



Westsächsische Hochschule Zwickau
University of Applied Sciences

HzDR

HELMHOLTZ
ZENTRUM DRESDEN
ROSSENDORF

Bachelorarbeit

-

Lichtinduziertes, magnetisches Schalten ferrimagnetischer, dünner Filme

Vorgelegt von: Christian Riedel
Matrikelnummer: 32852

Hochschulbetreuer: Prof. Dr. Peter Hartmann
Institutsbetreuer: Dr. Helmut Schultheiß

Ausgabedatum: 30.01.2017
Abgabedatum: 27.03.2017

Abstract

The main topic of the presented thesis can be described by a simple idea of changing the magnetic orientation of a thin magnetic film only by means of light. This effect is known as All Optical Switching (AOS) and is very promising as a new possibility for data storage. A Laser setup to perform AOS was realized and successfully applied to switch the magnetization in thin films via ultrashort pulse irradiation. The switching mechanism depends on the helicity of the laser pulses. Only circular polarized laser pulses allow for the switching of the magnetization in the material system under investigation. Previous research showed AOS in rare earth transition metals (RE-TM) so $\text{Tb}_x\text{Fe}_{100-x}$ was chosen for this work. First, we switched thin film samples with different stoichiometry and thickness. Furthermore, AOS in patterned magnetic films was investigated. These samples were nano structured into arrays of nanodots of two types differing in the relation between the height of the nanodots and the film thickness. For the first type of samples the $\text{Tb}_x\text{Fe}_{100-x}$ film was thinner in comparison to the height of the nano dots. For the second type of samples it was exactly opposite. In the first case the magnetic film on top of the nano dots was coupled to the film and it was decoupled in the second case. This work demonstrates that the switching was not successful but might be possible with higher fluences with respect to the unpatterned film. We also demonstrated that the threshold fluence depends on the net magnetization of the sample. The microscopic reason of AOS is still an important part of the fundamental research in solid state physics.

Autorenreferat

In der vorliegenden Arbeit wurde sich hauptsächlich mit der Änderung der magnetischen Orientierung dünner Filme und strukturierten Proben beschäftigt. Es konnte gezeigt werden, dass diese Änderung rein lichtinduziert, ohne ein externes magnetisches Feld, möglich ist. Es konnte ein Laser Aufbau realisiert werden, mit welchem durch ultrakurze, zirkular polarisierte Laserpulse im femtosekunden Bereich, dieses sogenannte All Optical Switching (AOS) umgesetzt werden konnte. Aufgrund vorangegangener Forschungsergebnisse wurde sich für eine Legierung aus einer seltenen Erde und eines Übergangmetalls, im speziellen Tb_xFe_{100-x} , entschieden. Es wurde nach Stöchiometrien und Filmdicken gesucht, bei welchen AOS realisiert werden konnte. Nachdem diese gefunden waren, wurden nano - strukturierte Proben hergestellt. Die nano - Strukturen wurden mit einer Tb_xFe_{100-x} Legierung beschichtet, wobei die Schichtdicke in einem Fall größer als die nano - Bit Höhe war und in einem anderen Fall kleiner als diese. Man wollte damit zwei Zustände unterscheiden. Zum einen sollte die Legierung auf den nano - Bits vom Rest der Probe magnetisch entkoppelt sein. Zum anderen sollte es eine magnetische Kopplung zwischen den nano - Bits und dem Rest der Probe geben. Es konnte gezeigt werden, dass es eine große Herausforderung darstellt, nano - strukturierte Bereiche zu schalten. Der mikroskopische Effekt von AOS steht weiterhin zur Debatte und ist ein bedeutender Teil der Grundlagenforschung in der Festkörperphysik.

Danksagung

Ich danke vielmals Dr. Helmut Schultheiß für eine exzellente Betreuung während der Anfertigung dieser Arbeit und darüber hinaus. Ebenso danke ich Sri Sai Phani Kanth Arekapudi von der TU Chemnitz für die Herstellung der Proben und deren MFM Untersuchungen, T.Eriksson aus Obducad in Schweden für die Bereitstellung der strukturierten Substrate sowie Olga Lik und Nataliia Sofonova, für die Untersuchungen der Proben mit RBS. Des Weiteren danke ich Prof. Dr. Peter Hartmann als Hochschulbetreuer.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Grundlagen	3
2.1	All Optical Switching	4
2.2	Experimenteller Aufbau	6
2.3	Laserstrahl Charakterisierung	10
3	AOS an dünnen Tb_xFe_{100-x} Schichten	17
3.1	Probenherstellung	18
3.2	Experimenteller Nachweis von AOS an dünnen Tb_xFe_{100-x} Schichten . . .	18
3.3	Untersuchung von AOS an nanostrukturierten Tb_xFe_{100-x} Proben	28
4	Zusammenfassung und Ausblick	35

Abbildungsverzeichnis

1	Schematischer Aufbau eines konventionellen Schreib- und Lesekopfes einer Festplatte.	1
2	Haupteinteilung nach magnetischen Eigenschaften von Materialien [1] . . .	3
3	Magnetische Momente eines amorphen TbFe Materials	4
4	Erster Nachweis von AOS [2]	5
5	Versuchsaufbau zur Umsetzung von AOS	8
6	Polarer Magnetooptischer Kerr-Effekt	9
7	Kalibrierkurve einer Fotodiode zur Laserpuls Energieeinstellung	11
8	Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{22}Fe_{78}$ 40 nm Probe	12
9	Berechneter Laserfokus Radius	15
10	Simulierte, transversale Energieverteilung der Laserpulse auf der Probe . .	16
11	AOS Überblick für verschiedene Tb - Anteile	17
12	Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{22}Fe_{78}$, 10 nm Probe	19
13	Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{22}Fe_{78}$, 10 nm Probe	20
14	Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{22}Fe_{78}$, 10 nm Probe nach erfolgreichem AOS	21
15	Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{22}Fe_{78}$, 20 nm Probe nach erfolgreichem AOS	22
16	Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{22}Fe_{78}$, 40 nm Probe nach erfolgreichem AOS	23
17	Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{22}Fe_{78}$, 40 nm Probe nach erfolgreichem AOS	23
18	Berechnung der Grenzfluenz einer $Tb_{22}Fe_{78}$, 40 nm Probe	24
19	Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{22}Fe_{78}$, 80 nm Probe	25
20	Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{25}Fe_{75}$, 20 nm Probe	26
21	Magnetische Eigenschaften von Tb_xFe_{100-x} Proben	27
22	Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{26}Fe_{74}$, 20 nm Probe	27
23	SEM Aufnahme einer Nanobit - Struktur	29
24	Exemplarische Darstellung der nanostrukturierten Proben	30
25	Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{27}Fe_{73}$ Probe mit einer Filmdicke von 13,5 nm	31

26	Exemplarische Darstellung einer $(100 \times 100) \mu\text{m}^2$ Struktur, wie diese beschrieben werden sollte	31
27	Kerr-Mikroskop Aufnahme der $16 \text{ Gb}/\text{in}^2$ Struktur auf der $\text{Tb}_{27}\text{Fe}_{73}$, $13,5 \text{ nm}$ Probe	32
28	Kerr-Mikroskop Aufnahme der $64 \text{ Gb}/\text{in}^2$ Struktur auf der $\text{Tb}_{27}\text{Fe}_{73}$, $13,5 \text{ nm}$ Probe	33
29	Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $16 \text{ Gb}/\text{in}^2$ strukturierten, $\text{Tb}_{27}\text{Fe}_{73}$ Probe mit $13,5 \text{ nm}$ Schichtdicke	34
30	SEM Aufnahme einer Struktur, welche zukünftig auf AOS untersucht werden soll	36

Abkürzungsverzeichnis

AOS All Optical Switching

LHP Left Handed Polarizer

MCD Magnetic Circular Dichroism

MFM Magnetic Force Microscopy

MOKE Magnetooptischer Kerr Effekt

PTD Pure Thermal Demagnetization

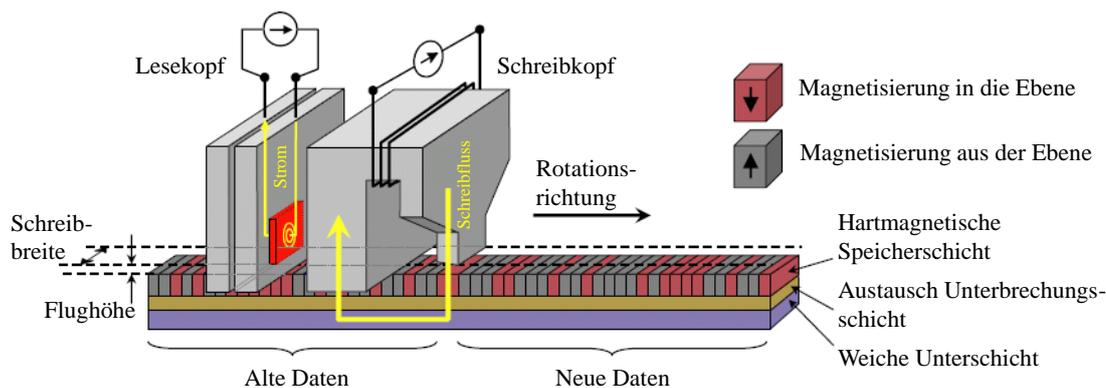
RBS Rutherford Backscattering Spectrometry

RE - TM Rare Earth Transition Metal

SEM Scanning Electron Microscopy

1 Motivation

Seit Ende des letzten Jahrhunderts befindet sich die Menschheit in einem Zeitalter der modernen Technik und der Computer Technologien. Fast alle uns umgebenden, alltäglichen Vorgänge werden durch computergestützte Vorgänge realisiert. An die Datenspeicherung und -verarbeitung werden zunehmend hohe Erwartungen und Ansprüche gestellt, sodass nach immer schnelleren und effizienteren Methoden verlangt wird. Neue Technologien müssen einen geringeren Energiebedarf, kürzere Schreib- und Lesezeiten, sowie eine höhere Speicherdichte als Eigenschaften mit sich bringen. Aktuelle Datenspeicherung wird durch sogenannte Schreib- und Leseköpfe realisiert (siehe Abb. 1). Diese befinden sich in sehr kurzem Abstand über einem rotierenden magnetischen Speichermedium (z.B. CoCr). In dem Schreibkopf befindet sich eine Spule, die je nach Stromrichtung ein magnetisches Feld erzeugt, welches in das Speichermedium eindringt und die magnetische Orientierung im Medium verändern kann. Dadurch sind zwei verschiedene, um 180° zueinander versetzte, magnetische Orientierungen erzeugbar. Diese zwei Zustände sind analog zu der Information 1 oder 0. Ein unmittelbar hinter dem Schreibkopf befindlicher Lesekopf liest diese magnetische Information aus und kann somit die Information 1 oder 0 an eine Datenverarbeitung weiter geben.



© 2008 Hitachi Global Storage Technologies

Abbildung 1: Schematischer Aufbau eines konventionellen Schreib- und Lesekopfes einer Festplatte. Die Flughöhe des Kopfes über dem Speichermedium beträgt nur wenige Nanometer. Die geschalteten Bereiche (Bits) haben eine Größe im Bereich von 20 nm. Die Datenrate liegt im GHz Bereich, sodass pro Nanosekunde ca. ein Bit geschrieben und gelesen werden kann. Bild entnommen aus Vortrag von Prof. Dr. Olav Hellwig, TU Chemnitz. Beschriftung ins deutsche übersetzt.

An solche Speichermedien werden verschiedene Anforderungen gestellt. Sie müssen schnell geschrieben und gelesen werden können, die geschriebenen Bereiche sollen möglichst klein sein um eine hohe Speicherdichte (Bits pro Volumen) zu realisieren und die geschriebenen Bereiche müssen stabil sein. Stabil bedeutet, dass sich die magnetische Orientierung und somit die Speicherinformation nicht wieder verändern darf, solange kein Schreibprozess an dieser Stelle vollzogen wird. Mögliche Ursachen dafür können z.B. externe Magnetfelder, starke Temperatureinflüsse oder benachbarte Bereiche, mit unterschiedlicher Magnetisierung sein. Benachbarte Bits werden dann zu einem zunehmenden Problem, wenn die Bits immer kleiner werden, die Speicherdichte also immer höher wird. Man benötigt Materialien, welche ein hohes Koerzitivfeld haben, das heißt welche ein hohes äußeres magnetisches Feld benötigen um deren magnetische Orientierung dauerhaft zu verändern. Um solche Materialien jedoch schalten zu können, benötigt man leistungsfähigere Schreibköpfe, welche ein sehr hohes magnetisches Feld erzeugen müssen. Man stößt dabei jedoch an gewisse Grenzen, da der Stromfluss in dem Schreibkopf erhöht und der Abstand zwischen Schreibkopf und Speichermedium verringert werden müsste. Diese haben aber bereits heute einen Abstand von nur wenigen Nanometern, sodass ein geringerer Abstand schwer zu realisieren ist.

Um dennoch magnetische Materialien mit hohen Koerzitivfeldern schalten zu können, benötigt man eine neue Technologie. Ein aktueller Ansatz dazu ist das All Optical Switching (AOS), mit welchem sich in der vorliegenden Arbeit beschäftigt wird. Bei diesem Verfahren wird mit ultrakurzen Laserpulsen im Femtosekunden Bereich, die magnetische Orientierung eines Materials geschaltet. In welche Richtung die magnetische Orientierung geschaltet wird, hängt von der Helizität des eintreffenden Laserpulses ab (siehe Kapitel 2). Mit dieser Technologie können Materialien mit hohen Koerzitivfeldern und einer somit geringen Störanfälligkeit, geschaltet werden.

Des Weiteren soll die vorliegende Arbeit einen Anteil zum besseren Verständnis der physikalischen Vorgänge während des Wechselwirkungsprozesses zwischen Licht und Materie leisten. Ziel ist es, durch bereits bekannte Experimente das experimentelle Vorgehen zum Schalten der Magnetisierung kennen zu lernen und im Anschluss durch neue Experimente, weitere Charakteristiken des Schaltprozesses zu untersuchen.

2 Grundlagen

In der vorliegenden Arbeit wird sich hauptsächlich mit der Veränderung magnetischer Orientierungen von Materialien beschäftigt. Abb. 2 soll einen kurzen Überblick zu den magnetischen Eigenschaften aller Materialien geben. Ausführliche Grundlagen zu Magnetismus finden sich in zahlreichen Fachliteraturen [3, 4].

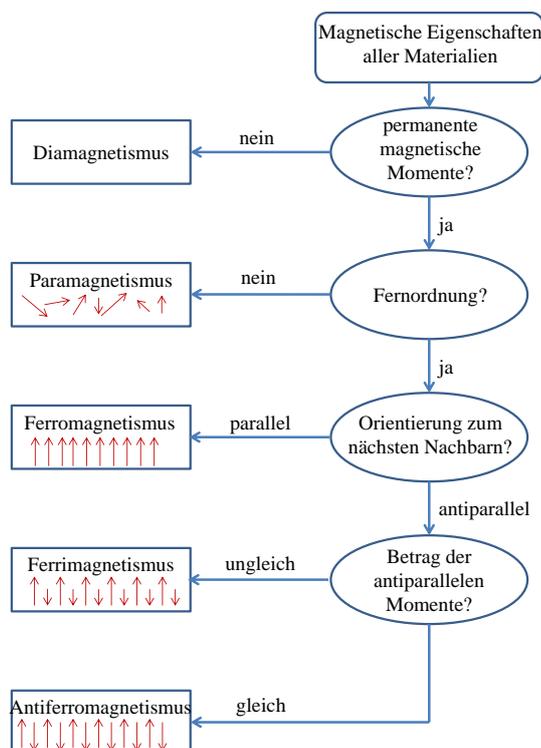


Abbildung 2: Haupteinteilung nach magnetischen Eigenschaften von Materialien. Entnommen und ins deutsche übersetzt aus [1].

Die in den folgenden Experimenten verwendeten Materialien sind amorphe, ferrimagnetische Legierungen aus seltenen Erden und Übergangsmetallen, hier im speziellen Tb_xFe_{100-x} . Dieses Material zeigt eine starke, senkrechte magnetische Anisotropie. Die resultierende Magnetisierung hängt besonders von der Stöchiometrie der Legierung ab. Abb. 3 zeigt exemplarisch die amorphe Anordnung und die magnetischen Momente der Tb und Fe Atome. Es lässt sich entnehmen, dass die magnetischen Momente der Tb und Fe Atome antiparallel zueinander stehen und ungleich sind, wodurch sich die ferrimagnetische Eigenschaft ergibt [5].

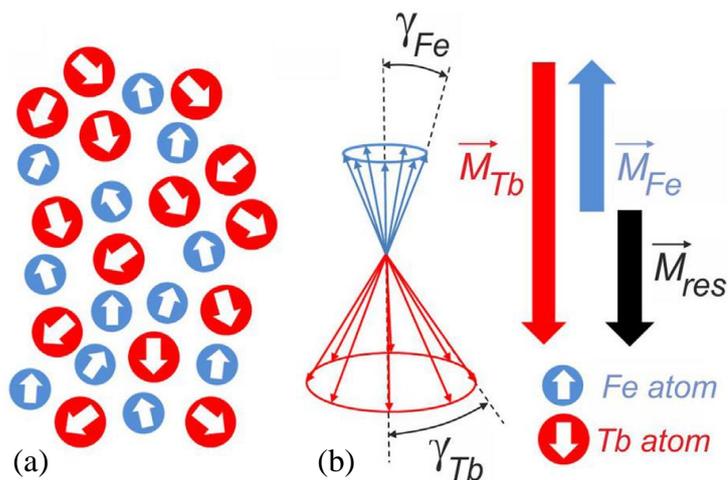


Abbildung 3: (a) zeigt die Verteilung der magnetischen Momente in einem amorphen TbFe Material. Die durchschnittliche Verteilung der magnetischen Momente ist in (b) zu sehen. Die resultierende Magnetisierung hängt von den magnetischen Momenten des Tb und Fe Anteils ab. Bild entnommen aus [5].

2.1 All Optical Switching

Bereits 2007 konnte durch C. D. Stanciu et al. gezeigt werden, dass die magnetische Orientierung einer amorphen, ferrimagnetischen $Gd_{22}Fe_{74.6}Co_{3.4}$ Legierung durch ultrakurze, polarisierte Laserpulse geändert werden konnte [2]. Die Änderung der Magnetisierung hing dabei von der Polarisation der Laserpulse ab. Abb. 4 zeigt eine magnetooptische Aufnahme vor und nach der Bestrahlung mit polarisierten Laserpulsen. Nach der Bestrahlung mit rechts zirkular polarisierten Laserpulsen (σ^+) konnten die zuvor in die Ebene hineinmagnetisierten Bereiche (M^-), aus der Ebene herausmagnetisiert (M^+) werden. Im Umkehrschluss konnte mit links zirkular polarisierten Laserpulsen (σ^-) die Magnetisierung der Probe in die Ebene hinein geschaltet werden. Bei der Bestrahlung mit linear polarisierten Laserpulsen ergab sich ein Multidomänen-Bereich. Es war somit möglich, die magnetische Orientierung ohne das Anlegen eines äußeren, magnetischen Feldes zu schalten. Dieses rein licht-induzierte Schalten nennt man All Optical Switching (AOS).

In späteren Experimenten konnte AOS an weiteren ferrimagnetischen RE - TM (engl. Rare Earth - Transition Metall, seltene Erden - Übergangsmetalle) wie beispielsweise Tb-Fe [6] bis hin zu ferromagnetischen Multischicht-Systemen [7] gezeigt werden. Die genaue Erklärung für diese Wechselwirkung von Licht mit einem magnetischem Material steht weiterhin zur Debatte und ist ein bedeutender Teil in der Grundlagenforschung der Festkörperphysik. Eine erste Theorie, welche eine mögliche Erklärung für AOS lieferte,

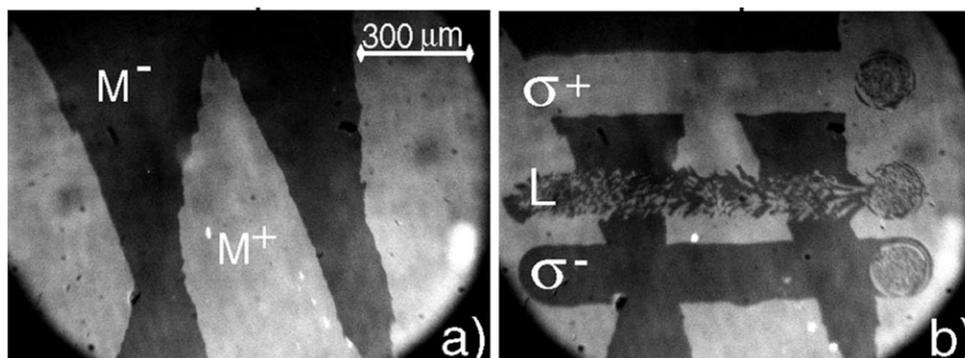


Abbildung 4: Bild (a) zeigt eine magnetooptische Aufnahme einer $\text{Gd}_{22}\text{Fe}_{74.6}\text{Co}_{3.4}$ Legierung vor Bestrahlung mit polarisierten, 40 fs Laserpulsen. Zu erkennen sind entgegengesetzt magnetisierte Domänen, welche aus der Ebene heraus (M^+) bzw. in die Ebene hinein (M^-) orientiert sind. Nach bestrahlen der Probe mit unterschiedlich polarisierten Laserpulsen erkennt man in Bild (b) eine Änderung der magnetischen Orientierung im jeweils bestrahlten Bereich auf der Probe. Rechts zirkular polarisierte Laserpulse (σ^+) bewirken eine Magnetisierung aus der Ebene heraus (M^+), wobei links zirkular polarisierte Pulse (σ^-) die entgegengesetzte Magnetisierung bewirken. Linear polarisierte Laserpulse (L) bewirken einen Multidomänen Bereich. Bild entnommen aus [2].

war eine lokale Temperaturerhöhung der Elektronen durch den Energieeintrag des Laserpulses in Verbindung mit dem inversen Faraday Effekt [2]. Die Temperaturerhöhung durch den Laserpuls bis kurz unter die Curie Temperatur (Temperatur bei welcher eine magnetische Probe kein äußeres magnetisches Feld aufweist) bewirkt ein Herabsenken der Koerzitivfeldstärke, womit ein geringeres magnetisches Feld nötig ist, um die Magnetisierung zu schalten. Durch den simultan wirkenden inversen Faraday Effekt, wird durch den Laserpuls ein magnetisches Feld in der Probe induziert. Bei zirkular polarisiertem Licht, ist dieses magnetische Feld parallel zu der Richtung des Wellenvektors des Lichts orientiert. Die Orientierung des magnetischen Feldes von links zirkular polarisiertem Licht (σ^-) ist dem von rechts zirkular polarisiertem Licht (σ^+) entgegengesetzt [8]. Die Kombination dieser beiden Effekte bewirkt eine Ausrichtung des magnetischen Feldes der Probe in Abhängigkeit von der Helizität des Laserpulses.

Im Jahre 2009 zeigte J. Hohlfeld et al. jedoch, dass die Grenzfluenz, ab welcher der Effekt des AOS an einer GdFeCo Probe einsetzt, abnimmt, je weiter die Proben temperatur sinkt [9]. Dies lässt vermuten, dass AOS kein thermisch induzierter Effekt ist. 2015 zeigte Hassdenteufel et al. wiederum, dass AOS von der Remanenzmagnetisierung einer Probe abhängig ist, welche temperaturabhängig ist. Er konnte zeigen, dass AOS an einer TbFe

Probe bei gleichbleibender Fluenz von der Probentemperatur abhängig ist. Eine TbFe Probe, welche bei Raumtemperatur kein AOS zeigte, konnte durch das Aufheizen auf 370 K erfolgreich geschaltet werden [10]. Es ist somit nicht möglich, eine allgemeingültige Aussage zur Temperaturabhängigkeit bei AOS zu treffen. In weiteren Experimenten konnte gezeigt werden, dass AOS von der Helizität und von der Fluenz der Laserpulse abhängig ist. Weder die Wellenlänge noch die Pulslänge oder Pulsform der Laserstrahlung spielten dabei eine entscheidende Rolle [11]. Die Zeitskala, auf welcher die Magnetisierung eine Probe mit zwei magnetischen Untergittern auf eine lichtinduzierte Anregung reagiert, wurde 2011 durch I. Radu gezeigt. Es konnte in einer GdFe Probe gezeigt werden, dass bei Anregung durch einen 100 fs Puls, das magnetische Moment des Fe-Gitters innerhalb von 300 fs und das des Gd-Gitters innerhalb von 1,5 ps die Orientierung änderte [12].

Bei der Untersuchung von amorphen, ferrimagnetischen $\text{Tb}_x\text{Fe}_{100-x}$ Filmen konnte gezeigt werden, dass AOS in einem Stöchiometrie-Bereich von 22 at.% Tb bis 34 at.% Tb nachweisbar ist. Außerhalb dieses Bereiches konnte lediglich eine rein thermische Demagnetisierung (pure thermal demagnetization - PTD) beobachtet werden. Von welchem Element die Magnetisierung des Materials dominiert wird, hängt von der Stöchiometrie und von der Temperatur ab. In Proben mit einem hohem Tb Anteil (χ) von $\chi \geq 28,0$ at.% wird die Magnetisierung in der Probe durch das magnetische Moment von Tb bestimmt, während bei Proben mit einem Tb Anteil $\chi \leq 22,0$ at.%, das magnetische Moment von Fe überwiegt. Bei Stöchiometrien zwischen diesen beiden Anteilen ($22,5 \text{ at.}\% \leq \chi \leq 27,5 \text{ at.}\%$) existiert eine Kompensationstemperatur, bei welcher sich die magnetischen Momente aufheben und die resultierende Magnetisierung somit gleich null ist [6].

2.2 Experimenteller Aufbau

Zur Umsetzung der folgenden Experimente wurde ein Femtosekunden Laseraufbau verwendet. Als Laserquelle diente ein Femtolaser mit einer mittleren Wellenlänge von 790 nm und einer Puls Wiederholrate von 5,2 MHz. Die zeitlich gemittelte Laserleistung betrug ca. 1 Watt. Zur Messung der Pulsdauer diente ein Autokorrelator in Verbindung mit einem Spektrometer zur Erfassung des Laser Spektrums. Der Laserstrahl wurde durch einen 50:50 Strahlteiler-Würfel in zwei Laserstrahlen gleicher Leistung aufgeteilt. Durch jeweils ein $\lambda/2$ Verzögerungsplättchen konnte die Polarisationsrichtung für jeden Pfad einzeln gedreht werden, um einen Laserpfad in einen s - polarisierten und den anderen in einen p - po-

larisierten Zustand zu drehen. Durch die Kombination eines $\lambda/2$ Verzögerungsplättchens (im Folgenden nur noch $\lambda/2$ genannt) und einem danach folgendem Glan Thompson Prisma, konnte der Anteil des einfallenden Laserlichts, welches durch das Glan Thompson Prisma transmittiert, eingestellt werden. Nachdem beide Laserpfade das jeweilige Glan Thompson Prisma durchlaufen haben, was deren Polarisationsrichtung festlegte, wurden beide durch einen weiteren Strahlteiler Würfel auf einen überlappenden Strahlengang zusammengeführt. Damit konnten zwei unterschiedliche, linear polarisierte, Zustände realisiert werden. Einen senkrecht zur Tischebene polarisierten und einen parallel zu dieser. Im Anschluss daran transmittierten diese durch ein $\lambda/4$ Verzögerungsplättchen (im Folgenden nur noch $\lambda/4$ genannt), wobei die Polarisations Ebenen $\pm 45^\circ$ zur optischen Achse des $\lambda/4$ orientiert war. Bei dieser Orientierung erzeugt das $\lambda/4$ links bzw. rechts zirkular polarisiertes Licht, welches für die nachfolgenden Experimente benötigt wurde. Da es jedoch nicht möglich ist, mit dieser Anordnung zu definieren, welcher der beiden Laserpfade links, und welcher rechts zirkular polarisiert ist, wurde zur Charakterisierung ein weiteres Bauteil verwendet. Dieses ist ein sogenannter left handed polarizer (LHP) der Firma Thorlabs, welcher aus unpolarisiertem Licht, links zirkular polarisiertes erzeugt. Dieser besteht aus einem linearen Polarisationsfilter in Verbindung mit einem $\lambda/4$ Verzögerungsplättchen. Das $\lambda/4$ ist in einem Winkel von 45° zur optischen Achse des linearen Polarisationsfilters orientiert, sodass gewährleistet werden kann, dass links zirkular polarisiertes Licht erzeugt wird, insofern das Licht als erstes auf den linearen Polarisationsfilter trifft. Trifft der Laser als erstes auf das $\lambda/4$ des LHP, so wird aus links zirkular polarisiertem Licht, linear polarisiertes. Rechts zirkular polarisiertes Licht wird hingegen völlig absorbiert. Mit Hilfe des LHP konnten die genauen Einstellungen des $\lambda/4$ zur Erzeugung zirkular polarisierter Laserpulse gefunden werden. Jeder der beiden Laserpfade konnte unabhängig voneinander geblockt werden, sodass frei entschieden werden konnte, welche Polarisation auf der Probe ankommt. Bei denen in Kapitel 3.2 durchgeführten Experimenten wurde zur Fokussierung der Laserpulse auf die Probe eine Plan-Konvex Linse mit einer Brennweite von $f = 75$ mm verwendet. Bei den Experimenten in Kapitel 3.3 wurde eine Plan Konvex Linse verwendet, welche eine $f = 40$ mm Brennweite hatte. Ziel war es, mit der $f = 40$ mm Linse einen kleineren Laserfokus zu erreichen und somit eine höhere Fluenz (Energie/ Fläche) auf der Probe zu erreichen. Vor der fokussierenden Optik wurden 0,7 % des Laserlichts ausgekoppelt und auf eine Fotodiode reflektiert. Diese diente zum Ablesen

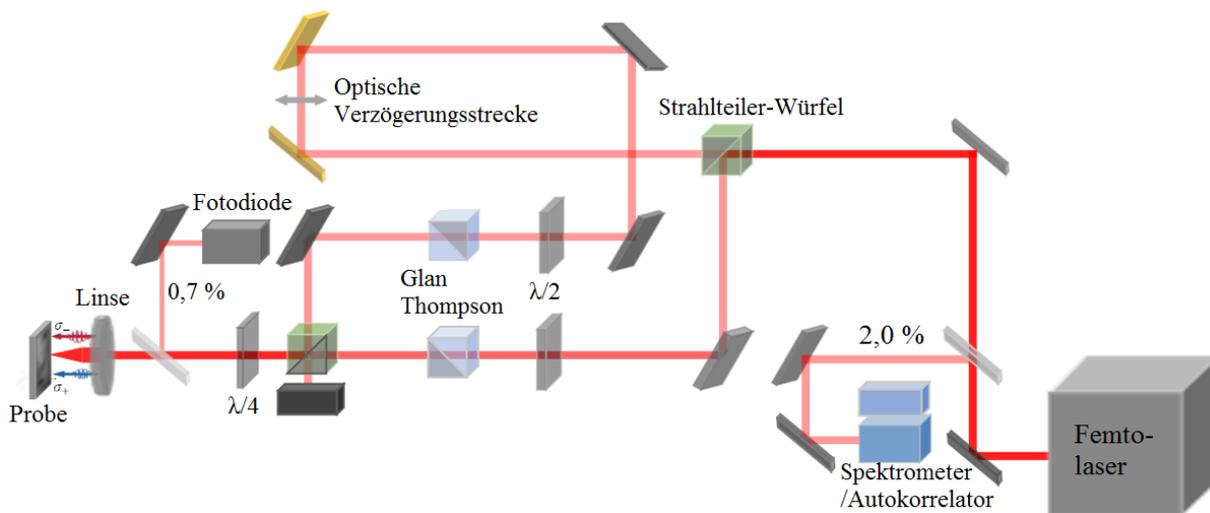


Abbildung 5: Versuchsaufbau zur Umsetzung von AOS. Als Laserquelle diente ein femtosekunden Laser mit einer Puls Wiederholrate von 5,2 MHz und einer Wellenlänge von 790 nm. Die Laserpuls Charakterisierung erfolgte durch einen Autokorrelator in Verbindung mit einem Spektrometer. Die Laserleistung wurde durch ein jeweiliges $\lambda/2$ Verzögerungsplättchen in Bezug zu einem polarisierenden Strahlteiler Würfel (Glan Thompson Prisma) eingestellt. Die Helizität wurde durch ein $\lambda/4$ Verzögerungsplättchen eingestellt. Die optische Verzögerungsstrecke wurde für die vorliegenden Experimente nicht benutzt.

der durch die $\lambda/2$ eingestellten Laserpuls Energien. Die Fotodiode wurde vor Beginn der Experimente kalibriert, indem ein Leistungsmessgerät anstatt der fokussierenden Optik in den Strahlengang gestellt wurde. Mit diesem wurde die zeitlich gemittelte Laserleistung gemessen und mit den Spannungswerten der Fotodiode notiert. Die Probe wurde auf einem X-Y-Z-Piezo Positioniersystem gehalten, welches wiederum auf einem mechanisch verstellbaren X-Y-Z-Positioniertisch montiert war. Um sicherzustellen dass der Laser senkrecht auf die Probenoberfläche trifft, konnte die Probe zusätzlich um die Z-Achse rotiert, sowie verkippt werden.

Zur Analyse des Magnetisierungszustandes der bestrahlten Proben wurde ein Kerr-Mikroskop verwendet. Mit diesem ist es möglich, unterschiedliche magnetische Orientierungen sichtbar zu machen. Aufgrund des Magnetooptischen Kerr-Effektes (MOKE) wird die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht, welches an einem magnetischen Material reflektiert wird, um den Kerr-Winkel (R_K) gedreht. Man unterscheidet drei Arten des MOKE. Je nach magnetischer Orientierung in der Probe und der Einfallsebene des linear polarisierten Lichts zur Probenebene, unterscheidet man zwischen longitudinal-, transversal- und polar-MOKE. Da die Proben in der vorliegenden Arbeit alle eine aus

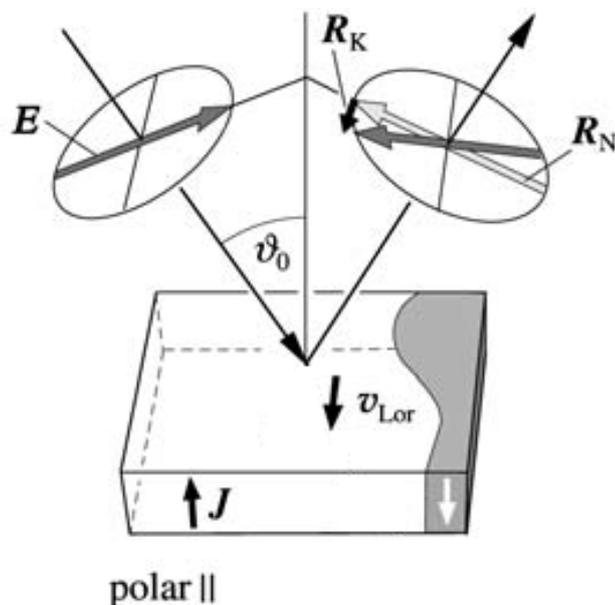


Abbildung 6: Polarer Magnetooptischer Kerr Effekt (polar-MOKE). Das einfallende, linear polarisierte Licht wird durch die Magnetisierung der Probe um den Kerrwinkel R_K gedreht. Die Kerrwinkel ist abhängig von der Magnetisierungsrichtung J . Durch Verwendung eines Analysators (linearer Polarisationsfilter) kann somit die Kerr-Drehung unterschieden werden. Bild modifiziert übernommen aus [13, S. 26].

der Ebene orientierte Magnetisierung aufweisen, findet der polar-MOKE bei den Untersuchungen Anwendung (siehe Abb. 6). Vereinfacht kann der MOKE durch die Lorentzkraft erklärt werden. Die linear polarisierte, einfallende elektromagnetische Welle regt die Elektronen im Material zu Schwingungen an, welche parallel zu der Polarisationssebene des Lichts schwingen (E-Feld Richtung). Der größte Anteil des Lichts wird in der gleichen Polarisationssebene reflektiert. Durch die Magnetisierung der Probe wirkt auf die schwingenden Elektronen, welche bewegte Ladungsträger sind, die Lorentzkraft (ν_{Lor}), welche proportional zu $\nu_{Lor} = -\vec{m} \times \vec{E}$ ist. Dabei gibt \vec{m} die Richtung der Magnetisierung und \vec{E} die Polarisationssebene der elektromagnetischen Welle an. Bei dem Fall des polar-MOKE steht die Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche. Fällt nun die elektromagnetische Welle auch senkrecht zur Probenoberfläche auf diese, werden die Elektronen zu Schwingungen angeregt, welche parallel zur Probenoberfläche sind. Dadurch erfahren diese eine Kraft die senkrecht zu der eigentlichen Schwingungsrichtung und zur Richtung der Magnetisierung wirkt. Diese Schwingungen sind neue Ausgangspunkte elektromagnetischer Wellen, bei welchen die Polarisationssebene um den Kerr-Winkel gedreht ist [13, S. 25].

2.3 Laserstrahl Charakterisierung

Zur Charakterisierung der Proben, welche auf AOS untersucht wurden, ist es notwendig die Fluenz des auf die Probe treffenden Laserstrahls zu kennen. Um diese bestimmen zu können, wird die Laserpuls Energie, sowie die Fläche des Laserfokus auf der Probe benötigt. Im Folgenden wird dargestellt, wie diese Größen ermittelt wurden und wie man daraus die Fluenz errechnen kann.

Um die Laserleistung und somit die Fluenz auf der Probe einzustellen, wurde das jeweilige $\lambda/2$ vor dem Glan Thompson Prisma verdreht. Durch das $\lambda/2$ wird die Polarisationsrichtung gedreht, womit der durch das Glan Thompson transmittierte Anteil des Laserlichts eingestellt werden kann. Ein Glan Thompson Prisma besteht aus zwei zusammengesetzten Prismen und hat die Eigenschaft, nur eine Polarisationsrichtung transmittieren zu lassen, während der übrige Anteil an einer Grenzfläche der zwei zusammen gekitteten Prismen reflektiert wird. Die zeitlich gemittelte Laserleistung wurde mit einem Leistungsmessgerät S370A von der Firma Thorlabs gemessen. Dieses hat laut Herstellerangaben im Wellenlängenbereich von 400,0 nm bis 5,2 μm eine systematische Messunsicherheit (ΔU_{sys}) von 5,0 %. Zur Reproduzierbarkeit der zeitlich gemittelten Laserleistung, und somit der Laserpuls Energie, wurde eine Fotodiode in den Laseraufbau integriert, auf welche durch einen Strahlteiler 0,7 % der Laserleistung treffen. Die mit dem S370A gemessenen Werte wurden durch die Laserpuls Wiederholrate dividiert und anschließend über der Diodenspannung aufgetragen. Fotodioden zeigen typischer Weise eine exponentielle Abhängigkeit der Fotospannung von der einfallenden Lichtleistung. Aufgrund dessen wurde ein exponentieller Fit an die Messwerte angepasst (siehe Abb. 7). Beim Ablesen der Fotodiodenspannung wurde eine zufällige Messunsicherheit (U_{zuf}) von $\pm 1,0$ mV festgelegt. Im Folgenden wird die Messunsicherheit für die Laserpuls Energie beispielhaft für eine Fotodiodenspannung von 400,0 mV dargestellt.

Bei einer Fotodiodenspannung (ΔU_{Photo}) von 400,0 mV wurde aus der exponentiellen Fit Funktion eine zeitlich gemittelte Laserleistung (\bar{P}_{Laser}) von 96,2 mW ermittelt. Diese Fit Funktion ergab für eine Fotodiodenspannung von $(400,0 \pm 1,0)$ mV eine zufällige Messunsicherheit der zeitlich gemittelten Laserleistung von 3,3 mW. Die systematischen Messunsicherheit des Leistungsmessgeräts S370A von 5,0 % entspricht einem Wert von 4,8 mW. Die gesamt Messunsicherheit (ΔU_{ges}) summiert sich dadurch zu 8,1 mW, was einem Prozentwert von etwa 8,5 entspricht. Um die Laserpuls Energie zu erhalten, dividiert man

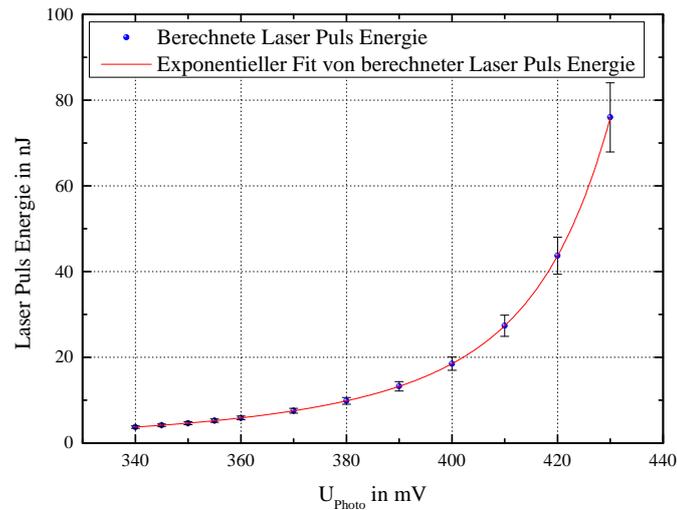


Abbildung 7: Berechnete Laserpuls Energie über Sensorspannung einer Fotodiode im Laseraufbau. Die Laserleistung wurde durch verdrehen eines $\lambda/2$ in Bezug auf ein darauf folgendes Glan Thompson Prisma eingestellt. Die Fotodiode wurde auf die zeitlich gemittelte Laserleistung kalibriert, welche mit einem Leistungsmessgerät S370A von Thorlabs gemessen wurde. Zusammen mit der Puls Wiederholrate des Lasers (5,2 MHz) konnte daraus die Laserpuls Energie berechnet werden. Angaben zur Messunsicherheit finden sich im aktuellen Kapitel.

die zeitlich gemittelte Laserleistung durch die Laserpuls Wiederholrate (5,2 MHz) und erhält eine Laserpuls Energie (E_{Puls}) von 18,5 nJ ($1 \pm 8,5 \%$).

$$U_{Photo} = (400 \pm 1) \text{ mV} \quad (1)$$

$$\Delta U_{zuf} = \bar{P}_{Laser}(401 \text{ mV}) - \bar{P}_{Laser}(399 \text{ mV}) \quad (2)$$

$$\Delta U_{zuf} = (97,9 - 94,6) \text{ mW} = 3,3 \text{ mW}$$

$$\Delta U_{syst}(96,2 \text{ mW}) = 96,2 \text{ mW} \cdot 0,05 = 4,8 \text{ mW} \quad (3)$$

$$\Delta U_{ges}(400 \text{ mV}) = (3,3 + 4,8) \text{ mW} = 8,1 \text{ mW} \hat{=} 8,5 \% \quad (4)$$

Durch die Gesamtmessunsicherheit und einer Laserpuls Wiederholrate von $f_{Puls} = 5,2$ MHz ergibt sich daraus folgende Laserpuls Energie E_{Puls} :

$$E_{Puls} = \frac{\text{zeitlich gemittelte Laserleistung}}{\text{Puls Wiederholrate}} = \frac{\overline{P}_{Laser}}{f_{Puls}} \quad (5)$$

$$E_{Puls} = \frac{96,2 \cdot 10^{-3} \text{ W} \cdot (1 \pm 8,5 \%) }{5,2 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s}}} = 18,5 \cdot 10^{-9} \text{ Ws} \cdot (1 \pm 8,5 \%) \quad (6)$$

$$E_{Puls} = \underline{\underline{(18,5 \pm 1,6) \text{ nJ}}} \quad (7)$$

Zur Charakterisierung des Laserstrahl Durchmessers in der Fokusebene wurde auf einer Probe, welche AOS zeigt, mit verschiedenen Laserpuls Energien verschieden große Bereiche geschaltet (siehe Abb. 8). An diesen ist zu erkennen, dass der Energieeintrag nicht rotationssymmetrisch geschehen ist, weshalb eine elliptische Energieverteilung als Modell zu Grunde gelegt wurde. Des Weiteren wurde angenommen, dass die transversale Energie-

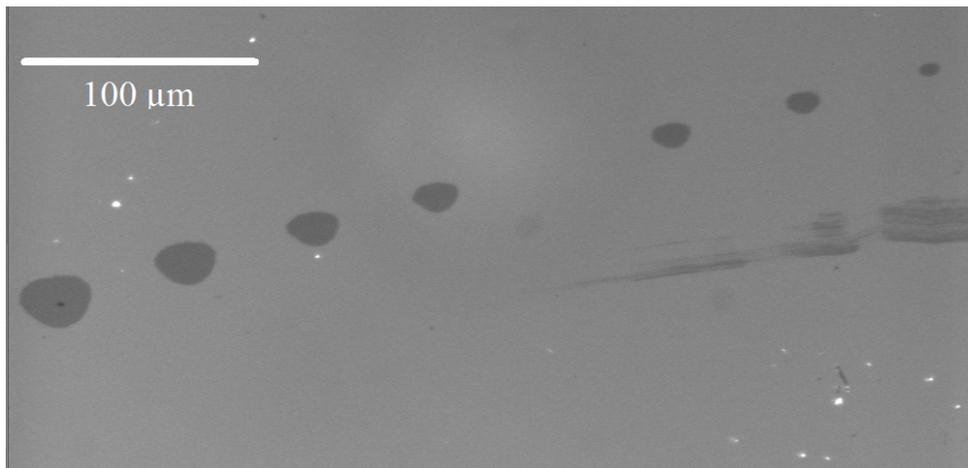


Abbildung 8: Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $\text{Tb}_{22}\text{Fe}_{78}$ 40 nm Probe. Die Probe wurde mit links zirkular polarisierten Laserpulsen (σ^-) mit verschiedenen Intensitäten bestrahlt, wodurch sich Bereiche mit abnehmenden Durchmessern schalten ließen. Anhand der Durchmesser und Kenntnis der Laserpuls Energie des jeweiligen Bereichs, kann der Laserspot Durchmesser auf der Probe, sowie die Grenzfluenz bestimmt werden.

verteilung des Lasers, eine gaussförmige Verteilung in X- und Y- Richtung aufweist (Gl. (8)). Am Rande jedes geschalteten Bereichs in Abb. 8 hat der Energieeintrag in die Probe stets den gleichen Wert, den sogenannten Schwellwert, ab welchem AOS bei der jeweiligen Probe einsetzt. Aus dieser Annahme und der Kenntnis der zu dem jeweiligen Bereich gehörenden Laserpuls Energie, konnte der Laserfokus Durchmesser in der Probenebene

ermittelt werden. Der Laserfokus Durchmesser wurde jeweils für die X- und Y- Richtung separat berechnet.

$$E_{puls}(x) = E_0 \cdot e^{-2\frac{x^2}{w^2}} \quad (8)$$

Hierbei ist E_0 die maximale Energie am Ort $X = 0$, also direkt im Zentrum des Laserfokus und w der Laserfokus Durchmesser, bei dem die Energie auf den $1/e^2$ -fachen Wert abgefallen ist. Da der Laserfokus Durchmesser unabhängig von der Laserpuls Energie ist, vergrößert sich lediglich die Amplitude der Gaussfunktion (E_0) um den gleichen Faktor, um welchen sich die gesamt Laserpuls Energie erhöht. An dem Rand des jeweiligen geschalteten Bereichs ist der Energieeintrag gegeben durch

$$E_{schw} = E_0 \cdot e^{-2\frac{(X_{schw})^2}{w^2}} \quad (9)$$

wobei E_{Schw} der Schwellwert der Energie ist, bei welchem AOS realisiert wird und X_{Schw} der Radius der geschalteten Bereiche in X-Richtung. Da dieser Radius mit einem Kerr-Mikroskop ermittelt werden konnte und der Betrag der Laserpuls Energie über die zeitlich gemittelte Laserleistung und der Puls Wiederholrate berechnet wurde, kann somit der Laserfokus Durchmesser w berechnet werden:

$$E_{schw1} = E_1 \cdot e^{-2\frac{(X_{schw1})^2}{w^2}} \quad (10)$$

$$E_{schw2} = E_2 \cdot e^{-2\frac{(X_{schw2})^2}{w^2}} = E_{Schw1} \quad (11)$$

Wird die Laserpuls Energie verdoppelt, verdoppelt sich auch die Amplitude der Funktion.

$$E_{puls2} = 2 \cdot E_{puls1} \quad (12)$$

$$E_2 = 2 \cdot E_1 \quad (13)$$

Aus $E_{schw1} = E_{schw2}$ und der Kenntnis des Verhältnisses der Laserpuls Energien und der

geschalteten Radian, kann w berechnet werden.

$$E_1 \cdot e^{-2\frac{(x_{schw1})^2}{w^2}} = 2 \cdot E_1 \cdot e^{-2\frac{(x_{schw2})^2}{w^2}} \quad / : E_1 / \ln \quad (14)$$

$$-2\frac{(x_{schw1})^2}{w^2} = \ln(2) - 2\frac{(x_{schw2})^2}{w^2} \quad (15)$$

$$w = \sqrt{\frac{2 \cdot ((x_{schw2})^2 - (x_{schw1})^2)}{\ln(2)}} \quad (16)$$

Dies wurde für verschiedene Laserpuls Energie Verhältnisse berechnet, wodurch sich im Mittel ein Laserfokus Radius in x - Richtung von $(21,6 \pm 2,0)$ μm ergab.

In einer anderen Methode, in welcher alle gemessenen Werte zeitgleich einfließen, wurde der Kehrwert der Laserpuls Energien ($1/E_{puls}$) über den zugehörigen Radian der geschalteten Bereiche aufgetragen. Bei Annahme einer gaussförmigen Energieverteilung konnte an diese Messwerte eine Gaussfunktion gefittet werden, aus welcher sich ebenfalls der Laserfokus Radius ermitteln lies. Abb. 9 zeigt zwei auf 1 normierte Gauss Fit Funktionen, aus welchen die Laserfokus Radian für die X- und Y-Richtung des elliptischen Laserfokus bei $1/e^2$ ermittelt wurden. Der Vergleich mit dem Wert aus der vorher genannten Methode zeigt, dass für den Radius in X- Richtung in guter Näherung ein vergleichbarer Wert ermittelt werden konnte. Der Laser Radius in X - Richtung wurde auf $(21,5 \pm 3,0)$ μm und der Laser Strahl Radius in Y - Richtung auf $(16,1 \pm 2,3)$ μm berechnet. Die Messunsicherheiten ergeben sich aus der oben gezeigten Messunsicherheit für die Laser Energie (9,0 %) sowie einer zufälligen Messunsicherheit von 5,0 % für die Bestimmung der Radian der geschalteten Bereiche.

Aus den in Abb. 9 erhaltenen Werten wurde zur Visualisierung der transversalen Laser Energie Verteilung ein 3D Modell errechnet, wobei eine idealisierte gaussförmige Energieverteilung als Modell zu Grunde gelegt wurde (siehe Abb. 10). Die eingezeichnete Ebene zeigt den Schwellwert, ab welchem AOS bei einer Probe auftritt. Man erkennt, dass die Bereiche, in welchen die Magnetisierung geschaltet wird, mit wachsender Amplitude zunimmt. Der Durchmesser, bei welchem die transversale Laserpuls Energie auf $1/e^2$ abgenommen hat, bleibt unverändert.

Aus den so ermittelten Werten für die Laserfokus Radian konnte nach Gl. (17) die Fläche errechnet werden, welche der Laser auf der Probenoberfläche hat. Mit der jewei-

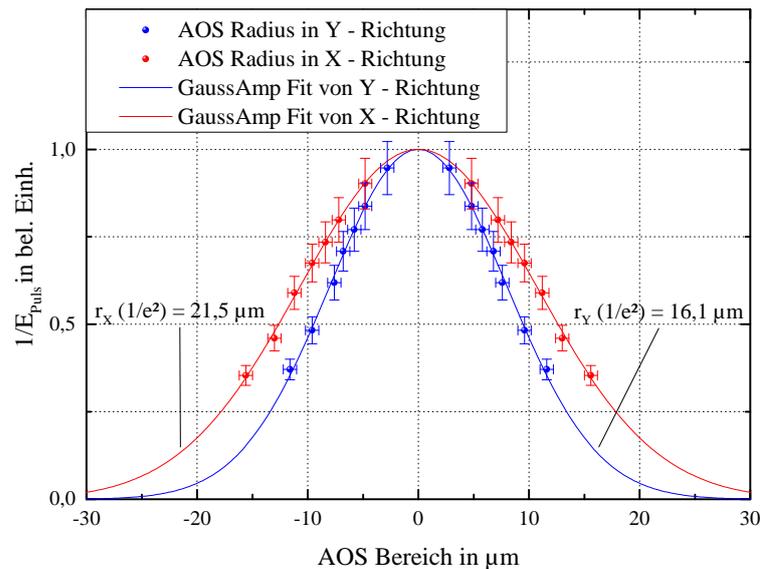


Abbildung 9: Laserfokus Radius in X - und Y - Richtung, ermittelt durch die Anpassung der inversen Laserpuls Energien über den geschalteten Radien an eine Gauss-Fit Funktion. Der Laser Radius in X - Richtung wurde auf $(21,5 \pm 3,0) \mu\text{m}$ und der Laser Strahl Radius in Y - Richtung auf $(16,1 \pm 2,3) \mu\text{m}$ berechnet.

ligen Laserpuls Energie konnte somit die entsprechende Fluenz (F) berechnet werden. Nachfolgend wir diese beispielhaft berechnet.

$$\bar{A}_{Laser} = \pi \cdot r_x \cdot r_y \quad (17)$$

$$\Delta A_{Laser} = \pm \left(\left| \frac{\partial A}{\partial r_x} \cdot \Delta r_x \right| + \left| \frac{\partial A}{\partial r_y} \cdot \Delta r_y \right| \right) \quad (18)$$

$$\bar{A}_{Laser} = \pi \cdot 21,5 \mu\text{m} \cdot 16,1 \mu\text{m} = 1087,5 \mu\text{m}^2 \quad (19)$$

$$\Delta A_{Laser} = \pm (|\pi \cdot r_y \cdot \Delta r_x| + |\pi \cdot r_x \cdot \Delta r_y|) \quad (20)$$

$$\Delta A_{Laser} = \pm (|\pi \cdot 16,1 \mu\text{m} \cdot 3,0 \mu\text{m}| + |\pi \cdot 21,5 \mu\text{m} \cdot 2,3 \mu\text{m}|) = 307,1 \mu\text{m}^2 \quad (21)$$

$$\underline{\underline{A_{Laser} = (1087,5 \pm 307,1) \mu\text{m}^2}} \quad (22)$$

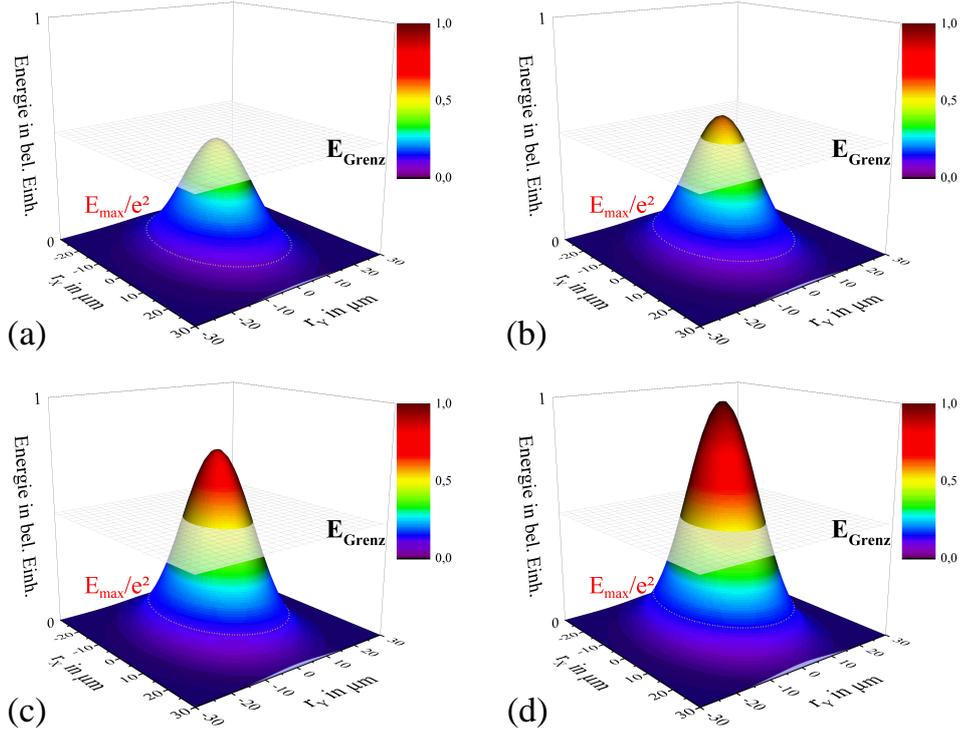


Abbildung 10: Simuliertes 3D Modell der transversalen Energieverteilung des Laserpulses auf der Probe. Die Simulation wurde aus den Laserfokus Radien in X - und Y - Richtung errechnet. Die gelb gestrichelte Linie zeigt den Bereich, ab dem die maximale Laserpuls Energie auf $\frac{1}{2}$ abgefallen ist. Die Laserpuls Energie steigt von (a) nach (d) an. In Abb. (a) ist diese noch unterhalb der Grenzenergie, ab welcher AOS auftritt. Man erkennt die Vergrößerung der geschalteten Bereiche, sobald die Grenzenergie überschritten wurde.

$$F = \frac{\text{Laser Puls Energie}}{\text{Laserspot Fläche}} = \frac{E_{Puls}}{A_{Laser}} \quad (23)$$

$$\bar{F} = \frac{18,5 \text{ nJ}}{1087,5 \text{ µm}^2} = 0,017 \frac{\text{nJ}}{\text{µm}^2} = 1,7 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2} \quad (24)$$

$$\Delta F = \pm \left(\left| \frac{\partial F}{\partial E_{Puls}} \cdot \Delta E_{Puls} \right| + \left| \frac{\partial F}{\partial A_{Laser}} \cdot \Delta A_{Laser} \right| \right) \quad (25)$$

$$\Delta F = 0,6 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2} \quad (26)$$

$$F = \underline{\underline{(1,7 \pm 0,6) \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}}} \quad (27)$$

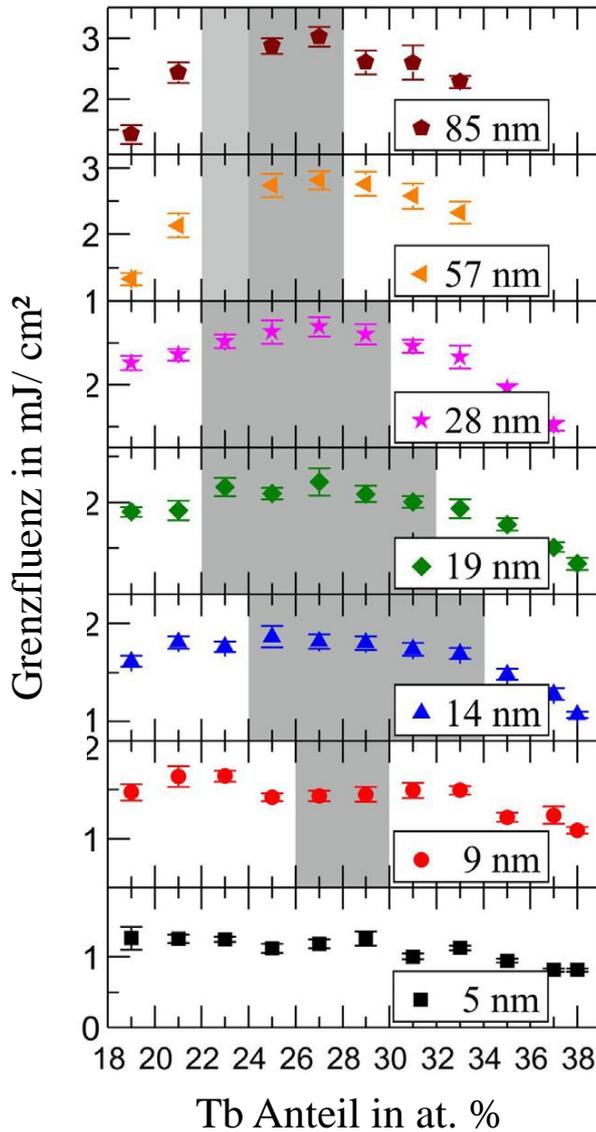


Abbildung 11: Grenzfluenz und Auftreten von AOS (dunkelgraue Bereiche) oder rein thermische Demagnetisierung (Pure Thermal Demagnetisation - PTD) (weiße Bereiche) in Abhängigkeit des Tb Anteils und der Schichtdicke. $Tb_{23}Fe_{77}$ 57 nm und 85 nm Proben wurden nicht untersucht, jedoch wird auch für diese AOS erwartet (hellgraue Bereiche). Entnommen aus [5], Achsenbeschriftung ins Deutsche übersetzt.

3 AOS an dünnen Tb_xFe_{100-x} Schichten

Im vorliegenden Versuch wurden $Tb_{22}Fe_{78}$ Filme verschiedener Schichtdicken sowie $Tb_{25}Fe_{75}$ und $Tb_{26}Fe_{74}$ mit jeweils 20 nm Schichtdicke auf AOS untersucht. Birgit Hebler et al. zeigte 2016, dass die magnetische Anisotropie, die Remanentmagnetisierung sowie der Kompensationspunkt einer Tb_xFe_{x-100} Probe nicht nur von der Stöchiometrie, sondern auch von der Schichtdicke abhängig ist [5]. In Abb. 11 ist eine Übersicht zum Verhalten von AOS verschiedener Proben gegeben. Aufgrund dieser Erkenntnisse wurde sich im vorliegenden Versuch für die oben genannten Stöchiometrien und Schichtdicken entschieden.

3.1 Probenherstellung

Die im aktuellen Kapitel untersuchten, amorphen Tb_xFe_{100-x} wurden durch Sri Sai Phani Kanth Arekapudi von der TU Chemnitz im Ultrahochvakuum durch DC Magnetron Sputtern hergestellt. Der Druck im Rezipienten betrug dabei weniger als 5×10^{-8} mbar. Als Inertgas bei dem Sputterprozess wurde Argon (5N) mit einem Partialdruck von $p_{Ar} = 4,6$ mbar verwendet. Um die gewünschte Stöchiometrie sowie Schichtdicke zu gewährleisten, wurde vor Beginn der eigentlichen Schichtherstellung die Sputterrate in Abhängigkeit des Sputterstromes für beide Elemente (Tb und Fe) mit einer Quarzkristall Mikrowaage gemessen. Für das Dualsputtern von Tb und Fe wurde für Tb eine Schichtwachstumsrate zwischen $0,3 \text{ \AA s}^{-1}$ und $0,7 \text{ \AA s}^{-1}$, je nach gewünschter Stöchiometrie, eingestellt, während die Schichtwachstumsrate von Fe konstant auf $0,6 \text{ \AA s}^{-1}$ gehalten wurde. Als Substrat wurde 375 \mu m dickes p-Si(100) (Bor dotiert, $(10-20) \Omega$), mit einer 100 nm dicken, thermisch oxidierten SiO_2 Schicht verwendet. Um ein homogenes Schichtwachstum sicherzustellen, rotierten die Substrate während des Sputter Prozesses. Zur Verhinderung einer Oxidation der TbFe Schicht, wird diese durch eine Ober- und Unterschicht aus Pt geschützt. Die Schichtdicke der unteren (oberen) Schicht beträgt 5 nm (3 nm).

3.2 Experimenteller Nachweis von AOS an dünnen Tb_xFe_{100-x}

Schichten

Im Folgenden wurde eine Probe mit einer Filmdicke von 10 nm und einem Tb Anteil von $22 \text{ at.}\%$, welche sich in einem magnetisch gesättigten Ausgangszustand befand, auf AOS untersucht. Es wurden zunächst horizontale $(100 \times 40) \text{ \mu m}^2$ Rechtecke mit links zirkular polarisierten Laserpulsen (σ^-) auf die Probe geschrieben, welche im Anschluss mit vertikalen, rechts zirkular polarisierten Laserpulsen (σ^+) in der Mitte gekreuzt wurden (siehe Abb. 12). Die Rechtecke wurden mit vier einzelnen Linien im 10 \mu m Abstand geschrieben. Es wurde mit einer Fluenz von $(6,3 \pm 2,4) \text{ mJ cm}^{-2}$ begonnen, welche von Rechteck (a) zu Rechteck (c) in Abb. 12 reduziert wurde. Abb. 12 zeigt, dass die zu Beginn geschriebenen Rechtecke mit einer zu hohen Fluenz geschrieben wurden, da diese optische Veränderungen auf der Probenoberfläche hervorgerufen haben. Diese waren im Auflichtmikroskop ohne magnetischen Kontrast sichtbar. Es ist jedoch zu bemerken, dass lediglich die mit einer σ^- Helizität geschriebenen Rechtecke eine optisch sichtbare

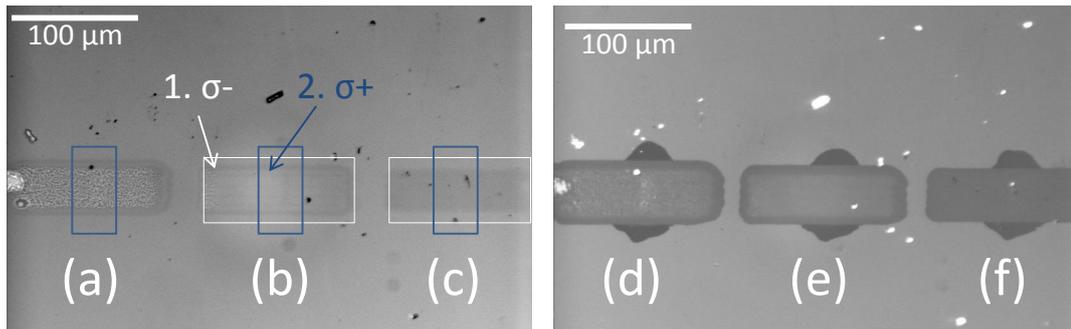


Abbildung 12: Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{22}Fe_{78}$, 10 nm Probe, links ohne und rechts mit magnetischem Kontrast. Die horizontalen Rechtecke wurden mit σ^- Helizität geschrieben und im Anschluss eine vertikale Linie mit σ^+ Helizität und analoger Fluenz. Die Fluenz wurde schrittweise von (a) nach (c) bzw. von (d) nach (f) reduziert ((a), (d) $(6,3 \pm 2,4)$ $mJ cm^{-2}$, (b), (e) $(5,2 \pm 2,0)$ $mJ cm^{-2}$, (c), (f) $(4,0 \pm 1,5)$ $mJ cm^{-2}$). Die horizontalen Rechtecke weisen eine optische Veränderung der Probenoberfläche auf. Bei den vertikalen Linien ist keine optische Veränderung der Probenoberfläche zu erkennen, jedoch im rechten Bild (e) bis (f) ein magnetischer Kontrast dieser Linien außerhalb der Rechtecke.

Änderung durch einen thermischen Eintrag in die Probe hervorgerufen haben. Bei den mit σ^+ Helizität geschriebenen, vertikalen Linien ist weder eine optische Veränderung der Probe zu erkennen, noch ist eine Änderung des magnetischen Kontrastes bei abnehmender Fluenz zu verzeichnen. Es wird davon ausgegangen, dass die Fluenz der σ^+ Photonen weniger in thermische Energie umgesetzt wurde. Als Grund für diese Beobachtung wird der magnetische zirkulare Dichroismus vermutet (MCD - Magnetic Circular Dichroism), welcher die Absorptionsabhängigkeit von der Zirkularität des auf das Material treffenden Lichts beschreibt.

Ein Grenzfall ist in Abb. 13 zu erkennen. Bei einer Fluenz von $(2,7 \pm 1,0)$ $mJ cm^{-2}$ ist keine optische Veränderung der Probenoberfläche zu erkennen. Es ist jedoch ein deutlicher magnetischer Kontrast des beschriebenen Probenbereiches zu erkennen. Der horizontale Bereich, welcher mit σ^- Helizität geschrieben wurde, hat eine magnetische Änderung der Probe bewirkt, welche durch σ^+ Helizität nicht wieder zurück geschaltet werden konnte. Es ist möglich, dass die Fluenz groß genug war, um die Probe an dieser Stelle in eine kristalline Phase umzuwandeln, welche bei Tb_xFe_{100-x} eine magnetische Anisotropie in der Probenebene aufweist. Aufgrund dessen wurde davon ausgegangen, dass die Probe eine in die Ebene hinein orientierte Magnetisierung (M^-) aufweist, welche mit rechts zirkular polarisierten Laserpulsen (σ^+) aus der Ebene (M^+) orientiert werden kann. Mit dieser Erkenntnis wurde in weiteren Versuchen mit σ^+ polarisierten Laserpulsen Rechte-

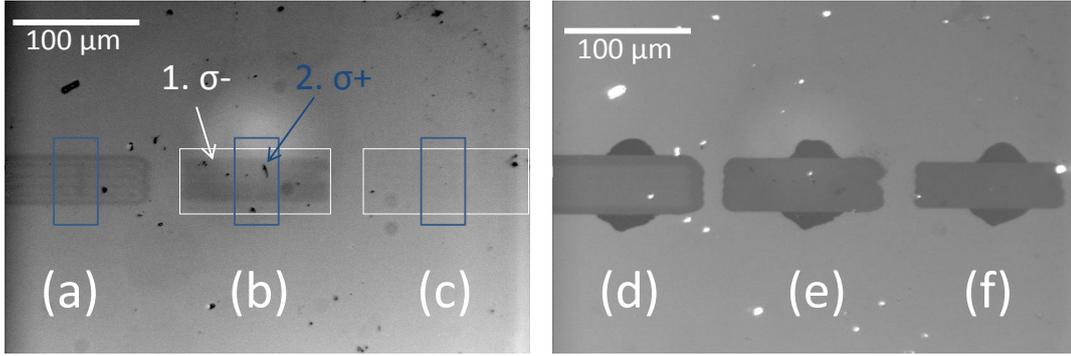


Abbildung 13: Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{22}Fe_{78}$, 10 nm Probe, links ohne und rechts mit magnetischem Kontrast. Die horizontalen Rechtecke wurden mit σ^- Helizität geschrieben und im Anschluss eine vertikale Linie mit σ^+ Helizität und analoger Fluenz. Die Fluenz wurde schrittweise von (a) nach (c) bzw. von (d) nach (f) reduziert ((a), (d) $(5,2 \pm 2,0) \text{ mJ cm}^{-2}$, (b), (e) $(4,0 \pm 1,5) \text{ mJ cm}^{-2}$, (c), (f) $(2,7 \pm 1,0) \text{ mJ cm}^{-2}$). Die horizontalen Rechtecke (a) und (b) weisen eine optisch Veränderung der Probenoberfläche auf, wobei im Bereich (c) keine optische Veränderung der Probenoberfläche sichtbar ist. Bereich (f) zeigt magnetischen Kontrast des bestrahlten Bereichs, jedoch kein AOS.

cke erzeugt, welche eine aus der Probenebene orientierte Magnetisierung aufweisen. Nach erzeugen des jeweiligen Rechteckes, wurde über dieses mit der inversen Helizität (σ^-) eine vertikale Linie geschrieben, welche bei AOS eine Umorientierung der Magnetisierung in den Ausgangszustand der Probe bewirkt. Es konnte festgestellt werden, dass die Probe bei einer Fluenz von $(2,0 \pm 0,7) \text{ mJ cm}^{-2}$ AOS zeigt. Abb. 14 zeigt deutlich, dass die magnetische Orientierung der Rechtecke, welche durch σ^+ polarisierte Laserpulse erzeugt wurden, mit σ^- polarisierten Laserpulsen wieder in die Ursprungsmagnetisierung (M^-) geschaltet werden konnte. AOS ist damit erfolgreich an einer $Tb_{22}Fe_{78}$ 10 nm Probe nachgewiesen worden. Es ist erkennbar, dass die Breite der Rechtecke sowie die Breite der Linien mit abnehmender Fluenz schmaler werden. Dies wird mit der Annahme einer gaussförmigen Fluenzverteilung der auf die Probe treffenden Laserpulse begründet. Mit abnehmender Laserpuls Energie sinkt auch die Amplitude der gaussförmigen Fluenzverteilung, womit der Bereich, welcher oberhalb der Grenzfluenz liegt und somit AOS realisieren kann, immer schmaler wird. Eine Berechnung der Grenzfluenz ist für eine $Tb_{22}Fe_{78}$ 40 nm Probe im aktuellen Kapitel dargestellt.

Auf die Probe mit einer Filmdicke von 20 nm und einem Tb Anteil von 22 at.% wurden zwei Rechtecke $(100 \times 90) \mu\text{m}^2$ mit σ^- bzw. σ^+ Helizität geschrieben. Die Rechtecke setzen sich aus neun, jeweils $10 \mu\text{m}$ breiten und $100 \mu\text{m}$ langen Linien zusammen. Die Pro-

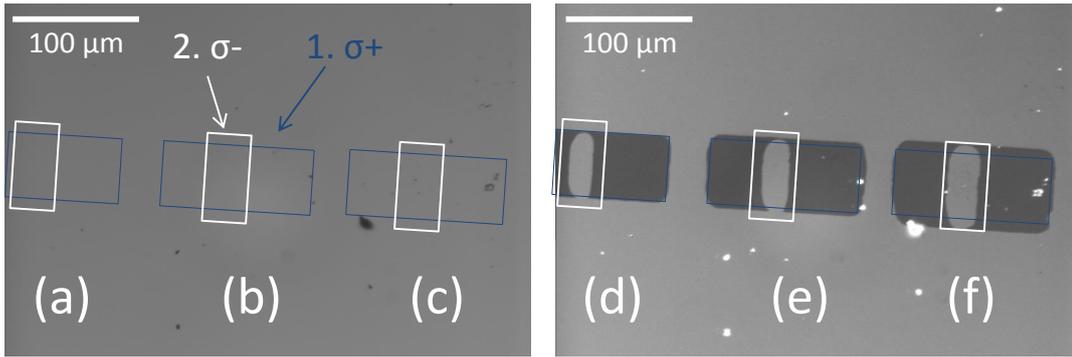


Abbildung 14: Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $\text{Tb}_{22}\text{Fe}_{78}$, 10 nm Probe nach erfolgreichem AOS, links ohne und rechts mit magnetischem Kontrast. Die horizontalen Rechtecke wurden mit σ^- Helizität geschrieben und im Anschluss eine vertikale Linie mit σ^+ Helizität und analoger Fluenz. Die eingestellte Fluenz nimmt von (a) nach (c) bzw. von (d) nach (f) zu. ((a), (d) $(0,7 \pm 0,2) \text{ mJ cm}^{-2}$, (b), (e) $(0,9 \pm 0,3) \text{ mJ cm}^{-2}$, (c), (f) $(1,2 \pm 0,4) \text{ mJ cm}^{-2}$. Im linken Bild ist keine Änderung der Probe zu verzeichnen. Das rechte Bild zeigt, dass die Magnetisierung mit σ^- Helizität nach M^- geschaltet werden konnte (Rechtecke) und anschließend mit σ^+ Helizität wieder nach M^+ (vertikale Linien) zurück geschaltet werden konnte.

be befand sich in einem magnetisch gesättigten Ausgangszustand. Anschließend wurden mit der entgegengesetzten Helizität zwei vertikale Linien in diese geschrieben (Abb. 15). Die Fluenz lag dabei jeweils bei $(1,4 \pm 0,5) \text{ mJ cm}^{-2}$. Es ist deutlich erkennbar, dass im linken Rechteck die magnetische Orientierung der Probe von M^+ (Ausgangszustand) zu M^- (Rechteck) und wieder zurück zu M^+ (Linien) geschaltet werden konnte. Das rechte Rechteck wurde mit einer σ^+ Helizität geschrieben, was eine Umorientierung der Magnetisierung senkrecht zur Probenebene, aus dieser heraus bewirken würde. Da dies aber bereits dem Ausgangszustand der Probe entspricht, ist keine Änderung der Magnetisierung im Bereich des Rechteckes erkennbar. Lediglich an der rechten Seite, an welcher der Schreibvorgang der einzelnen Linien, aus welchen das Rechteck zusammengesetzt wurde, endete, ist eine Änderung des magnetischen Kontrastes zu erkennen. Da zum Ende des jeweiligen Schreibprozesses der Laser die Probe an dieser Stelle länger bestrahlte als beim Schreiben selbst, wird von einer thermischen Demagnetisierung dieses Bereichs ausgegangen. Damit konnte AOS erfolgreich an einer 20 nm, $\text{Tb}_{22}\text{Fe}_{78}$ Probe nachgewiesen werden. Proben mit einer Filmdicke von 40 nm wurden wie vorangegangene Proben mit unterschiedlichen Fluenzen untersucht (magnetisch gesättigter Ausgangszustand). AOS zeigte sich über ein breites Fluenz Spektrum, wie in Abb. 16 zu sehen. Es zeigte sich auch bei diesen Proben, dass die Linienbreite in welcher die Magnetisierung geschaltet wird immer schmaler wird,

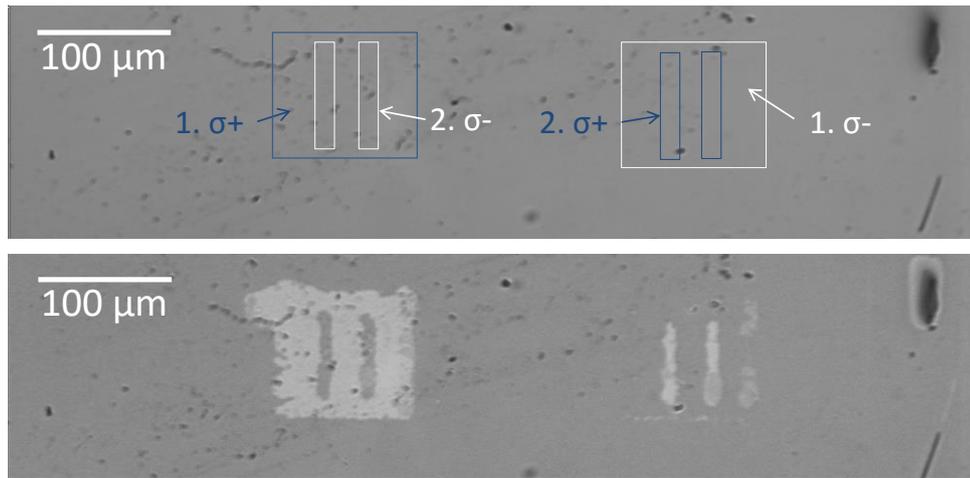


Abbildung 15: Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $\text{Tb}_{22}\text{Fe}_{78}$, 20 nm Probe nach erfolgreichem AOS, oben ohne und unten mit magnetischem Kontrast. Das linke (rechte) Rechteck wurde mit σ^- (σ^+) Helizität geschrieben und anschließend zwei vertikale Linien mit σ^+ (σ^-) Helizität. Im linken Rechteck wurde die magnetische Orientierung durch die σ^- Helizität senkrecht zur Probenebene in diese hinein geschaltet (M^-) und im Bereich der beiden mit σ^+ geschriebenen Linien wieder in die Ursprungsmagnetisierung (M^+) zurück geschaltet. Im rechten Rechteck konnten nur die beiden mit σ^- geschriebenen Linien zu einer Ummagnetisierung führen (M^-).

je geringer die Fluenz wurde. Dies liegt wiederum daran, dass die Grenzfluenz in einem immer kleineren Bereich der gaussförmigen Intensitätsverteilung der Laserpulse erreicht wird. Der Rand jeder geschalteten Bereiche weist stets den gleichen Fluenzwert auf, die Grenzfluenz bis zu welcher AOS in dem jeweiligen Material möglich ist.

Abb. 17 zeigt ein Rechteck, welches mit gleicher Fluenz wie das Rechteck in Abb. 16 (c) geschrieben wurde, jedoch mit inversen Helizitäten. Es ist erkennbar, dass die Fluenz deutlich über der Grenzfluenz liegt, da der Bereich in welchem die Magnetisierung geschaltet wird, recht breit ist. Im Folgenden wird die Grenzfluenz für die vorliegende Probe beispielhaft berechnet. Dazu wurden die geschalteten Bereiche aus Abb. 8 vermessen und die Fläche derer bestimmt. Da angenommen wird, dass die Fluenz gaussförmig über der Fläche verteilt ist, ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der geschalteten Fläche und der dazu verwendeten Fluenz, wenn die Fläche über der Fluenz halblogarithmisch aufgetragen wird. Aus einem linearen Fit dieser Daten kann der Schnittpunkt mit der X - Achse (Fluenz) berechnet werden, bei welchem die geschaltete Fläche gleich null ist (siehe Abb. 18). Aus diesen Berechnungen ergab sich eine Grenzfluenz von $(1,9 \pm 0,6)$ mJ cm^{-2} .

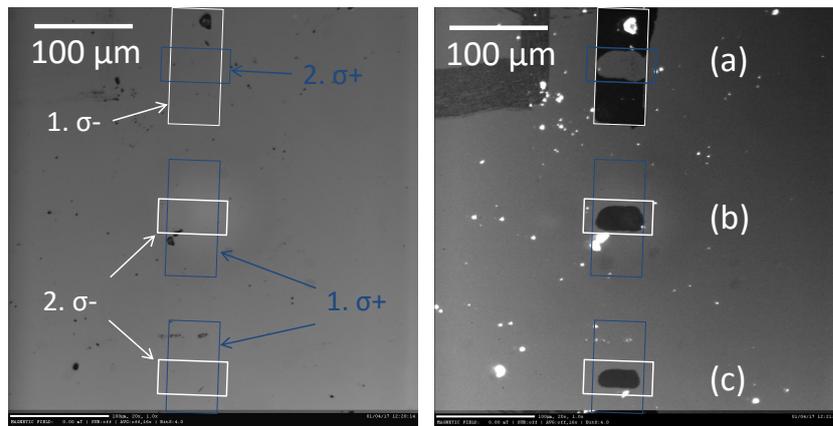


Abbildung 16: Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{22}Fe_{78}$, 40 nm Probe nach erfolgreichem AOS, links ohne und rechts mit magnetischem Kontrast. Das oberer Rechteck (a) wurde mit σ^- Helizität geschrieben, wonach eine horizontale Linie mit σ^+ Helizität geschrieben wurde. Die beiden unteren Rechtecke (b) und (c) wurden mit σ^+ Helizitäten geschrieben, weshalb kein magnetischer Kontrast erkennbar ist. Die Laserpuls Energie wurde von (a) nach (c) reduziert ((a) $(5,2 \pm 2,0)$ $mJ\ cm^{-2}$, (b) $(4,0 \pm 1,5)$ $mJ\ cm^{-2}$ und (c) $(2,8 \pm 1,1)$ $mJ\ cm^{-2}$).

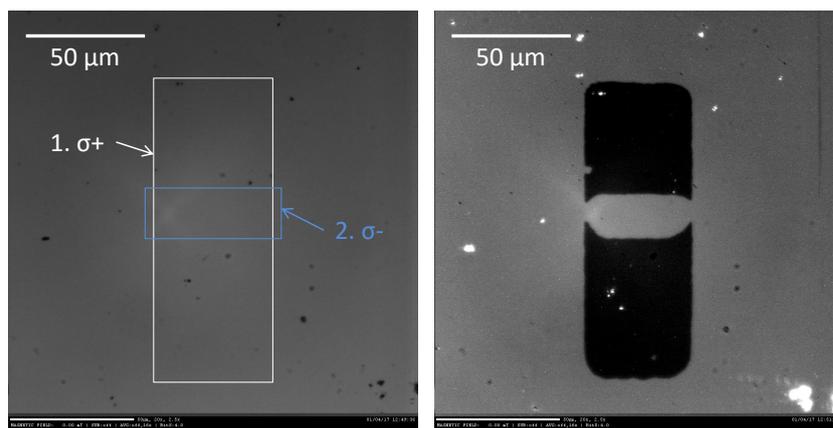


Abbildung 17: Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{22}Fe_{78}$, 40 nm Probe nach erfolgreichem AOS, links ohne und rechts mit magnetischem Kontrast. Das Rechteck wurde mit σ^- Helizität geschrieben und anschließend eine horizontale Linie mit σ^+ Helizität. Die Fluenz betrug $(2,8 \pm 1,1)$ $mJ\ cm^{-2}$.

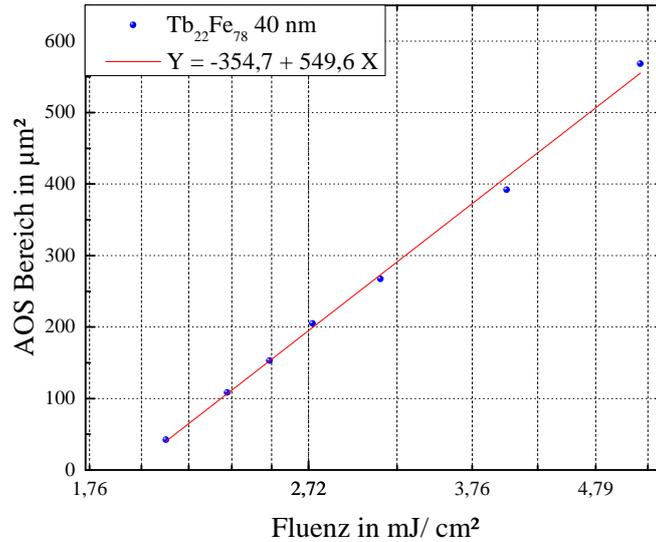


Abbildung 18: Berechnung der Grenzfluenz einer $Tb_{22}Fe_{78}$, 40 nm Probe. Die Fläche der geschalteten Bereiche wurde über der Fluenz halblogarithmisch aufgetragen. Aus dem linearen Zusammenhang konnte ein linearer Fit ermittelt werden, womit sich die Grenzfluenz aus dem Schnittpunkt mit der X - Achse ergibt.

$$y = n + mx \quad (28)$$

$$y = 549,6 \frac{\mu m^2}{mJ cm^{-2}} \cdot x - 354,7 \mu m^2 \quad (29)$$

$$0 = 549,6 \frac{\mu m^2}{mJ cm^{-2}} \cdot x - 354,7 \mu m^2 \quad (30)$$

$$x = 1,9 mJ cm^{-2} \quad (31)$$

Die Messunsicherheit ergibt sich aus den Standardfehlern der linearen Fit Funktion zu $\pm 0,2$. Somit ergibt sich eine Grenzfluenz von $(1,9 \pm 0,2) mJ cm^{-2}$.

Bei der Untersuchung einer $Tb_{22}Fe_{78}$ Probe mit 80 nm Filmdicke konnte festgestellt werden, dass AOS nur in einem schmalen Fluenz Bereich realisierbar ist. Abb. 20 zeigt die Kerr-Mikroskop Aufnahme nach der Bestrahlung der Probe mit unterschiedlichen Fluenzen. Die Rechtecke (a) $(1,4 \pm 0,5) mJ cm^{-2}$ und (b) $(6,2 \pm 2,4) mJ cm^{-2}$ zeigen im Bereich der horizontalen Linie, welche nach dem Schreiben des jeweiligen Rechteckes mit

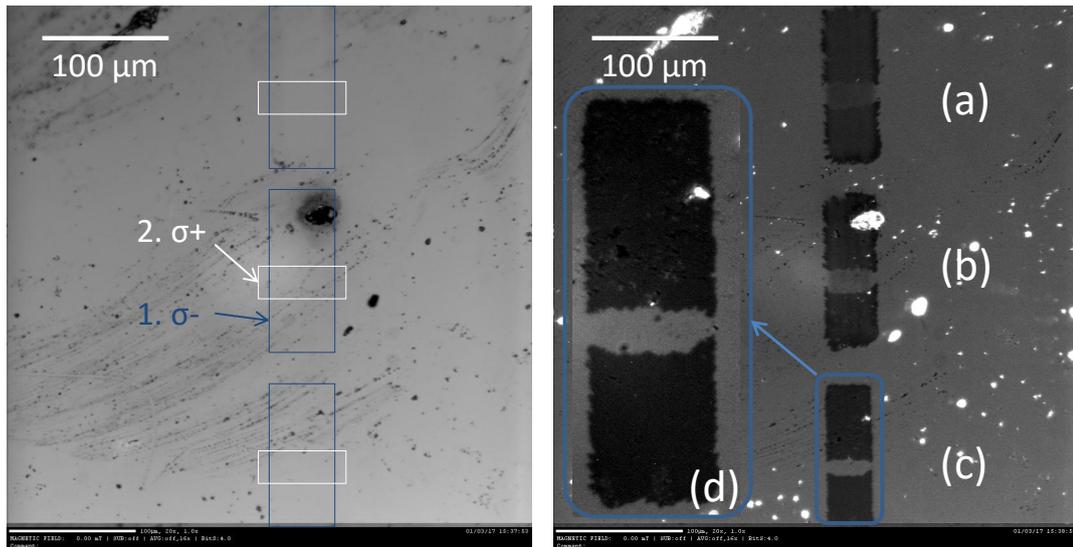


Abbildung 19: Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{22}Fe_{78}$, 80 nm Probe, links ohne und rechts mit magnetischem Kontrast. Die Rechtecke (a) bis (c) wurden jeweils mit σ^- Helizität und unterschiedlichen Fluenzen geschrieben ((a) $(7,5 \pm 2,9) \text{ mJ cm}^{-2}$, (b) $(6,3 \pm 2,4) \text{ mJ cm}^{-2}$ und (c) $(5,2 \pm 2,0) \text{ mJ cm}^{-2}$), die horizontalen Linien mit σ^+ Helizität und gleicher Fluenz wie die Rechtecke. Die Magnetisierung in den Rechtecken (a) und (b) konnte aufgrund zu hohen thermischen Eintrags in die Probe nicht in den Ausgangszustand zurück geschaltet werden, bei (c) konnte dies realisiert werden. Abbildung (d) zeigt das Rechteck (c) vergrößert.

der inversen Helizität zum Rechteck geschrieben wurden, dass der Ausgangszustand der Magnetisierung nicht wieder erreicht werden konnte. Es wird davon ausgegangen, dass der Energieeintrag in die Probe so hoch war, dass eine thermische Veränderung des Materials hervorgerufen wurde. Aufgrund dieser Veränderung der Probe ist es nicht mehr möglich die magnetische Orientierung durch zirkular polarisiertes Licht zu ändern. Es ist jedoch zu erkennen, dass der Rand der Rechtecke im Bereich der horizontalen Linien wieder in die Ausgangsmagnetisierung zurück geschaltet werden konnte. In diesem Bereich war die Fluenz der Laserpulse, welche idealisiert eine gaussförmige Fluenzverteilung aufweisen, nicht hoch genug, um thermische Veränderungen der Probe zu bewirken, jedoch oberhalb der Grenzfluenz für AOS.

Bei der Untersuchung einer $Tb_{25}Fe_{75}$ Probe, welche sich in einem magnetisch gesättigten Zustand befand, konnte kein klares, magnetisches Schaltverhalten festgestellt werden. Die bestrahlten Bereiche wiesen eine Art Multidomänenstruktur auf, welche jedoch von der Helizität abhängig ist. Es ist ein deutlicher Unterschied zwischen den mit unterschiedlichen Helizitäten bestrahlten Bereichen zu erkennen. Hassdenteufel et. al zeigte 2013, dass sich die magnetischen Momente von Tb und Fe bei Raumtemperatur einer Tb_xFe_{100-x} bei

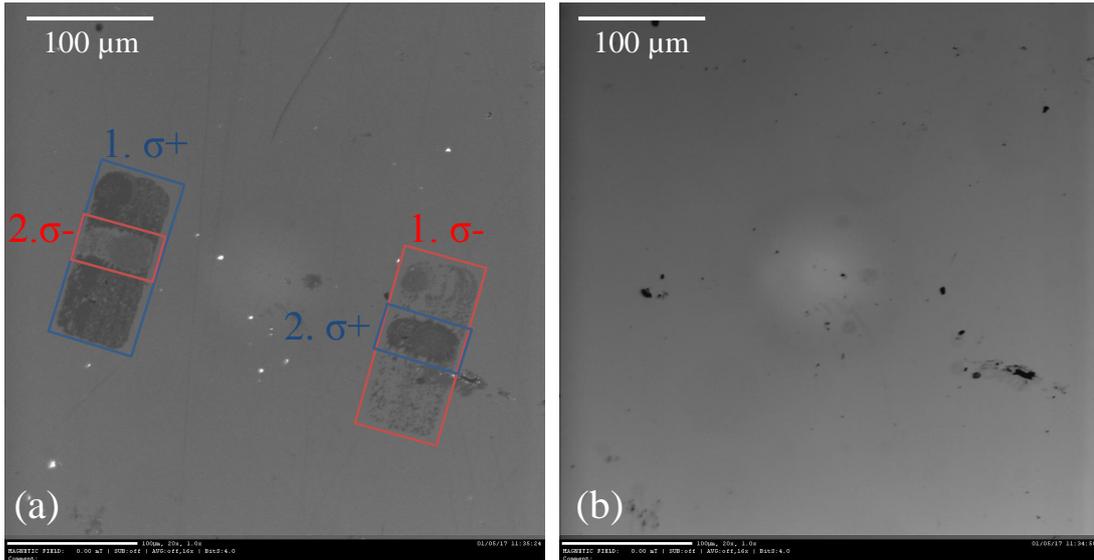


Abbildung 20: Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $\text{Tb}_{25}\text{Fe}_{75}$, 20 nm Probe. In Bild (a) mit magnetischem Kontrast ist kein einheitliches Schalten der Magnetisierung erkennbar. Die rechteckigen Bereiche wurden mit einer Fluenz von $(4,0 \pm 1,5) \text{ mJ cm}^{-2}$ geschrieben, wonach die Linien im zweiten Schritt mit der gleichen Fluenz, jedoch inverser Helizität geschrieben wurden.

($25,5 \pm 0,5$) at. % Tb kompensieren (siehe Abb. 21) [6].

Proben mit einem Tb Anteil von 26 at. % zeigten ein eindeutiges AOS Verhalten. Wie in Abb. 22 (a) zu sehen ist, war es möglich die magnetische Orientierung der Probe mit σ^+ Helizität zu ändern. Linear polarisiertes Licht (π) bewirkte eine Multidomänenstruktur, wobei die Bestrahlung mit σ^- Helizität keine Veränderung in der Probe hervorgerufen hat. Die Probenmagnetisierung an der Stelle der Bestrahlung hatte demzufolge als Ausgangszustand eine Magnetisierung in Richtung M^- . In Abb. 22 (c) wurde ein Quadrat von $(100 \times 100) \mu\text{m}^2$ in einem Bereich auf der Probe geschaltet, welcher aus stochastisch verteilten Domänen bestand (schwarze und weiße Bereiche außerhalb des Quadrates). Durch Bestrahlen der Probe mit links zirkular polarisierten Pulsen, konnten die Bereiche mit M^+ Orientierung in eine M^- Orientierung geschaltet werden. Nach dem Schreiben des Quadrates wurden in dieses zwei vertikale Linien mit rechts zirkular polarisierten Laserpulsen geschrieben, um zu zeigen, dass die magnetische Orientierung von M^- wieder nach M^+ geschaltet werden kann. Damit konnte AOS an einer Probe mit 26 at. % Tb nachgewiesen werden.

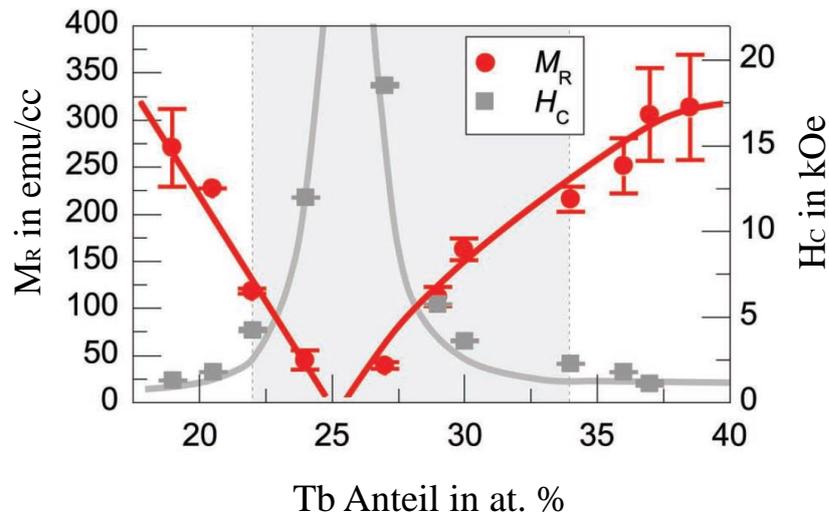


Abbildung 21: Magnetische Eigenschaften von $\text{Tb}_x\text{Fe}_{100-x}$ Proben. Dargestellt ist die remanente Magnetisierung M_R und die Koerzitivfeldstärke H_C über dem Tb Anteil in at.%. Es ist die magnetische Kompensation bei einem Tb Anteil von ca. 25 at.% zu erkennen. Entnommen aus [6], Achsenbeschriftung ins deutsche übersetzt.

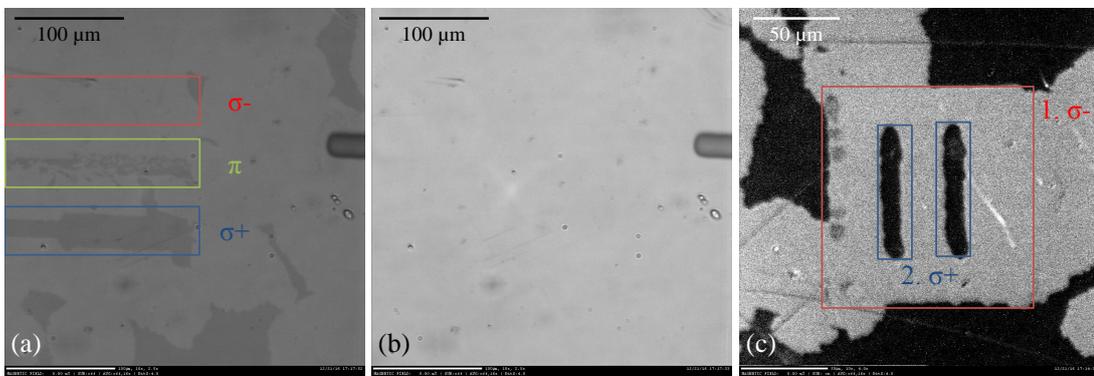


Abbildung 22: Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{74}$, 20 nm Probe. Die farblich markierten Bereiche in (a) zeigen den magnetischen Kontrast nach Bestrahlung mit σ^+ , linear (π) und σ^- Helizität. Es ist zu erkennen, dass die magnetische Orientierung der Probe mit σ^+ geschaltet werden konnte. Mit linear polarisierten Laserpulsen entstand eine Multidomänen-Struktur, während die σ^- Pulse keine Veränderung der magnetischen Orientierung bewirkten. Bild (b) zeigt den gleichen Bereich wie (a), jedoch ohne magnetischen Kontrast. In Bild (c) wurde zuerst ein Quadrat mit σ^- Helizität in einem Bereich verschiedener Domänen geschrieben. Im zweiten Schritt wurde die Magnetisierung im Bereich der vertikalen Linien mit σ^+ Helizität zurück geschaltet. Die Fluenz betrug dabei $(1,8 \pm 0,6) \text{ mJ m}^{-2}$.

3.3 Untersuchung von AOS an nanostrukturierten Tb_xFe_{100-x} Proben

Ziel des vorliegenden Experimentes war es, das magnetische Schaltverhalten Nanometer großer Strukturen zu untersuchen. Durch ein Elektronenstrahl Lithographie Verfahren wurden diese Strukturen durch T. Eriksson (Obducat, Schweden) auf ein Silizium Substrat geschrieben. Im Anschluss daran wurden die Proben durch Sri Sai Phani Kanth Arekapudi von der TU Chemnitz in einem DC Magnetron Sputter Verfahren mit den unten genannten Tb_xFe_{100-x} Stöchiometrien und Schichtdicken beschichtet. Abb. 23 zeigt eine SEM (Sekundär Elektronen Mikroskopie) Aufnahme einer fertigen Struktur, aufgenommen durch S S P K Arekaputi. Die Proben bestehen aus mehreren $(100 \times 100) \mu\text{m}^2$ Quadraten, welche in Bit-Dichte, Bit-Durchmesser und Bit-Abstand variieren. Es wurden drei unterschiedliche Bit-Dichten hergestellt $[(16, 64, 100) \text{ Gb}/\text{in}^2]$. Die Bitgröße der $16 \text{ Gb}/\text{in}^2$ Struktur beträgt 100 nm mit einem Abstand von 200 nm (von Mitte zu Mitte), die der $64 \text{ Gb}/\text{in}^2$ Struktur beträgt 50 nm mit einem Abstand von 100 nm und die der $100 \text{ Gb}/\text{in}^2$ Struktur beträgt 25 nm mit einem Abstand von 50 nm . Nach erfolgreichem Bestrahlen der Strukturen mit den zirkularen Laserpulsen, sollen diese im Anschluss in einem Magnetic Force Microscope (MFM) durch S S P K Arekapudi untersucht werden. Ziel dessen soll es sein, heraus zu finden, ob die einzelnen Bits geschaltet haben. Die Stöchiometrien der Tb_xFe_{100-x} Schichten, welche für die Beschichtung der Proben verwendet werden soll, wurden unter der Verwendung der Ergebnisse aus vorangegangenen Experimenten entschieden. Es zeigte sich, dass Tb_xFe_{100-x} Proben mit $22 \text{ at.}\%$ Tb bzw. $26 \text{ at.}\%$ Tb ein gutes, lichtinduziertes Schaltverhalten aufweisen. Aufgrund dessen wurden die strukturierten Proben mit einer solchen Stöchiometrie beschichtet. Die Schichtdicke auf den Strukturen beträgt entweder 14 nm oder 50 nm . Grund dafür ist, dass die Nanobits eine Höhe von 40 nm haben und zwei Zustände unterschieden werden sollen. Zum einen soll die Schicht dicker als die Nanobit-Höhe sein, um die Nanobits mit der restlichen Probe zu koppeln. Zum anderen sollen die Nanobits entkoppelt von dem Rest der Probe sein, das heißt, dass die Schichtdicke der Tb_xFe_{100-x} Schicht kleiner sein muss, als die Nanobit-Höhe (siehe Abb. 24). Nach Herstellung der Proben wurden diese durch Olga Lik und Nataliia Sofonova von der Universität Augsburg mit einer Rutherford Backscattering Spectrometry (RBS) charakterisiert. Es zeigte sich, dass es Abweichungen in den angestrebten Stöchiometrien sowie Schichtdicken gab. Die Ergebnisse der RBS zeigten folgende Probeneigenschaften:

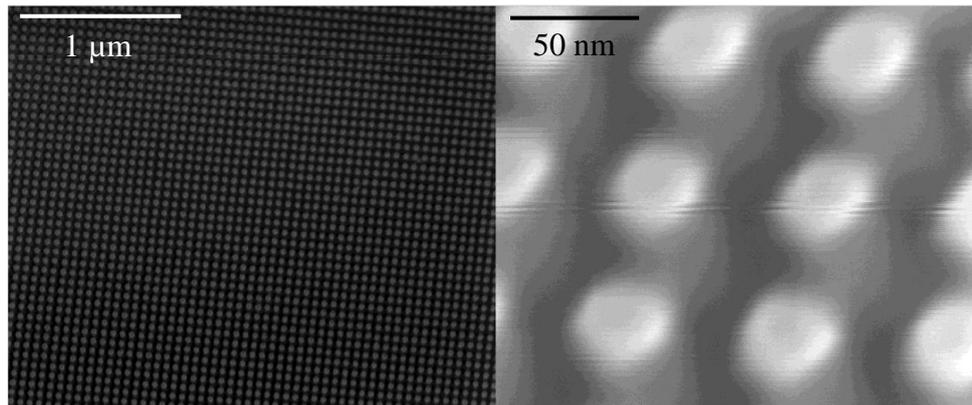


Abbildung 23: SEM Aufnahme (Sekundär Elektronen Mikroskopie) von S S P K Arekapudi eines 64 Gb/ in² Bereichs. Die Nanobits haben einen Durchmesser von ca. 50 nm mit einem Abstand von 100 nm zu den nächsten Nachbarn (von Mitte zu Mitte).

- $Tb_{23}Fe_{77}$ 14,0 nm Filmdicke
- $Tb_{23}Fe_{77}$ 50,0 nm Filmdicke
- $Tb_{27}Fe_{73}$ 13,5 nm Filmdicke
- $Tb_{27}Fe_{73}$ 50,0 nm Filmdicke

Die Proben wurden nach der Herstellung demagnetisiert, sodass ein Multidomänen-Zustand im unstrukturierten Bereich erreicht wurde. Die einzelnen Domänen auf dem unstrukturierten Bereich konnten im Kerr-Mikroskop nicht aufgelöst werden, sodass davon ausgegangen wird, dass diese kleiner als 1 μm sind. Es wird davon ausgegangen, dass sich die Tb_xFe_{100-x} Bereiche auf dem Dach der Nanobits in einem Einzeldomänen-Zustand befinden.

Da die Proben eine Gesamtgröße von ca. (1,5 x 1,5) cm² haben, bestand neben dem strukturierten Bereich die Möglichkeit, die Schichten auf deren fluenzabhängiges Schaltverhalten zu untersuchen, bevor eine Bestrahlung der eigentlichen Strukturen erfolgte. Demnach wurden zu Beginn verschiedene Fluenzen getestet, um herauszufinden, ab welcher Fluenz die Probe AOS aufweist bzw. ab welcher die Fluenz zu hoch ist und optische Veränderungen der Probe hervorgerufen werden. In Abb. 25 erkennt man (100 x 50) μm² große Rechtecke, welche durch Bestrahlen mit zirkular polarisierten Laserpulsen in einen homogen magnetisierten Zustand geschaltet wurden. Im Anschluss wurden in die Rechtecke mit der inversen Helizität, Linien unterschiedlicher Fluenz geschrieben. Es ist zu erkennen, dass das Schaltverhalten nicht nur von der Fluenz, sondern ebenso von dem

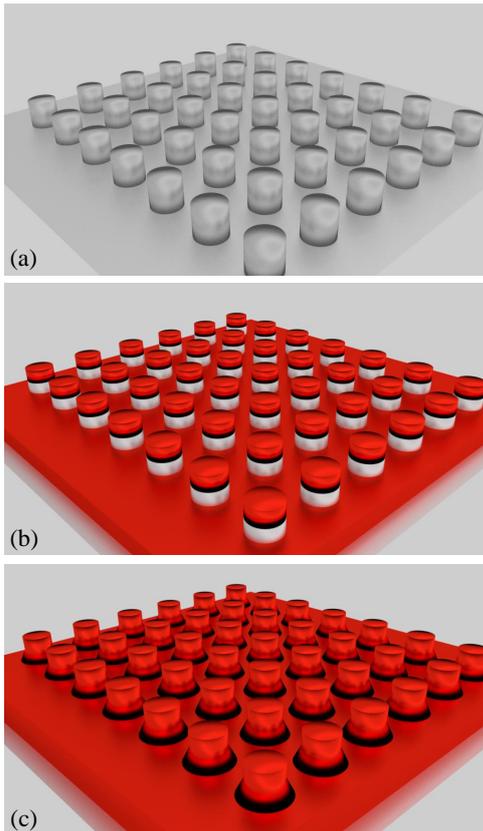


Abbildung 24: Exemplarische Darstellung der nanostrukturierten Proben. Silizium Struktur (a) ohne Tb_xFe_{100-x} Film, (b) mit 15 nm Film und (c) mit 55 nm Film. Es ist zu erkennen, dass der 15 nm Film von dem Untergrund entkoppelt ist und bei dem 55 nm Film eine Kopplung zwischen dem Film auf den Bits und dem der restlichen Probe besteht.

magnetischen Ausgangszustand der Probe abhängig ist. Die rechteckigen Bereiche, in denen eine homogene Magnetisierung vorliegt, weist eine deutlich höhere Grenzfluenz auf als die Bereiche, in dem die Magnetisierung in einem multidomänen Zustand war (geschalteter Bereich ist im Bereich der homogenen Magnetisierung deutlich schmaler). Aufgrund dieser Erkenntnisse konnte die Fluenz zur Bestrahlung der Strukturen gewählt werden.

Es wurde mit den $Tb_{23}Fe_{77}$ Proben begonnen, wobei sich heraus stellte, dass es nicht möglich war AOS zu realisieren. Aufgrund dessen wurden die Versuche mit den $Tb_{27}Fe_{73}$ Proben fortgesetzt. Ein Test des fluenzabhängigen Schaltverhaltens wurde bereits in Abb. 25 gezeigt. Abb. 26 zeigt exemplarisch wie die Strukturen geschaltet werden sollen.

Im ersten Schritt wurden vier Quadrate auf die Strukturen der $Tb_{27}Fe_{73}$, 13,5 nm, 16 Gb/ in² geschrieben, indem mit der Piezo-Positioniertisch ein ca. (60 x 60) μm^2 Bereich abgerastert wurde, während die Probe mit der entsprechenden Helizität und einer Fluenz von $(3,6 \pm 1,0) \text{ mJ cm}^{-2}$ bestrahlt wurde. Im Anschluss wurde die Probe aus dem Aufbau entfernt und mit dem Kerr-Mikroskop ein Bild mit magnetischem Kontrast aufgenommen (siehe Abb. 27 (b)). Es konnte auch auf der Struktur selbst ein magnetischer Kontrast erkannt werden. Es war jedoch nicht zu erkennen, ob die Nanobits oder der gesamte strukturierte Bereich geschaltet hatte. Aufschluss darüber gibt eine Untersuchung im MFM. Im

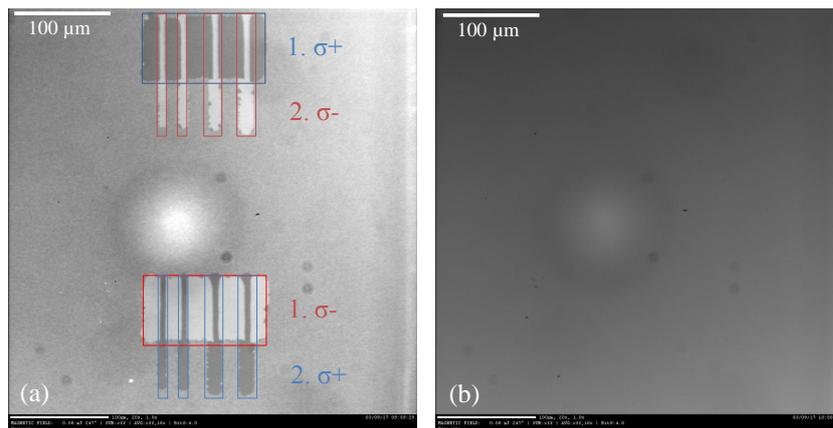


Abbildung 25: Kerr-Mikroskop Aufnahme einer $Tb_{27}Fe_{73}$ Probe mit einer Filmdicke von 13,5 nm, (a) mit und (b) ohne magnetischen Kontrast. Das obere (untere) Rechteck in Abb. (a) wurde mit σ^+ (σ^-) Helizität geschrieben, indem die Probe während der Bestrahlung in einem Bereich von $(100 \times 50) \mu m^2$ ab gerastert wurde. Im Anschluss wurden mit der entgegengesetzten Helizität, vertikale Linien mit unterschiedlicher Fluenz von oben nach unten geschrieben. Die Rechtecke wurden mit einer Fluenz von $(3,5 \pm 1,0) mJ cm^{-2}$ geschrieben und die vertikalen Linien von links nach rechts mit $[(2,7 \pm 0,8), (3,0 \pm 0,9), (3,5 \pm 1,0), (4,6 \pm 1,3)] mJ cm^{-2}$. Der helle Bereich in der Mitte des Bildes ist ein Abbildungsfehler des Mikroskops.

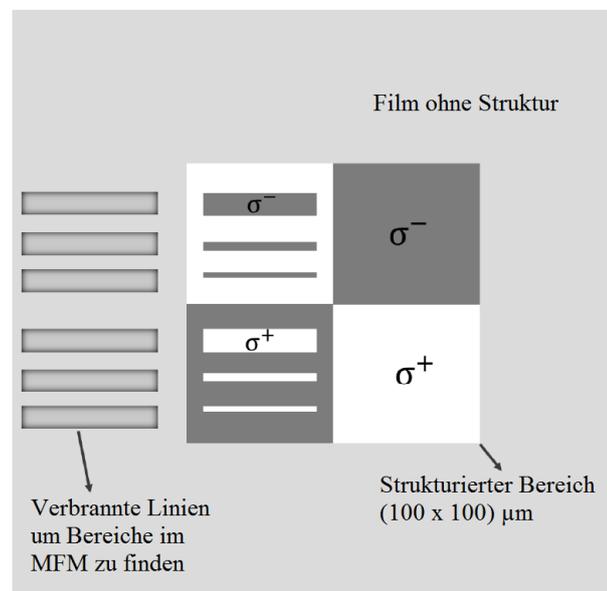


Abbildung 26: Exemplarische Darstellung einer $(100 \times 100) \mu m^2$ Struktur, wie diese beschrieben werden sollte. Durch dieses Muster sollte sichergestellt werden, dass die Nanobits bei der Bestrahlung keiner stochastischen Ummagnetisierung unterlagen, sondern tatsächlich Helizitätsabhängig geschaltet haben.

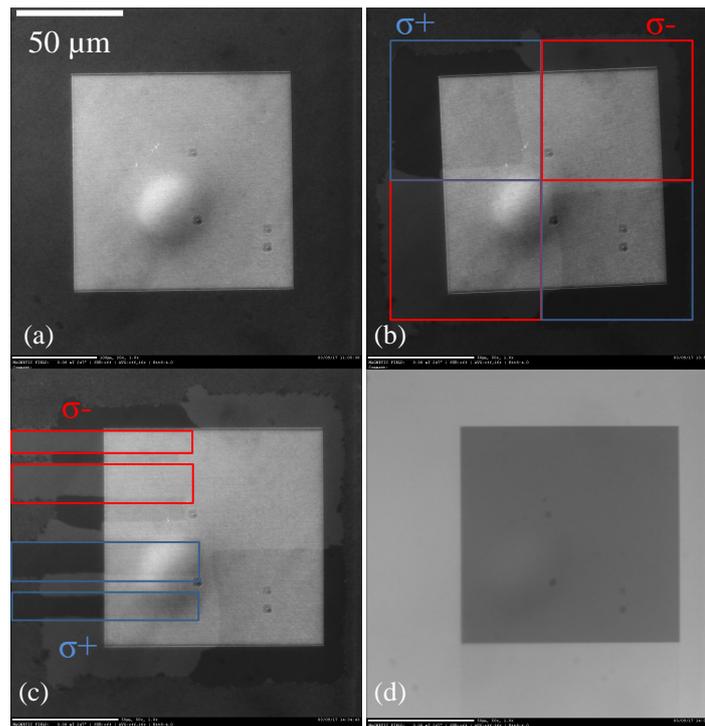


Abbildung 27: Kerr-Mikroskop Aufnahme der 16 Gb/in^2 Struktur auf der $Tb_{27}Fe_{73}$, $13,5 \text{ nm}$ Probe. Bild (a) zeigt die Probe im magnetischen Kontrast Bild vor Bestrahlung. In Bild (b) ist die Probe nach dem ersten Schritt der Bestrahlung zu sehen. Man erkennt auch im Bereich der Struktur den magnetischen Kontrast der durch σ^+ bzw. σ^- geschalteten Bereiche. Im zweiten Schritt der Bestrahlung wurde auf der linken Seite der Struktur, horizontale Linien mit der entsprechend inversen Helizität geschrieben, wie in Bild (c) zu erkennen ist. Bild (d) zeigt die Struktur ohne magnetischen Kontrast nach Abschluss der Bestrahlung.

Anschluss der Aufnahme im Kerr-Mikroskop wurde die Probe wieder in den Versuchsaufbau montiert, um in die geschalteten Bereiche, horizontale Linien mit der jeweils inversen Helizität zu schreiben. Die Fluenz betrug dabei jeweils $(2,7 \pm 0,8) \text{ mJ cm}^{-2}$. Es wurde eine geringere Fluenz gewählt, um möglichst schmale Bereiche zu schalten. Dies soll ermöglichen, einen direkten Übergang zwischen den einzelnen magnetischen Zuständen auf der Struktur im MFM zu detektieren.

Bei der Bestrahlung anderer Strukturen auf der selben Probe, bei welchen der Durchmesser der Nanobits stets kleiner wird, konnte mit dem Kerr-Mikroskop kein magnetischer Kontrast im Bereich der Strukturen festgestellt werden (siehe Abb. 28). Ein möglicher Grund dafür ist die Wellenlängen- und Strukturgrößen-Abhängigkeit der Lichtstreuung. Das Aufficht des Mikroskops erfährt eine zu große Streuung an der Struktur, wodurch keine mikroskopische Darstellung möglich ist. Des Weiteren wird vermutet, dass bei kleineren

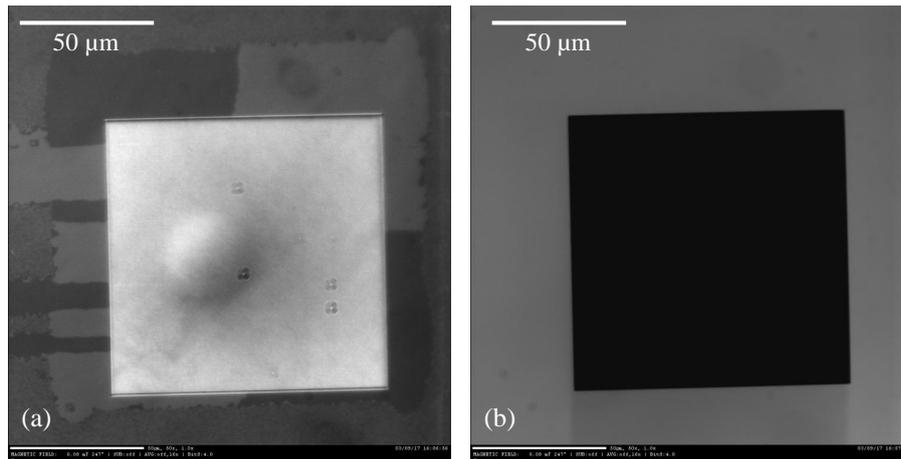


Abbildung 28: Kerr-Mikroskop Aufnahme der 64 Gb/ in^2 Struktur auf der $Tb_{27}Fe_{73}$, $13,5 \text{ nm}$ Probe. Bild (a) zeigt die Probe mit magnetischem Kontrast nach Beendigung der Bestrahlung. Ein magnetischer Kontrast ist zwar in dem Bereich neben der Struktur zu sehen, jedoch nicht auf der Struktur selbst. In Bild (b) ist die Struktur nach der Bestrahlung ohne magnetischem Kontrast zu sehen. Die Streuung des Auflichts ist zu stark als das man eine Struktur darstellen kann, ohne das der Bereich neben der Struktur das Bild überblendet.

Strukturen eine höhere Fluenz zum Schalten der magnetischen Orientierung benötigt wird.

Insgesamt wurden sechs Strukturen der $Tb_{27}Fe_{73}$ Proben beschrieben. Jeweils drei der Strukturen mit einer Schichtdicke von $13,5 \text{ nm}$ [(16, 64, 100) Gb/ in^2 Nanobit Dichte] sowie drei der Strukturen mit einer Schichtdicke von $50,0 \text{ nm}$ [(16, 64, 100) Gb/ in^2 Nanobit Dichte]. Die Untersuchungen der sechs Strukturen im MFM zeigten, dass die Strukturen teilweise ein helizitätsabhängiges Schaltverhalten aufwiesen. In Abb. 29 ist eine MFM Aufnahme der $Tb_{27}Fe_{73}$, $13,5 \text{ nm}$ Probe im Bereich der 16 Gb/ in^2 abgebildet. Der Teil der Probe welcher unterhalb der Bits liegt scheint eine homogene Magnetisierung, gleich dem des unstrukturierten Films, aufzuweisen. Jedoch ist zu erkennen, dass die einzelnen Bits nicht alle geschaltet haben und das eine stochastische, ca. 50:50 Verteilung der Magnetisierung der Bits vorliegt. Grund dafür könnte sein, dass das TbFe Material auf den Bits nicht flach ist. Beim Aufwachsen während des Sputter Prozesses bildet sich eine Art halb sphärische Form. Dadurch ist die Magnetisierung der Bits größtenteils ungleich der Einfallsebene der Laserpulse und somit unempfindlich für AOS. Bei Strukturen mit geringeren Bit-Durchmessern zeigte sich kein magnetisches Schaltverhalten der einzelnen Nanobits.

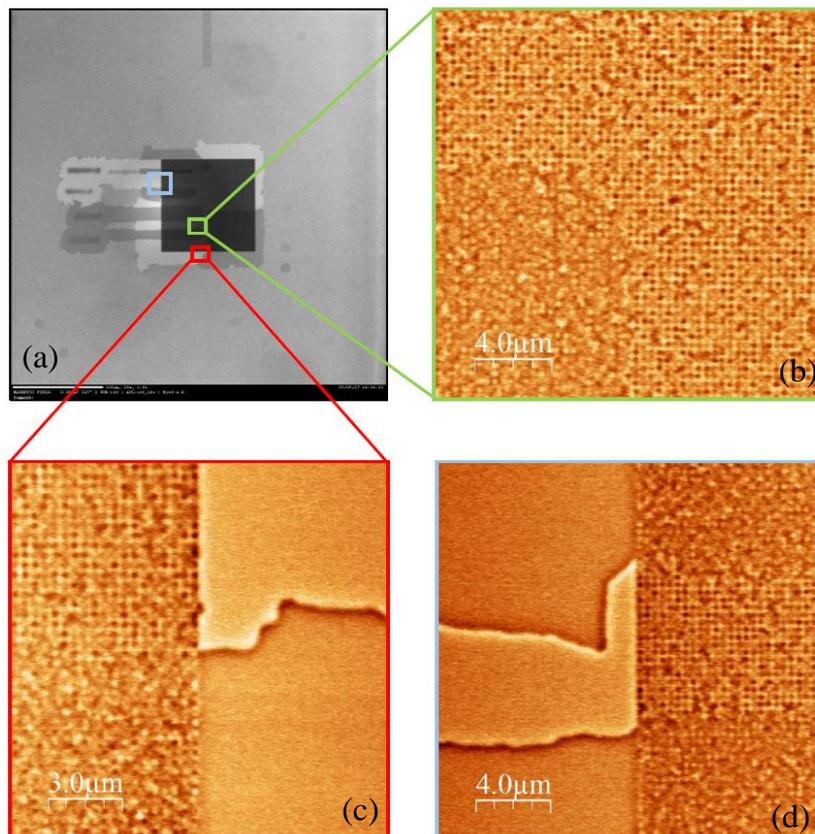


Abbildung 29: Abb. (a) zeigt eine Kerr-Mikroskop Aufnahme einer 16 Gb/in^2 strukturierten, $Tb_{27}Fe_{73}$ Probe mit einer Schichtdicke von $13,5 \text{ nm}$. In Abb. (b) - (d) wurden die farblich gekennzeichnete Bereiche im MFM untersucht. Es ist zu erkennen, dass die einzelnen Nanobits (100 nm Bit-Durchmesser) kein einheitliches Schaltverhalten nach Bestrahlung mit zirkular polarisierten Laserpulsen aufweisen.

4 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, dass All Optical Switching (AOS) an dünnen Tb_xFe_{100-x} Filmen mit dem verwendeten Laser Setup erfolgreich realisiert werden konnte. Es konnten verschiedene Stöchiometrien sowie Schichtdicken untersucht werden. Damit wurde die Grundlage für weiterführende Experimente geschaffen. Es konnte gezeigt werden, dass die Grenzfluenz, ab welcher ein lichtinduziertes, magnetisches Schalten möglich ist, vom Ausgangszustand der Probe abhängig ist. Bereiche in welchen die magnetischen Domänen kleiner als die Laserspot Größe sind, weisen eine deutlich geringe Grenzfluenz auf als jene, in denen die magnetische Orientierung homogen in Bezug auf die Ausleuchtung durch den Laserspot ist.

Bei der Untersuchung von nanostrukturierten Proben konnte gezeigt werden, dass das helizitätsabhängige Schaltverhalten der Strukturen abnimmt, je kleiner die Nanobits werden. Begründet wird dies durch eine höhere Formanisotropie der Bits in Bezug zu einem flachen Film. Außerdem entsteht bei dem Sputterprozess zur Herstellung der TbFe Schicht keine ebene TbFe Oberfläche auf den Nanobits, sondern vielmehr eine halb sphärische Form der Schicht. Aufgrund dessen gibt es auf den Nanobits wahrscheinlich keine homogene Richtung der Magnetisierung, sondern eine senkrecht auf der halb sphärischen Fläche stehende Magnetisierung. Mit dem verwendeten Laser Aufbau ist es jedoch nur möglich, eine Magnetisierung zu schalten, welche parallel oder antiparallel zur Laser Propagation steht.

Für zukünftigen Experimente ist es geplant, die Strukturen mit höheren Fluenzen zu bestrahlen. Des Weiteren werden Strukturen untersucht, welche einen größeren Durchmesser haben und eine rechteckige Form (siehe Abb. 30). Eine andere Maßnahme zur Realisierung von AOS auf Nanobits könnte sein, die Schichtdicke weiter zu reduzieren um die halb sphärische Form bei dem Schichtaufwachsen zu verringern. Diese Experimente können dazu beitragen, die Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit magnetischer Materie besser zu verstehen und ebenso den Weg für eine neue Speichertechnologie zu ebnet.

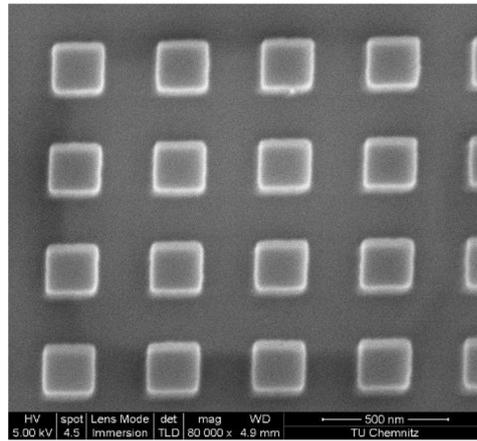


Abbildung 30: SEM Aufnahme einer Struktur, welche zukünftig auf AOS untersucht werden soll. Durch die Größe und Form der Bits soll vermieden werden, dass die $\text{Tb}_x\text{Fe}_{100-x}$ Schicht halb sphärisch auf den Bits aufwächst.

Literatur

- [1] D.D. Stancil and A. Prabhakar. *Spin Waves: Theory and Applications*. Springer US, 2009.
- [2] C. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and T. Rasing. All-Optical Magnetic Recording with Circularly Polarized Light. *Physical Review Letters*, 99(4):047601, July 2007.
- [3] J. Stöhr and H.C. Siegmann. *Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*. Springer Series in Solid-State Sciences. Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [4] H. Ibach and H. Lüth. *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2002.
- [5] Birgit Hebler, Alexander Hassdenteufel, Patrick Reinhardt, Helmut Karl, and Manfred Albrecht. Ferrimagnetic tb–fe alloy thin films: Composition and thickness dependence of magnetic properties and all-optical switching. *Frontiers in Materials*, 3:8, 2016.
- [6] A. Hassdenteufel, B. Hebler, C. Schubert, A. Liebig, M. Teich, J. Schmidt, M. Helm, M. Aeschlimann, M. Albrecht, and R. Bratschitsch. *Thermally Assisted All-Optical Helicity Dependent Switching of Ferrimagnetic Amorphous Fe_{100-x}Tb_x Thin Films*, pages 238–240. Springer International Publishing, Cham, 2015.
- [7] Rajasekhar Medapalli, Dymtro Afanasiev, Dokyun Kim, Yassine Quessab, Sergio A. Monotoya, Andrei Kirilyuk, Theo Rasing, Alexey V. Kimel, and Eric E. Fullerton. Mechanism of all-optical control of ferromagnetic multilayers with circularly polarized light. 2016. arXiv:1607.02505v1.
- [8] P. S. Pershan, J. P. van der Ziel, and L. D. Malmstrom. Theoretical discussion of the inverse faraday effect, raman scattering, and related phenomena. *Phys. Rev.*, 143:574–583, Mar 1966.
- [9] J. Hohlfeld, C. D. Stanciu, and A. Rebei. Athermal all-optical femtosecond magnetization reversal in gdfeco. *Applied Physics Letters*, 94(15):152504, 2009.

- [10] Alexander Hassdenteufel, Johannes Schmidt, Christian Schubert, Birgit Hebler, Manfred Helm, Manfred Albrecht, and Rudolf Bratschitsch. Low-remanence criterion for helicity-dependent all-optical magnetic switching in ferrimagnets. *Phys. Rev. B*, 91:104431, Mar 2015.
- [11] Daniel Steil, Sabine Alebrand, Alexander Hassdenteufel, Mirko Cinchetti, and Martin Aeschlimann. All-optical magnetization recording by tailoring optical excitation parameters. *Phys. Rev. B*, 84:224408, Dec 2011.
- [12] I. Radu, K. Vahaplar, C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, H. A. Durr, T. A. Ostler, J. Barker, R. F. L. Evans, R. W. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th Rasing, and A. V. Kimel. Transient ferromagnetic-like state mediating ultrafast reversal of antiferromagnetically coupled spins. *Nature*, 472(7342):205–208, Apr 2011.
- [13] A. Hubert and R. Schäfer. *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer, 1998.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbst und ohne fremde Hilfe verfasst habe. Alle verwendeten Quellen aus publizierten oder nicht publizierten Arbeiten sind im Literaturverzeichnis angegeben. Alle Stellen, die aus fremden Arbeiten übernommen wurden, sind als diese gekennzeichnet. Die vorliegende Arbeit wurde bisher nicht zur Benotung eingereicht, weder an der Westsächsischen Hochschule Zwickau noch an einer anderen wissenschaftlichen Universität oder Hochschule.

(Datum und Unterschrift)