass die Reflektivität bei substratseitiger Anregung von dicken Proben nur langsam ansteigt. Die Wärme ändert sich quasi-statisch und verursacht nur eine geringe Demagnetisierung. Bei direkter Anregung der dicken Proben kehrte die Reflektivität schneller zu ihrem Ausgangswert zurück. Daraus folgt, dass die Wärme an der abgefragten Stelle schneller abnimmt.

Zuletzt wurde der Unterschied in der Präzessionsfrequenz zwischen den beiden Substraten PGO und JGS2 bei gleicher inzidenter Fluenz des Anregungspulses und gleicher externer Magnetfeldstärke untersucht. Dazu wurde der Messaufbau angepasst und eine Rotationsserie aufgenommen. Dabei wird ein Rotationsmagnet in 5°-Schritten gedreht, während die externe Magnetfeldstärke und die inzidente Fluenz konstant bleiben, bis das externe Feld parallel zur Probenoberfläche verläuft. Eine mögliche Erklärung für den Frequenzunterschied ist eine unterschiedliche Anisotropie. Diese führt zu einem höheren Betrag des effektiven Feldes, dem wir über eine Energie eine höhere Frequenz zuordnen können.

### 5.1 Ausblick

Für eine genauere Betrachtung der hier beschriebenen Phänomene kann die `udkm1Dsim`-Toolbox [1] herangezogen werden. Mit dieser Toolbox ist es möglich, die Gitterverzerrung und den Wärmetransport im dünnen Cobaltfilm im Detail zu simulieren. Dies ermöglicht

einen direkten Vergleich mit Nickel und Eisen, um die Magnetisierungsdynamik in 3D-Ferromagneten besser zu verstehen.

# Literatur

- [1] D. Schick, „udkm1Dsim – a Python toolbox for simulating 1D ultrafast dynamics in condensed matter“, *Computer Physics Communications* **266**, 108031 (2021).
- [2] J. Jarecki, „Magnetization Dynamics in Metallic Heterostructures studied by a combination of tr-MOKE and UXRD“, Master thesis (University of Potsdam, Institute for Physics und Astronomy, 2023).
- [3] M. Mattern, F.-C. Weber, D. Engel, C. von Korff Schmising und M. Bargheer, „Coherent control of magnetization precession by double-pulse activation of effective fields from magnetoacoustics and demagnetization“, *Applied Physics Letters* **124**, 102402 (2024).
- [4] E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois und J.-Y. Bigot, „Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel“, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250–4253 (1996).
- [5] G. H. O. Daalderop, P. J. Kelly und M. F. H. Schuurmans, „First-principles calculation of the magnetocrystalline anisotropy energy of iron, cobalt, and nickel“, *Phys. Rev. B* **41**, 11919–11937 (1990).
- [6] J.-Y. Bigot, M. Vomir, L. Andrade und E. Beaurepaire, „Ultrafast magnetization dynamics in ferromagnetic cobalt: The role of the anisotropy“, *Chemical Physics* **318**, *Molecular Nanoscience*, 137–146 (2005).
- [7] L. Willig, „Ultrafast Magneto-Optical Studies of Remagnetisation Dynamics in Transition Metals“, PhD dissertation (University of Potsdam, Institute for Physics und Astronomy, 2019).
- [8] M. Deb, E. Popova, H.-Y. Jaffrès, N. Keller und M. Bargheer, „Controlling High-Frequency Spin-Wave Dynamics Using Double-Pulse Laser Excitation“, *Physical Review Applied* **18**, 10.1103/PhysRevApplied.18.044001 (2022).
- [9] P. D. R. Gross und D. A. Marx, *Festkörperphysik* (Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2012).
- [10] J. Stöhr und H. C. Siegmann, *Magnetism From Fundamentals to Nanoscale Dynamics* (Springer Berlin, Heidelberg, 2006).
- [11] R. Evans, U. Atxitia und R. Chantrell, „Quantitative simulation of temperature dependent magnetization dynamics and equilibrium properties“, *Physical Review B* **91**, 10.1103/PhysRevB.91.144425 (2014).
- [12] A. von Reppert, „Magnetic strain contributions in laser-excited metals studied by time-resolved X-ray diffraction“, PhD dissertation (University of Potsdam, Institute for Physics und Astronomy, 2021).
- [13] S. P. Zeuschner, X.-G. Wang, M. Deb, E. Popova, G. Malinowski, M. Hehn, N. Keller, J. Berakdar und M. Bargheer, „Standing spin wave excitation in Bi : YIG films via temperature-induced anisotropy changes and magneto-elastic coupling“, *Phys. Rev. B* **106**, 134401 (2022).
- [14] P. D. H. J. Paus, *Physik in Experimenten und Beispielen, 3. aktualisierte Auflage* (Carl Hanser Verlag München, 2007).

- [15] M. Mattern, A. von Reppert, S. P. Zeuschner, M. Herzog, J.-E. Pudell und M. Bargheer, „Concepts and use cases for picosecond ultrasonics with x-rays“, *Photoacoustics* **31**, 100503 (2023).
- [16] P. Fumagalli und J. Schoenes, *Magneto-optics an introduction* (De Gruyter, Berlin/Boston, 2022).
- [17] H. Ebert, „Magneto-optical effects in transition metal systems“, *Reports on Progress in Physics* **59**, 1665 (1996).
- [18] R. Ramji Rao und A. Ramanand, „Thermal expansion and bulk modulus of cobalt“, *Journal of Low Temperature Physics* **26**, 365–377 (1977).
- [19] R. Lagneborg und R. Kaplow, „Radial distribution functions in solid cobalt“, *Acta Metallurgica* **15**, 13–24 (1967).
- [20] Y. Shin, S. Yoon, J.-I. Hong und J.-W. Kim, „Magnetoelasticity-driven phase inversion of ultrafast spin precession in NixFe100-x thin films“, *Journal of Science: Advanced Materials and Devices* **8**, 100568 (2023).
- [21] Y. Shin, M. Vomir, D.-H. Kim, P. C. Van, J.-R. Jeong und J.-W. Kim, „Quasi-static strain governing ultrafast spin dynamics“, *Communications Physics* **5**, 56 (2022).
- [22] M. N. Polyanskiy, *Refractive index database*, (2024) <https://refractiveindex.info> (besucht am 05.03.2024).
- [23] T. L. Linnik, A. V. Scherbakov, D. R. Yakovlev, X. Liu, J. K. Furdyna und M. Bayer, „Theory of magnetization precession induced by a picosecond strain pulse in ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As“, *Phys. Rev. B* **84**, 214432 (2011).
- [24] L. Baselgia, M. Warden, F. Waldner, S. L. Hutton, J. E. Drumheller, Y. Q. He, P. E. Wigen und M. Maryško, „Derivation of the resonance frequency from the free energy of ferromagnets“, *Phys. Rev. B* **38**, 2237–2242 (1988).