
MASTERARBEIT

Frau B.Sc.
Isabel Berthold

**Untersuchungen zur laserge-
stützten Neuorientierung des
Exchange Bias in spintroni-
schen Schichtsystemen**

Mittweida, 2013

MASTERARBEIT

Untersuchungen zur laserge- stützten Neuorientierung des Exchange Bias in spintronischen Schichtsystemen

Autor:

Frau Isabel Berthold (B.Sc.)

Studiengang:

Physikalische Technik

Seminargruppe:

PT11w1-M

Erstprüfer:

Prof. Dr.-Ing. Udo Löschner

Zweitprüfer:

Dipl.-Phys. Robby Ebert

Einreichung:

Mittweida, 30.09.2013

Verteidigung/Bewertung:

Mittweida, 2013

MASTER THESIS

Investigation of the realignment of the exchange bias in spintronic layer stacks using la- ser radiation

author:

Frau Isabel Berthold (B.Sc.)

course of studies:

Physikalische Technik

Seminar groupe:

PT11w1-M

first examiner:

Prof. Dr.-Ing. Udo Löschner

second examiner:

Dipl.-Phys. Robby Ebert

submission:

Mittweida, 30.09.2013

defence/evaluation:

Mittweida, 2013

Bibliografische Beschreibung:

Berthold, Isabel:

Untersuchungen zur lasergestützten Neuorientierung des Exchange Bias in spintronischen Schichtsystemen –2013. – 89 S.

Mittweida, Hochschule Mittweida, Fakultät Mathematik/Naturwissenschaften/ Informatik, Masterarbeit, 2013

Referat:

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der gezielten Neuorientierung des Exchange Bias in spintronischen Schichtsystemen durch selektive Aufheizung mittels fokussierter Laserstrahlung im externen Magnetfeld. Hierbei wird der Einfluss der Prozessparameter auf die resultierende Exchange Bias Feldstärke dargestellt. Neben experimentellen Untersuchungen wird die laserinduzierte Aufheizung durch Temperaturfeldsimulationen charakterisiert. Erste Untersuchungen zur Anwendung des lasergestützten Verfahrens auf Leiterbahnstrukturen werden vorgestellt.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	I
Abbildungsverzeichnis	V
Tabellenverzeichnis	XI
Formelverzeichnis.....	XIII
Abkürzungsverzeichnis	XV
1 Einleitung.....	1
1.1 <i>Motivation.....</i>	<i>1</i>
1.2 <i>Aufgabenstellung.....</i>	<i>2</i>
2 Theoretische Vorbetrachtungen.....	3
2.1 <i>Riesenmagnetwiderstand.....</i>	<i>3</i>
2.2 <i>Exchange Bias Effekt</i>	<i>5</i>
2.2.1 <i>Intuitives Model.....</i>	<i>6</i>
2.2.2 <i>Theoretische Modelle</i>	<i>8</i>
2.2.2.1 <i>Modell nach Meiklejohn und Bean.....</i>	<i>8</i>
2.2.2.2 <i>Modell nach Mauri</i>	<i>10</i>
2.2.2.3 <i>Modell nach Malozemoff.....</i>	<i>11</i>
2.2.2.4 <i>Domain State Modell.....</i>	<i>12</i>
2.2.2.5 <i>Abschließende Bemerkungen</i>	<i>13</i>
2.2.3 <i>In-plane und out-of-plane Exchange Bias</i>	<i>13</i>
2.2.4 <i>Anwendung in Spin Valve Systemen</i>	<i>14</i>
2.3 <i>Magnetooptische Effekte.....</i>	<i>15</i>
2.3.1 <i>Faraday-Effekt</i>	<i>15</i>
2.3.2 <i>Magnetooptischer Kerr-Effekt.....</i>	<i>16</i>
3 Stand der Technik	18
3.1 <i>Beeinflussung des Exchange Bias Feldes durch strukturelle Veränderungen</i>	<i>18</i>
3.2 <i>Elektrisches Schalten des Exchange Bias Feldes</i>	<i>20</i>
3.3 <i>Schalten des Exchange Bias Feldes durch magnetisches Feldkühlen.....</i>	<i>20</i>
3.3.1 <i>Einfluss der magnetischen Feldstärke beim Feldkühlprozess</i>	<i>21</i>
3.3.2 <i>Magnetisches Feldkühlen mittels Laserstrahlung</i>	<i>21</i>

3.3.3 Abgrenzung der aktuellen Untersuchungen.....	24
4 Versuchsanordnung und Analysemethoden.....	25
4.1 <i>Laseranlage</i>	25
4.2 <i>Bereitstellung des Magnetfeldes</i>	27
4.2.1 Magnetaufbau für die Beeinflussung des in-plane Exchange Bias	27
4.2.2 Magnetaufbau für die Beeinflussung des out-of-plane Exchange Bias ..	29
4.3 <i>Kerr – Magnetometrie</i>	30
4.4 <i>Magnetooptischer Sensor</i>	32
4.5 <i>Probenmaterial</i>	33
4.5.1 Schichtsystem mit out-of-plane Exchange Bias	33
4.5.2 Schichtsystem mit in-plane Exchange Bias	34
5 Temperaturfeldsimulation.....	35
5.1 <i>Grundlagen</i>	35
5.2 <i>Modellerstellung</i>	36
5.2.1 Laserbestrahlung der vollflächigen spintronischen Schicht mit Einzelpulsen	36
5.2.2 Bestrahlung der vollflächigen spintronischen Schicht mit bewegtem kontinuierlichen Laserstrahl.....	38
5.2.3 Laserbestrahlung einer spintronischen Leiterbahn mit Einzelpulsen	39
5.2.4 Materialeigenschaften.....	40
5.3 <i>Ergebnisse der Temperaturfeldsimulation</i>	44
5.3.1 Bestrahlung der vollflächigen Schicht mit Einzelpulsen	44
5.3.2 Bestrahlung der vollflächigen Schicht mit bewegtem, kontinuierlichem Laserstrahl.....	46
5.3.3 Bestrahlung einer Leiterbahn mit Einzelpulsen	48
6 Experimentelle Untersuchungen.....	50
6.1 <i>Untersuchungen zum Neusetzen des out-of-plane Exchange Bias</i>	50
6.1.1 Neusetzen des out-of-plane Exchange Bias durch Einzelspuren und Einzelpulse.....	50
6.1.2 Flächiges Neusetzen des out-of-plane Exchange Bias.....	54
6.1.2.1 Gepulste Laserstrahlung	54
6.1.2.2 Kontinuierliche Laserstrahlung	58
6.2 <i>Untersuchungen zum Neusetzen des in-plane Exchange Bias</i>	60
6.2.1 Flächiges Neusetzen des in-plane Exchange Bias	60
6.2.1.1 Gepulste Laserstrahlung	60
6.2.1.2 Kontinuierliche Laserstrahlung	65

6.2.2 Untersuchungen durch nachträgliches Tempern	69
6.2.3 Bestimmung des wirksamen Durchmessers	73
6.3 <i>Vergleich experimenteller und simulierter Ergebnisse</i>	78
6.4 <i>Untersuchungen zur Anwendung des Verfahrens auf Leiterbahnstrukturen</i> ..	80
6.4.1 Einführung	80
6.4.2 Strukturdefekte durch Laserbestrahlung.....	80
6.4.3 Untersuchung möglicher Ursachen für die Strukturdefekte.....	81
6.4.3.1 Überhitzung aufgrund geringerer Wärmeableitung	81
6.4.3.2 Zerstörschwelle des Niedrigtemperaturoxids	81
6.4.3.3 Defektanalyse der oxidgedeckten Strukturen	85
7 Zusammenfassung.....	88

Literaturverzeichnis**Anlagen****Danksagung****Selbstständigkeitserklärung**

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2-1:	Schematische Erläuterung des Riesenmagnetwiderstandes.....	3
Abb. 2-2:	Spin-Valve-Schichtsysteme mit paralleler und antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierungsrichtungen sowie die zugehörigen Ersatzschaltbilder für die resultierenden Widerstände.....	4
Abb. 2-3:	M(H)-Hysteresekurve eines Exchange Bias Systems.....	5
Abb. 2-4:	schematische Darstellung der Spinkonfigurationen in einem Exchange Bias System für den Feldkühlprozess sowie verschiedene Punkte in der Hysteresekurve auf Basis des Modells einer idealen, unkompenzierten Oberfläche des Antiferromagneten [9].....	6
Abb. 2-5:	schematische Darstellung der Spinorientierung in einem Antiferromagnet mit a) vollständig unkompenzierter und b) vollständig kompenzierter Oberfläche.....	7
Abb. 2-6:	Veranschaulichung der Winkel α , β , θ aus Gleichung (2.8) [13].....	9
Abb. 2-7:	Domänenwandmodell von Mauri et al.	11
Abb. 2-8:	Schematische Darstellung der Grenzflächenrauigkeit.....	12
Abb. 2-9:	Einfaches Spin Valve System.....	14
Abb. 2-10:	M(H)-Hysteresekurve eines Spin Valve Systems.....	14
Abb. 2-11:	M(H)-Hysteresekurve (a) und resultierende Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke (b) eines Spin-Valve-Systems [34].....	15
Abb. 2-12:	schematische Darstellung der Faraday-Drehung [35].....	16
Abb. 2-13:	Schematische Darstellung des magnetooptischen Kerr-Effektes.....	16
Abb. 2-14:	Einteilung des magnetooptischen Kerr-Effektes [37].....	17
Abb. 3-1:	Hysteresekurven des Exchange Bias Systems. Einstufiger Verlauf vor der Laserstrahlbeeinflussung (ADS - as deposited) und zweistufiger Verlauf nach der teilweisen Neuausrichtung des Exchange Bias Feldes. [51].....	23
Abb. 3-2:	Schematische Hysteresekurven des Spin-Valve-Systems. Zweistufiger Verlauf vor der Laserstrahlbeeinflussung und dreistufiger Verlauf nach der teilweisen Neuausrichtung des Exchange Bias Feldes. [51].....	23
Abb. 4-1:	schematische Darstellung des optischen Aufbaus.....	25

Abb. 4-2:	Ergebnis der Strahldiagnose im cw-Betrieb, ohne zusätzliche Prisma-Abschwächerstufe und Fokussierung mittels f-Theta-Optik der Brennweite 80 mm.....	26
Abb. 4-3:	räumliche Intensitätsverteilung in Fokusnähe.....	26
Abb. 4-4:	Pulsdauer in Abhängigkeit von der Pulswiederholfrequenz.....	27
Abb. 4-5:	3D-CAD-Modell des Magnetaufbaus.....	28
Abb. 4-6:	Messung der magnetischen Feldstärke bei einem Magnetabstand von 4 cm.....	29
Abb. 4-7:	Probe im nahezu homogenen Magnetfeld eines Quadermagneten.....	30
Abb. 4-8:	Messung der Magnetfeldstärke in der Probenebene.....	30
Abb. 4-9:	schematische Darstellung des MOKE-Messaufbaus.....	31
Abb. 4-10:	Funktionsprinzip des magnetooptischen Sensors.....	32
Abb. 4-11:	magnetooptischer Sensor.....	33
Abb. 4-12:	Sensor am Polarisationsmikroskop.....	33
Abb. 4-13:	schematischer Aufbau des Schichtsystems mit out-of-plane Exchange Bias.....	33
Abb. 4-14:	M(H)-Hysteresekurve des out-of-plane Exchange Bias Systems im Ausgangszustand.....	33
Abb. 4-15:	schematischer Aufbau des Schichtsystems mit in-plane Exchange Bias	34
Abb. 4-16:	M(H)-Kurve des Spin-Valve-Schichtsystems mit in-plane Exchange Bias im Initialzustand.....	34
Abb. 5-1:	Geometrie des zweidimensionalen Modells für die axialsymmetrische Berechnung.....	37
Abb. 5-2:	Ausschnitte aus der zweidimensionalen Vernetzung.....	37
Abb. 5-3:	vernetztes Geometriemodell für die Temperaturfeldberechnung eines bewegten kontinuierlichen Laserstrahls.....	39
Abb. 5-4:	vernetztes Geometriemodell für die Temperaturfeldberechnung einer Leiterbahn.....	40
Abb. 5-5:	temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität von Silizium und Siliziumoxid.....	41
Abb. 5-6:	Reflexionsgrad eines mit SiO ₂ beschichteten Siliziumsubstrates in Abhängigkeit von der Schichtdicke, für einen Einfallswinkel von 5° sowie für senkrechte Einstrahlung.....	42
Abb. 5-7:	schematische Darstellung der Absorption im spintronischen	

	Schichtstapel sowie im Siliziumsubstrat.....	43
Abb. 5-8:	Temperaturfeld zum Zeitpunkt maximaler Temperatur. Bestrahlung mit einem Puls der Pulsdauer 202 ns und der Spitzenintensität 0,6 MW/cm ² .	44
Abb. 5-9:	berechnete zeitabhängige Temperaturverläufe für verschiedene Spitzenintensitäten und Pulsdauern an der Probenoberfläche im Punkt maximaler Intensität.....	45
Abb. 5-10:	Temperaturfeld durch die Bestrahlung mit kontinuierlicher Laserstrahlung der Spitzenintensität 0,5 MW/cm ² bei einer Scangeschwindigkeit von 1000 mm/s.....	47
Abb. 5-11:	berechnete zeitabhängige Temperaturverläufe an der Probenoberfläche an einem Punkt in der Spurmitte für zwei verschiedene Spitzenintensitäten ($v = 1000$ mm/s).....	47
Abb. 5-12:	zeitabhängiger Temperaturverlauf an der Probenoberfläche im Punkt maximaler Intensität. Bestrahlung einer 4 μ m breiten Leiterbahn mit einem Puls der Pulsspitzenintensität 0,6 MW/cm ² und verschiedenen Pulsdauern.....	48
Abb. 5-13:	Temperaturfeld der Leiterbahn zu Zeitpunkt maximaler Temperatur in der Draufsicht und im Querschnitt. Bestrahlung mit einem Puls der Pulsdauer 202 ns und der Spitzenintensität 0,6 MW/cm ²	48
Abb. 6-1:	Prozessschema zum Neusetzen des Exchange Bias Feldes durch Einzelspuren und Einzelpulse.....	49
Abb. 6-2:	magnetisch neugesetzte Bereiche durch Einzelpulse verschiedener Pulsspitzenintensität (a + b) sowie magnetisch neugesetzte Einzelspuren durch 90% Pulsüberlapp (Pulsabstand 1,7 μ m). Pulsdauer 62 ns. Visualisierung mittels magnetooptischem Sensor.....	51
Abb. 6-3:	schematische Darstellung zur Entstehung des Kontrastes bei der Visualisierung mittels magnetooptischem Sensor.....	51
Abb. 6-4:	Breite der ummagnetisierten Spuren in Abhängigkeit von der Laserstrahlintensität (links) bzw. der Streckenergie (rechts). Feldkühlprozess mit kontinuierlicher Laserstrahlung bei verschiedenen Scangeschwindigkeiten.....	52
Abb. 6-5:	Breite der ummagnetisierten Spuren in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität. Feldkühlprozess mit gepulster Laserstrahlung der Pulsdauer 62 ns (links) bzw. 167 ns (rechts) mit verschiedenen Pulsüberlappungsgraden.....	52
Abb. 6-6:	Prozessschema zum flächigen Neusetzen des senkrechten Exchange Bias mittels gepulster Laserstrahlung (links) und kontinuierlicher Laserstrahlung (rechts).....	53
Abb. 6-7:	M(H)-Hysteresekurven des out of plane Exchange Bias Systems vor (a) und nach dem lasergestützten Feldkühlprozess mit einer Pulsdauer von 167 ns und verschiedenen Pulsspitzenintensitäten (b-e).....	55

Abb. 6-8:	Exchange Bias Feldstärke nach dem Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität für die zwei verschiedenen Pulsdauern.....	56
Abb. 6-9:	Exchange Bias Feldstärke in Abhängigkeit von der Fluenz für die zwei verschiedenen Pulsdauern	56
Abb. 6-10:	Koerzitivfeldstärke nach dem Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität für die zwei verschiedenen Pulsdauern.	57
Abb. 6-11:	Exchange Bias Feldstärke nach dem Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Laserstrahlintensität für die zwei Scangeschwindigkeiten 4000 mm/s und 1000 mm/s.....	57
Abb. 6-12:	Exchange Bias Feldstärke nach dem Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Streckenergie für die zwei Scangeschwindigkeiten 4000 mm/s und 1000 mm/s.....	58
Abb. 6-13:	Koerzitivfeldstärke nach dem Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Laserstrahlintensität für die zwei Scangeschwindigkeiten 4000 mm/s und 1000 mm/s.....	58
Abb. 6-14:	Prozessschema zum flächigen Neusetzen des in-plane Exchange Bias mittels gepulster Laserstrahlung (links) und kontinuierlicher Laserstrahlung (rechts).....	59
Abb. 6-15:	M(H)-Hysteresekurven vor (a) und nach dem lasergestützten Feldkühlprozess mit verschiedenen Pulsspitzenintensitäten bei einer Pulsdauer von 167 ns und einem externen Magnetfeld von 335 kA/m (b-f).....	61
Abb. 6-16:	Exchange Bias Feldstärke nach dem lasergestützten Feldkühlprozess mit gepulster Laserstrahlung der Pulsdauer 167 ns in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität für verschiedene Magnetfeldstärken.....	62
Abb. 6-17:	Exchange Bias Feldstärke nach dem lasergestützten Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität und der Pulsdauer bei einer Magnetfeldstärke von 15 kA/m.....	63
Abb. 6-18:	Exchange Bias Feldstärke nach dem lasergestützten Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Fluenz und der Pulsdauer bei einer Magnetfeldstärke von 15 kA/m.....	63
Abb. 6-19:	Koerzitivfeldstärke nach dem lasergestützten Feldkühlprozess mit einer Pulsdauer von 167 ns in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität für verschiedene Magnetfeldstärken.....	64
Abb. 6-20:	Exchange Bias Feldstärke nach dem Feldkühlprozess mit kontinuierlicher Laserstrahlung bei einer Scangeschwindigkeit von 1000 mm/s in Abhängigkeit von der Intensität für verschiedene Magnetfeldstärken.....	65
Abb. 6-21:	Exchange Bias Feldstärke nach dem lasergestützten Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Laserstrahlintensität für zwei verschiedene Scangeschwindigkeiten bei einer Magnetfeldstärke von 15 kA/m.....	67

Abb. 6-22:	Exchange Bias Feldstärke nach dem lasergestützten Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Streckenenergie für zwei verschiedene Scangeschwindigkeiten bei einer Magnetfeldstärke von 15 kA/m.....	67
Abb. 6-23:	Koerzitivfeldstärke nach dem Feldkühlprozess mit kontinuierlicher Laserstrahlung bei einer Scangeschwindigkeit von 1000 mm/s in Abhängigkeit von der Intensität für verschiedene Magnetfeldstärken.....	68
Abb. 6-24:	Veranschaulichung der Probenzustände nach dem lasergestützten.....	69
Abb. 6-25:	M(H)-Hysteresekurven des unbeeinflussten Probenbereichs vor und nach der zusätzlichen Temperung im externen Magnetfeld.....	69
Abb. 6-26:	Betrag der Exchange Bias Feldstärke nach dem Feldkühlprozess mittels gepulster Laserbestrahlung sowie nach dem zusätzlichen Temperprozess im Magnetfeld.....	70
Abb. 6-27:	M(H)-Hysteresekurve nach dem lasergestützten Feldkühlprozess (Pulsspitzenintensität 0,4 MW/cm ² , Pulsdauer 105 ns) und nachträglichem Tempern im externen Magnetfeld, verglichen mit der M(H)-Hysteresekurve des unbeeinflussten Probenbereichs nach dem Tempern.....	71
Abb. 6-28:	Räumliche Intensitätsverteilungen unterschiedlicher Pulsspitzenintensitäten mit den Schwellintensitäten für das Erreichen der Blocking -Temperatur sowie für einsetzende Schäden am Schichtsystem.....	72
Abb. 6-29:	Schematische Darstellung der Flächenanteile mit neugesetztem Exchange Bias bzw. in ursprünglicher Richtung verharrendem Exchange Bias, für zwei verschiedene Pulsabstände bei gleichem Wirkdurchmesser. Links daneben die resultierenden M(H)-Hysteresekurven.....	73
Abb. 6-30:	Berechnung des wirksamen Durchmessers bei vollflächiger Neuorientierung des Exchange Bias.....	73
Abb. 6-31:	M(H)-Hysteresekurven, mittig in magnetisch neugesetzten Flächen unterschiedlicher Größe aufgenommen. Der Feldkühlprozess erfolgte mit einer Pulsspitzenintensität von 567 kW/cm ² , einer Pulsdauer von 167 ns und einem Pulsabstand von 1 µm. Die positiven Exchange Bias Anteile weisen auf einen Einfluss angrenzender Gebiete mit Exchange Bias in ursprünglicher Orientierung auf den Messprozess hin.....	74
Abb. 6-32:	M(H)-Hysteresekurven der magnetisch neugesetzten Flächen mit variiertem Pulsabstand. Parameter des Feldkühlprozesses: Pulsdauer 62 ns, Pulsspitzenintensität 0,6 MW/cm ²	75
Abb. 6-33:	Zusammenhang zwischen Pulsspitzenintensität, Schwellintensität und wirksamen Laserstrahldurchmessern.....	76
Abb. 6-34:	Leiterbahnmäander mit Kupfer-Pads.....	79
Abb. 6-35:	lichtmikroskopische Aufnahmen der Strukturdefekte nach dem	

	lasergestützten Feldkühlprozess mittels kontinuierlicher Laserstrahlung..	80
Abb. 6-36:	lichtmikroskopische Aufnahmen mit differentiellem Interferenzkontrast der laserstrahlbeeinflussten Flächen des Niedrigtemperaturoxids (gepulste Laserstrahlung, Pulsdauer 167 ns, Pulsabstand 2,5 μm).....	81
Abb. 6-37:	Ergebnisse der Konfokalmikroskopie nach Zerstörung der Oxidschicht...	82
Abb. 6-38:	schematische Darstellung zur Entstehung der Interferenzmuster an Oxidaufwölbungen in der Lichtmikroskopie.....	82
Abb. 6-39:	AFM Analyse der Oxidschichtstrukturen nach der Laserstrahlbeeinflussung mit gepulster Laserstrahlung ($\tau_H = 167 \text{ ns}$, $I_0 = 1,7 \text{ MW/cm}^2$, Pulsabstand 2,5 μm).....	83
Abb. 6-40:	Vergleich der Schwellintensitäten für die einsetzende Oxidschichtzerstörung und das Neusetzen des Exchange Bias.....	84
Abb. 6-41:	a) fehlerhafte Stellen der Oxidschicht auf den Leiterbahnen vor der Laserstrahlbeeinflussung, b) Strukturdefekte der Leiterbahnen nach der Bestrahlung mit kontinuierlicher Laserstrahlung.....	85
Abb. 6-42:	REM-Aufnahmen der fehlerhaften Stellen der Leiterbahnstrukturen.....	85

Tabellenverzeichnis

Tab. 4-1:	Ergebnisse der Strahlanalyse für die drei Konfigurationen des Strahlengangs.....	27
Tab. 4-2:	messtechnisch ermittelte Magnetfeldstärken im näherungsweise homogenen Feldstärkebereich bei verschiedenen Magnetabständen.....	29
Tab. 5-1:	experimentell ermittelte Materialparameter für die Wellenlänge 1064 nm...	44
Tab. 5-2:	Abkühlgeschwindigkeiten nach der Bestrahlung mit verschiedenen Pulsdauern.....	46
Tab. 6-1:	untersuchte Prozessparameter zum Neusetzen des Exchange Bias durch Einzelspuren und Einzelpulse.....	50
Tab. 6-2:	untersuchter Parameterbereich zum flächigen Neusetzen des senkrechten Exchange Bias mittels gepulster Laserstrahlung.....	54
Tab. 6-3:	untersuchter Parameterbereich für das flächige Neusetzen des Exchange Bias mittels kontinuierlicher Laserstrahlung.....	57
Tab. 6-4:	untersuchter Parameterbereich zum flächigen Neusetzen des in-plane Exchange Bias mittels gepulster Laserstrahlung.....	60
Tab. 6-5:	untersuchter Parameterbereich zum flächigen Neusetzen des in-plane Exchange Bias mittels kontinuierlicher Laserstrahlung.....	64
Tab. 6-6:	untersuchte Prozessparameter zur Bestimmung des wirksamen Durchmessers.....	75
Tab. 6-7:	maximale Pulsabstände, die bei den untersuchten Prozessparametern zu einer vollflächigen Neuorientierung des Exchange Bias Feldes führen, sowie daraus berechnete wirksame Laserstrahlradien und Schwellintensitäten.....	76

Formelverzeichnis

Formelzeichen	Bedeutung	Maßeinheit
ρ_p	spezifischer Widerstand eines GMR-Schichtsystems für der parallelen Magnetisierungsfall	$\Omega \cdot m$
ρ_{ap}	spezifischer Widerstand eines GMR-Schichtsystems für der antiparallelen Magnetisierungsfall	$\Omega \cdot m$
ρ^-	spezifischer Widerstand, Spin antiparallel zur Magnetisierungsrichtung	$\Omega \cdot m$
ρ^+	spezifischer Widerstand, Spin parallel zur Magnetisierungsrichtung	$\Omega \cdot m$
GMR	Stärke des GMR-Effektes	-
H	Magnetfeldstärke	A/m
\vec{H}_{EB}	Exchange Bias Feldstärke	A/m
\vec{H}_C	Koerzitivfeldstärke	A/m
T_N	Néel-Temperatur	K
T_B	Blocking-Temperatur	K
T_C	Curie-Temperatur	K
μ_0	Magnetische Feldkonstante (Permeabilität im Vakuum)	H/m
M_F	Sättigungsmagnetisierung der ferromagnetischen Schicht	A/m
d_F	Dicke der ferromagnetischen Schicht	m
θ	Winkel zwischen der Anisotropie-Achse des Ferromagneten und dem externen Magnetfeld	rad
β	Winkel zwischen der Anisotropie-Achse und der Magnetisierungsrichtung des Ferromagneten	rad
E_{FM}	Anisotropie-Energie des Ferromagneten	J

Formelzeichen	Bedeutung	Maßeinheit
E_{AFM}	Anisotropie-Energie des Antiferromagneten	J
K_{FM}	Anisotropiekonstante des Ferromagneten	J/m^3
K_{AF}	Anisotropiekonstante des Antiferromagneten	J/m^3
d_F	Dicke der ferromagnetischen Schicht	m
d_{AF}	Dicke der antiferromagnetischen Schicht	m
α	Winkel zwischen der Anisotropie-Achse und der Magnetisierungsrichtung des Antiferromagneten	rad
E_G	Energie durch Grenzflächenwechselwirkung	J
J_{int}	Grenzflächenkopplungskonstante	J/m^2
S_F	Grenzflächenmagnetisierung des Ferromagneten	-
S_{AF}	Grenzflächenmagnetisierung des Antiferromagneten	-
A_{AF}	Austauschsteifheit des Antiferromagneten	J/m
z	Anzahl der ungünstigen Spin-Paarungen	-
β_F	Drehwinkel der Polarisationsrichtung durch den Faraday-Effekt	rad
V	Verdet-Konstante	$rad/(T \cdot m)$
d	Länge des durchstrahlten Mediums	m
B	Magnetische Flussdichte	T
$w_{\sigma,0}$	Fokusradius auf Basis des Varianzdurchmessers	m
M^2	Beugungsmaßzahl	-
z_R	Rayleighlänge	m
R	Reflexionsgrad	-
A	Absorptionsgrad	-
T	Transmissionsgrad	-

Formelzeichen	Bedeutung	Maßeinheit
I_0	eingestrahelte Spitzenintensität	W/m^2
$I(z)$	Intensität in der Materialtiefe z	W/m^2
α	Absorptionskoeffizient	$1/m$
n	Realteil der komplexen Brechzahl	-
k	Imaginärteil der komplexen Brechzahl (Absorptionsindex)	-
λ	Wellenlänge	m
T	Temperatur	K
ρ	Dichte	kg/m^3
c	spezifische Wärmekapazität	$J/(kg \cdot K)$
t	Zeit	s
$\lambda(T)$	temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit	$W/(m \cdot K)$
\dot{W}	pro Volumeneinheit eingetragene Leistung	W/m^3
j_S	Wärmestromdichte durch Wärmestrahlung	W/m^2
ε	Emissionskoeffizient	-
σ_B	Stefan-Boltzmann-Konstante	$W/(m^2 \cdot K)$
j_K	Wärmestromdichte durch Konvektion	W/m^2
α_K	Wärmeübergangskoeffizient	$W/(m^2 \cdot K)$
r	Radius	m
τ_H	Pulshalbwertsbreite (Pulsdauer)	s

Abkürzungsverzeichnis

GMR	<i>engl. Giant Magneto Resistance</i> , Riesenmagnetwiderstand
AMR	<i>engl. Anisotropic Magneto Resistance</i> , Anisotroper Magnetwiderstand
FM	Ferromagnet
AF oder AFM	Antiferromagnet
EB	Exchange Bias
MOKE	magnetooptischer Kerr Effekt
YAG	Yttrium-Aluminium-Granat
AOM	akustooptischer Modulator
AFM	<i>engl. Atomic Force Microscopy</i> , Atomkraftmikroskopie
REM	Rasterelektronenmikroskop

1 Einleitung

1.1 Motivation

Sensoren dienen der Aufnahme physikalischer Prozessgrößen und deren Umwandlung in auswertbare elektrische Signale. Zusammen mit Aktuatoren stellen sie die Schnittstelle technischer Systeme mit der Umgebung dar und sind damit unverzichtbare Bauteile in der Automatisierungstechnik. Der Erfassung magnetischer Felder kommt dabei eine besondere Bedeutung zu. Denn Magnetfelder durchdringen para- und diamagnetische Materialien, sodass zwischen Geber und Sensor keine mechanische oder optische Verbindung bestehen muss. Weiterhin wird im Maschinenbau häufig gut magnetisierbarer Stahl eingesetzt, der in der Sensorik unmittelbar als Geber dienen kann [1]. Auch im Bereich der Automobiltechnik werden Magnetfeldsensoren zur Erfassung von Drehzahlen und Winkeln eingesetzt. 30% der Sensoren in einem Automobil basieren auf einem magnetischen Funktionsprinzip [2]. In den letzten Jahren haben sich auf dem Gebiet der Magnetfeld-Sensorik zunehmend die GMR-Sensoren (*GMR – Giant Magneto Resistance* - Riesenmagnetwiderstand) etabliert, da sie eine hohe Empfindlichkeit sowie kleine Bauform aufweisen und mittlerweile auch bei den Kosten überlegen sind.

In der Computertechnik sind GMR-Sensoren seit 1997 Stand der Technik für Festplattenleseköpfe. Aufgrund der hohen Magnetfeldempfindlichkeit konnten durch ihren Einsatz kleinere Bereiche für die Datenspeicherung genutzt und so die Speicherkapazität von Festplatten deutlich erhöht werden [2].

Die zunehmende Automatisierung in allen technischen Bereichen, vor allem in der Automobiltechnik, erfordert eine leistungsfähige Sensorik. AMR- (*AMR – Anisotropic Magneto Resistance* – anisotroper Magnetwiderstand) und Hall-Sensoren stoßen dabei immer häufiger an ihre Grenzen und werden damit zunehmend durch GMR-Sensoren ersetzt [2]. Daher sind der GMR- Effekt und die Herstellungsverfahren für GMR-Sensoren auch in Forschung und Entwicklung von großem Interesse. Die Herstellung von GMR-Sensoren erfordert eine präzise Schichtabscheidung von dünnen Schichten im nm-Bereich und eine laterale Strukturierung dieser Schichtstapel. Weiterhin muss die Magnetisierungsrichtung der Referenzschicht, die durch den Exchange Bias Effekt fixiert wird, selektiv ausgerichtet werden. Im Rahmen dieser Arbeit soll die selektive Ausrichtung der Magnetisierungsrichtung der Referenzschicht durch einen lasergestützten Prozess untersucht werden. Durch den Einsatz eines schnell abgelenkten, fokussierten Laserstrahls wird das Schichtsystem lateral begrenzt aufgeheizt. Infolgedessen ist eine räumlich selektive Beeinflussung des Exchange Bias Feldes und damit eine magnetische Strukturierung im direkt schreibenden Verfahren möglich.

1.2 Aufgabenstellung

Ziel der Arbeit ist die detaillierte Untersuchung der lasergestützten Neuorientierung des Exchange Bias Feldes in spintronischen Schichtsystemen unter Einsatz kontinuierlicher und gepulster Laserstrahlung. Insbesondere sollte der Einfluss der verwendeten Pulsdauer sowie der externen Magnetfeldstärke näher untersucht werden.

Der Einfluss der Laserparameter soll dabei auch anhand einer Temperaturfeldsimulation betrachtet werden. Hierfür muss ein geeignetes Modell entwickelt werden und eine Abschätzung der Materialparameter erfolgen.

Die experimentellen Untersuchungen zum Neusetzen des Exchange Bias werden an zwei verschiedenen Schichtsystemen durchgeführt. Dabei handelt es sich um ein Spin Valve Schichtsystem mit in-plane Exchange Bias sowie ein einzelnes Exchange Bias Schichtsystem mit out-of-plane Exchange Bias.

Der Einfluss der Prozessparameter auf die resultierende Exchange Bias Feldstärke sowie Koerzitivfeldstärke wird anhand der mittels Kerr-Magnetometrie aufgenommenen $M(H)$ -Hysteresekurven ermittelt. Ziel ist hierbei ein Vorzeichenwechsel des Exchange Bias Feldes möglichst ohne Reduzierung des Exchange Bias Feldstärkebetrags.

Außerdem wird die magnetische Neuorientierung am out-of-plane System durch Einzelpulse und Einzelspuren untersucht. Die Analyse erfolgt hierbei durch eine magnetooptische Visualisierungsmethode.

Weiterhin soll die Anwendbarkeit des lasergestützten Verfahrens zum Neusetzen des Exchange Bias in schmalen Leiterbahnen thematisiert werden. Neben ersten experimentellen Untersuchungen soll hierfür anhand einer angepassten Temperaturfeldsimulation abgeschätzt werden, wie sich die lateral begrenzte Dimension des Schichtsystems auf das resultierende Temperaturfeld auswirkt.

2 Theoretische Vorbetrachtungen

2.1 Riesenmagnetwiderstand

Der Riesenmagnetwiderstand (*GMR – Giant Magneto Resistance*) tritt in Systemen auf, in denen ferromagnetische Bereiche durch dünne, nichtferromagnetische Zwischenbereiche voneinander getrennt sind. Die nichtmagnetischen Zwischenbereiche müssen dabei so dünn sein, dass sie von Elektronen ohne Streuprozess durchquert werden können. In einem solchen System ist der elektrische Widerstand abhängig von der relativen Orientierung der Magnetisierungsrichtungen der ferromagnetischen Bereiche. Sind diese parallel ausgerichtet (Abb. 2-1 links), dann ist der Widerstand wesentlich kleiner als bei antiparalleler Ausrichtung (Abb. 2-1 rechts).



Abb. 2-1: Schematische Erläuterung des Riesenmagnetwiderstandes. Kleinerer Widerstand bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierungen (links) als bei antiparalleler Ausrichtung (rechts)

Die Bezeichnung Riesenmagnetwiderstand rührt daher, dass die auftretende Widerstandsänderung sehr groß ist und bei Raumtemperatur Werte bis zu 80% erreicht. Erstmals wurde der Effekt in mehrlagigen, antiferromagnetisch gekoppelten Fe/Cr-Schichten entdeckt. Bei Cr-Schichtdicken um 1 nm richten sich in einem solchen Schichtsystem die Magnetisierungsrichtungen benachbarter Fe-Schichten antiparallel aus [3]. 1988 entdeckte Peter Grünberg, dass der Widerstand des Schichtstapels signifikant sinkt, wenn man die Magnetisierungsrichtungen der ferromagnetischen Schichten durch ein äußeres Magnetfeld parallel ausrichtet [4]. Etwa zur gleichen Zeit wurde der Effekt auch durch den Franzosen Albert Fert entdeckt [5]. Im Jahr 2007 erhielten die beiden Wissenschaftler dafür den Nobelpreis für Physik [6]. Später zeigte sich, dass die antiferromagnetische Kopplung keine notwendige Bedingung für den GMR-Effekt ist. Denn der Effekt tritt auch auf, wenn die antiparallele Ausrichtung auf andere Weise erzielt wird. Beispielsweise können benachbarte ferromagnetische Schichten durch eine ausreichend dicke Zwischenschicht entkoppelt werden und durch geeignete Herstellungsbedingungen unterschiedliche Koerzitivfeldstärken erhalten. Beim Ummagnetisieren eines solchen Systems ergibt sich folglich ein Zustand mit antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierungsrichtungen, der durch einen erhöhten Widerstand gekennzeichnet ist. Das Auftreten des GMR-Effektes ist aber nicht an ein Schichtsystem gebunden. Er tritt auch in granularen Legierungen auf, in denen ferromagnetische Partikel

in eine nichtmagnetische Matrix eingebettet sind, wie es in [7] für Cu-Co-Legierungen gezeigt wurde.

In einer einfachen Modellvorstellung kann die Ursache für den GMR-Effekt durch die spinabhängige Streuung der Ladungsträger in den Schichten beschrieben werden. Der Spin eines Elektrons ist eine quantenmechanische Eigenschaft und kann zwei Zustände einnehmen: $+1/2$ (Spin- \uparrow) und $-1/2$ (Spin- \downarrow). Bei antiparalleler Orientierung der Spinrichtung zur Magnetisierungsrichtung des ferromagnetischen Leiters werden die Elektronen stärker gestreut als bei paralleler Orientierung. Folglich ist der spezifische Widerstand bei antiparalleler Ausrichtung größer als bei paralleler Orientierung. Weiterhin kann nach Mott [8] angenommen werden, dass Streuprozesse mit Spin-Umkehr sehr unwahrscheinlich sind. Daher können Spin- \uparrow und Spin- \downarrow Elektronen als unterschiedliche Ladungsträger mit verschiedenen Transporteigenschaften betrachtet werden, die jeweils einen eigenen Beitrag zum Gesamtstrom liefern. Man spricht hierbei vom Zwei-Spinkanal-Modell. Der Gesamtstrom ergibt sich dabei aus der Parallelschaltung der beiden Spinkanäle. Die Beschreibung des Widerstands in einem Spin-Valve-System kann somit über das in Abb. 2-2 dargestellte Ersatzschaltbild erfolgen [8; 9].

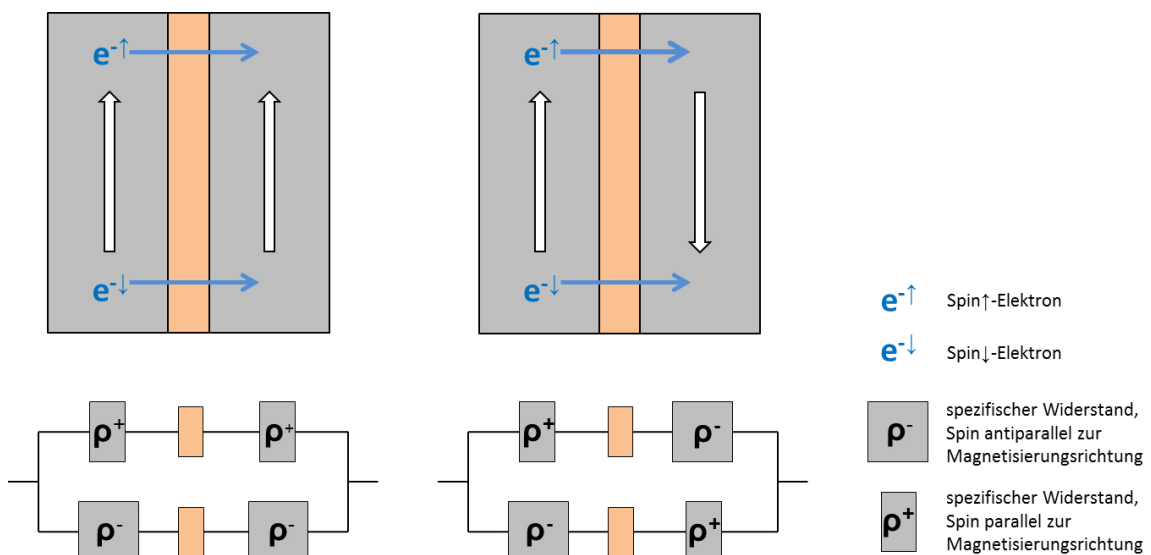


Abb. 2-2: Spin-Valve-Schichtsysteme mit paralleler und antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierungsrichtungen sowie die zugehörigen Ersatzschaltbilder für die resultierenden Widerstände. Die Fläche der Widerstandssymbole korreliert mit der Größe der Widerstände.

Daraus ergibt sich der Widerstand des Schichtsystems für den parallelen Magnetisierungsfall zu

$$\rho_p = \left(\frac{1}{2\rho^+} + \frac{1}{2\rho^-} \right)^{-1} = \frac{2\rho^+\rho^-}{\rho^+ + \rho^-}. \quad (2.1)$$

Für den antiparallelen Magnetisierungsfall ergibt sich

$$\rho_{ap} = \left(\frac{1}{\rho^+ + \rho^-} + \frac{1}{\rho^- + \rho^+} \right)^{-1} = \frac{\rho^+ + \rho^-}{2}. \quad (2.2)$$

Folglich ist der Widerstand für den antiparallelen Magnetisierungsfall größer. Der GMR-Effekt definiert sich entsprechend als

$$GMR = \frac{\rho_{ap} - \rho_p}{\rho_p}. \quad (2.3)$$

Die Ursache für die Spinabhängigkeit der Elektronenstreuung ist im Bänderschema der magnetischen 3d-Metalle zu finden [8; 10]. Dabei spricht man von der intrinsischen Ursache für den GMR-Effekt. Hinzu kommen die extrinsischen Ursachen wie Kristalldefekte, Verunreinigungen und raue Grenzflächen, an denen ebenfalls spinabhängige Streuprozesse ablaufen [11].

2.2 Exchange Bias Effekt

Der Exchange Bias Effekt wurde 1956 von Meiklejohn und Bean [12] entdeckt. Er tritt in einem System mit einer Grenzfläche zwischen einem ferromagnetischen und einem antiferromagnetischen Bereich auf, das in einem statischen Magnetfeld von einer Temperatur oberhalb der Néel-Temperatur T_N des Antiferromagneten auf eine Temperatur $T < T_N$ abgekühlt worden ist. Der Effekt führt zu einer Verschiebung der $M(H)$ -Hysteresekurve des Ferromagneten, die die Magnetisierung in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke darstellt. Die Verschiebung erfolgt dabei um einen bestimmten Feldstärkebetrag, der als Exchange Bias Feld H_{EB} bezeichnet wird (Abb. 2-3). Das äußert sich in einer magnetischen Vorzugsrichtung der Magnetisierung, der Ferromagnet ist damit magnetisch vorgespannt (*engl. bias - Vorspannung*). Im Folgenden wird hierfür oft der Begriff Pinning verwendet, abgeleitet von dem englischen Verb „to pin“ für „feststecken“ bzw. „pinnen“. Weiterhin führt der Exchange Bias Effekt zu einer Erhöhung der Koerzitivfeldstärke H_C .

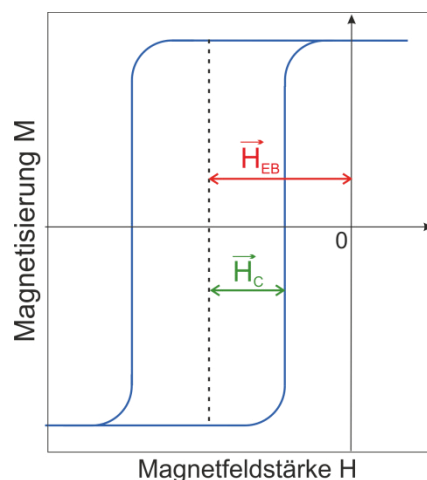


Abb. 2-3: $M(H)$ -Hysteresekurve eines Exchange Bias Systems

2.2.1 Intuitives Modell

Zunächst soll der Exchange Bias Effekt anhand eines stark vereinfachten, intuitiven Modells beschrieben werden.

Oberhalb der Néel-Temperatur verschwindet die antiferromagnetische Ordnung im Antiferromagnet und die Spins liegen statistisch verteilt vor. Die ferromagnetische Ordnung im Ferromagneten hingegen bleibt bis zur Curie-Temperatur T_C , die wesentlich größer als die Neel-Temperatur des Antiferromagneten ist, erhalten. Damit richten sich bei $T_N < T < T_C$ die Spins des Ferromagneten im externen Magnetfeld aus, während die Spins des Antiferromagneten regellos verteilt bleiben (Abb. 2-4 i). Kühlt das System im externen Magnetfeld unter die Néel-Temperatur ab, dann werden die Spins des Antiferromagneten durch direkte Austauschkopplung an den gesättigten Ferromagnet in einer bestimmten Richtung eingefroren (Abb. 2-4 ii). Diesen Vorgang bezeichnet man auch als Feldkühlprozess. Anschließend wechselwirken die fixierten Grenzflächenspins des Antiferromagneten für $T < T_N$ wiederum durch Austauschwechselwirkung mit den Grenzflächenspins des Ferromagneten und halten diese bei wechselnder Magnetfeldrichtung für $H < H_{EB}$ fest (Abb. 2-4 iii-v). D.h. die Grenzflächenspins des Antiferromagneten üben ein sehr kleines magnetisches Drehmoment auf die Spins des Ferromagneten aus. Der Ferromagnet besitzt damit eine magnetische Vorzugsrichtung in der Orientierung, wie sie beim Abkühlen unter T_N vorlag. Es handelt sich also um eine unidirektionale magnetische Anisotropie. Daher wird der Effekt auch als Austauschanisotropie bezeichnet.

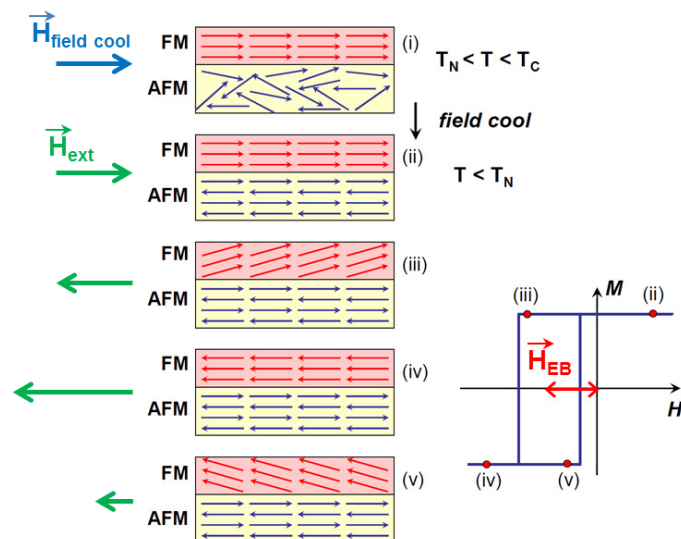


Abb. 2-4: schematische Darstellung der Spinkonfigurationen in einem Exchange Bias System für den Feldkühlprozess sowie verschiedene Punkte in der Hysteresekurve auf Basis des Modells einer idealen, unkompensierten Oberfläche des Antiferromagneten [9]. Die grünen Pfeile kennzeichnen Richtung und Stärke des externen Magnetfeldes.

Anhand dieser Vorstellung wird außerdem deutlich, dass eine Neuorientierung dieser magnetischen Anisotropie durch Erwärmung des Systems über die Néel-Temperatur und anschließendes Abkühlen im äußeren Magnetfeld möglich ist. Für dünne Schichtsysteme

ist die Néel-Temperatur jedoch gegenüber dem Festkörperwert verringert und unter anderem abhängig von der Schichtdicke. Diese verringerte Néel-Temperatur bezeichnet man meist mit dem Begriff Blocking-Temperatur [13], der auch im Folgenden verwendet wird.

Dieser Modellvorstellung liegt die Annahme zugrunde, dass zwischen Antiferromagnet und Ferromagnet eine ideale, atomar glatte und vollkommen unkompensierte Grenzfläche vorliegt. Zunächst sollen die Begriffe „kompensiert“ und „unkompensiert“ kurz erläutert werden. In einem Antiferromagnet existieren Gitterebenen, in denen alle Spins parallel zueinander ausgerichtet sind. Benachbarte Gitterebenen weisen dabei antiparallele Spinorientierungen auf, sodass sich die Spins kompensieren und keine Nettomagnetisierung vorliegt. Das einfachste Modell zur Beschreibung des Exchange Bias geht dabei von einer unendlichen Anisotropie des Antiferromagneten aus, d.h. die Spins können sich nur parallel oder antiparallel ausrichten. Wird ein Antiferromagnet entlang einer Gitterebene mit parallelen Spins gespalten, dann liegen an der Oberfläche nur unkompensierte Spins vor und man spricht von einer unkompensierten Oberfläche (Abb. 2-5 a). Bei der Spaltung entlang einer Ebene, in der benachbarte Spins antiparallel ausgerichtet sind, kompensieren sich die Spins hingegen an der Oberfläche und man spricht von einer kompensierten Oberfläche (Abb. 2-5 b). Wird eine antiferromagnetische Schicht so abgeschieden, dass die Kristallorientierung mit einer unkompensierten Oberfläche einhergeht, dann sollte nach anschließender Abscheidung eines Ferromagneten auf diese Oberfläche ein großes Exchange Bias Feld resultieren. Wurde der Antiferromagnet dagegen zuvor in einer anderen Kristallorientierung abgeschieden, die eine kompensierte Oberfläche hervorruft, dann sollte der Exchange Bias Effekt verschwinden. Experimentell können diese Erwartungen jedoch nicht bestätigt werden. So tritt bei Abscheidung des Ferromagneten auf eine unkompensierte antiferromagnetische Oberfläche ein um den Faktor 100 kleineres Exchange Bias Feld auf als erwartet. Weiterhin existiert bei einer kompensierten antiferromagnetischen Oberfläche wider Erwarten ebenfalls ein Exchange Bias Feld. Es liegt nahe, diese Diskrepanz mit der Abweichung einer realen Oberfläche von der idealen zu erklären. Denn eine reale Oberfläche ist nicht atomar glatt, sondern weist Stufen in atomarer Größenordnung auf. Folglich liegen auf einer Oberfläche, die entlang einer Ebene paralleler Spins orientiert ist, Bereiche mit unterschiedlicher Spinausrichtung vor. Die Bereiche weisen damit in sich zwar eine Nettomagnetisierung auf, kompensieren sich aber gegenseitig. Auf makroskopischer Skala wäre eine solche Oberfläche also nahezu spinkompensiert, sodass das Auftreten der Austauschverschiebung dadurch nicht erklärt wird. [9; 13]

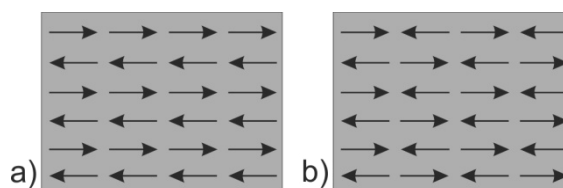


Abb. 2-5: schematische Darstellung der Spinorientierung in einem Antiferromagnet mit a) vollständig unkompensierter und b) vollständig kompensierter Oberfläche

Gemeinhin ist der Exchange Bias Effekt noch nicht zufriedenstellend erklärt. Zwar existieren mehrere theoretische Modelle, aber nach wie vor liegen Abweichungen zwischen Theorie und Experiment vor. Einige Modelle sollen im Folgenden kurz angesprochen werden.

2.2.2 Theoretische Modelle

2.2.2.1 Modell nach Meiklejohn und Bean

In [14] geht Meiklejohn wie in dem vorangestellten intuitiven Modell von einer idealen, unkompenzierten Oberfläche aus. Weiterhin nimmt er an, dass in Ferromagnet und Antiferromagnet keine Domänen vorliegen, d.h. die Magnetisierung rotiert kohärent, und dass die Anisotropieachsen von Ferromagnet und Antiferromagnet parallel orientiert sind. Um das Verhalten des Exchange Bias Systems im externen Magnetfeld zu beschreiben, muss die magnetische Energie bestimmt werden. Die magnetischen Momente sind bestrebt sich so auszurichten, dass die magnetische Energie des Systems minimal wird. Die magnetische Energie des Exchange Bias Systems setzt sich aus der Zeemann-Energie des Ferromagneten im externen Magnetfeld, den magnetokristallinen Anisotropie-Energien von Ferromagnet und Antiferromagnet sowie der aus der Grenzflächenwechselwirkung resultierenden Energie zusammen.

Die Zeemann-Energie ist die magnetostatische Energie eines Ferromagneten. Sie wird minimal, wenn der Winkel $\theta - \beta$ zwischen Magnetisierungsrichtung des Ferromagneten M_F (Sättigungsmagnetisierung) und externem Magnetfeld H Null wird [15]. Die Zeemann-Energie pro Flächeneinheit wird für eine ferromagnetische Schicht der Dicke d_F durch den Ausdruck

$$E_Z = -\mu_0 H M_F d_F \cos(\theta - \beta) \quad (2.4)$$

beschrieben. θ kennzeichnet den Winkel zwischen der Anisotropie-Achse des Ferromagneten und dem externen Magnetfeld. Die Winkel in dieser sowie den folgenden Gleichungen werden in Abb. 2-6 veranschaulicht.

Die Anisotropie-Energien von Ferromagnet und Antiferromagnet führen dazu, dass sich die Spins in Richtung bestimmter Kristallachsen ausrichten, den sogenannten Richtungen leichter Magnetisierung. Sie werden Null, wenn die Winkel zwischen der Magnetisierungsrichtung und der Anisotropie-Achse Null werden und können durch

$$E_{FM} = K_F d_F \sin^2 \beta \quad (2.5)$$

bzw.

$$E_{AFM} = K_{AF} d_{AF} \sin^2 \alpha \quad (2.6)$$

beschrieben werden. Dabei sind K_F und K_{AF} die Anisotropie-Konstanten, und d_F bzw. d_{AF} die Schichtdicken des Ferromagneten bzw. des Antiferromagneten. α und β sind die

Winkel zwischen der Untergittermagnetisierung (M_{AF}) und der Anisotropie-Achse des Antiferromagneten (K_{AF}) bzw. zwischen Magnetisierung (M_F) und der Richtung leichter Magnetisierung des Ferromagneten (K_F) (Abb. 2-6). Die Ausdrücke (2.5) und (2.6) beziehen sich wieder auf die Flächeneinheit.

Die durch die Grenzflächenwechselwirkung hervorgerufene Energie pro Flächeneinheit ist abhängig von der Grenzflächenkopplungskonstante J_{int} , dem Winkel zwischen der Untergittermagnetisierung des Antiferromagneten (M_{AF}) und der Magnetisierungsrichtung des Ferromagneten (M_F) sowie den Grenzflächenmagnetisierungen von Ferromagnet und Antiferromagnet (S_F bzw. S_{AF}). Sie kann wie folgt geschrieben werden:

$$E_G = -J_{int}S_FS_{AF}\cos(\beta - \alpha) \quad (2.7)$$

Die Summe dieser Anteile liefert schließlich die magnetische Energie des Exchange Bias Systems:

$$E_{mag} = -\mu_0HM_Fd_F\cos(\theta - \beta) + K_Fd_F\sin^2\beta + K_{AF}d_{AF}\sin^2\alpha - J_{int}S_FS_{AF}\cos(\beta - \alpha) \quad (2.8)$$

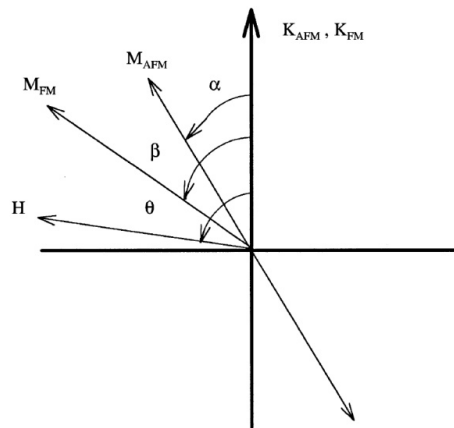


Abb. 2-6: Veranschaulichung der Winkel α , β , θ aus Gleichung (2.8) [13]

Für den Fall eines schwachen Antiferromagneten ist $K_{AF}d_{AF} \ll J_{int}$. Damit ist es energetisch am günstigsten, wenn die Differenz ($\beta - \alpha$) möglichst klein ist. Das bedeutet, dass die Spins des Ferromagneten und Antiferromagneten durch den Einfluss eines externen Magnetfeldes gemeinsam rotieren. Es tritt also keine Verschiebung der Hysteresekurve des Ferromagneten auf. Für den Fall eines starken Antiferromagneten hingegen gilt $K_{AF}d_{AF} \gg J_{int}$. Dann ist es energetisch günstig, wenn der Winkel α möglichst klein ist, unabhängig von β . Im einfachsten Fall ist dabei die Anisotropie des Ferromagneten klein gegen die des Antiferromagneten ($K_Fd_F \ll K_{AF}d_{AF}$), was experimentell oft erfüllt ist. Damit ergibt sich die magnetische Energie zu

$$E = -\mu_0HM_Fd_F\cos(\theta - \beta) + K_{AF}d_{AF}\sin^2\alpha - J_{int}S_FS_{AF}\cos(\beta - \alpha). \quad (2.9)$$

Minimiert man die Energie hinsichtlich α und β (d.h. $\alpha=0$ und $\beta=0$), so erhält man

$$E = -\mu_0 H M_F d_F \cos(\Theta) - J_{int} S_F S_{AF}. \quad (2.10)$$

Zum Umschalten der Magnetisierungsrichtung des Ferromagneten muss ein Magnetfeld entgegengesetzt zu der durch den Exchange Bias Effekt fixierten Magnetisierungsrichtung des Ferromagneten angelegt werden ($\theta = 180^\circ$). Die dafür notwendige Magnetfeldstärke entspricht der Verschiebung der Hysteresekurve des Ferromagneten bzw. dem Exchange Bias Feld und ergibt sich zu

$$H_{EB} = \frac{J_{int} S_F S_{AF}}{\mu_0 M_F d_F}. \quad (2.11)$$

Laut Gleichung (2.11) liegt zwischen der Exchange Bias Feldstärke und der Dicke der ferromagnetischen Schicht ein indirekt proportionaler Zusammenhang vor. Dieser Sachverhalt stimmt mit den experimentellen Beobachtungen an eher großen Schichtdicken gut überein [16; 17] und spiegelt damit den Charakter als Grenzflächeneffekt wider. Für ultradünne Schichten gilt dieser Zusammenhang nicht mehr [18]. Die absoluten Werte für die Exchange Bias Felder, die durch Gleichung (2.11) vorhergesagt werden, sind jedoch um mehrere Größenordnungen höher als die experimentell beobachteten. Das einfache Modell von Meiklejohn und Bean liefert demnach noch keine zufriedenstellende Beschreibung des Exchange Bias Effektes. [9; 12; 13; 14; 19]

2.2.2.2 Modell nach Mauri

Das Domänenwandmodell von Mauri et al. [21] lässt die Annahme fallen, dass im Antiferromagnet alle Spins parallel bzw. antiparallel sind. In dem Modell existieren stattdessen Ebenen parallel zur Grenzfläche, auf denen die Spins alle parallel bzw. antiparallel ausgerichtet sind. Von Ebene zu Ebene hingegen kann sich die Spin-Orientierung verdrehen. Dadurch wird sich beim Drehen des externen Magnetfeldes eine planare Domänenwand¹ ausbilden wie in Abb. 2-7 dargestellt. Der Energieaufwand pro Flächeneinheit zum Rotieren der Magnetisierungsrichtung des Ferromagneten verteilt sich damit über die Breite der Domänenwand anstatt nur über eine atomar scharfe Grenzfläche. Die notwendige Energie pro Flächeneinheit zur Ausbildung dieser Domänenwand beträgt

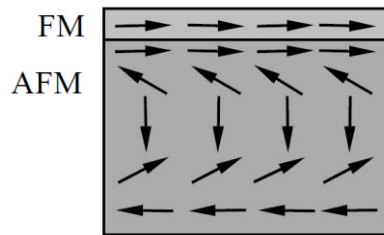
$$E = 2\sqrt{A_{AF} K_{AF}}. \quad (2.12)$$

A_{AF} und K_{AF} sind die Austauschsteifigkeit sowie die magnetokristalline Anisotropie des Antiferromagneten. Um das aus dieser Vorstellung resultierende Exchange Bias Feld zu erhalten, muss in Gleichung (2.11) lediglich $J_{int} S_F S_{AF}$ durch $2\sqrt{A_{AF} K_{AF}}$ ersetzt werden.

¹ Grenze zwischen zwei Domänen

$$H_{EB} = \frac{2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}}{\mu_0 M_F d_F} \quad (2.13)$$

Diese Modellvorstellung reduziert die notwendige Energie zum Umschalten des Ferromagneten um den Faktor 100, sodass theoretisch vorhergesagte und experimentell beobachtete Werte des Exchange Bias Feldes konsistent sind. Allerdings wird auch hier eine ideale, unkompenzierte Grenzfläche angenommen, die real nicht existiert. Damit kann das Modell nach Mauri ebenfalls nicht erklären, warum auch an vollständig kompensierten Grenzflächen ein Exchange Bias Feld festgestellt werden kann. [20; 9; 19; 21]



**Abb. 2-7: Domänenwandmodell von Mauri et al.;
halbunendlicher Antiferromagnet mit Domänenwand,
(nur ein Untergitter) [20]**

2.2.2.3 Modell nach Malozemoff

Das Modell der idealen, unkompenzierten Grenzfläche wurde zuerst durch Malozemoff [22] fallen gelassen. Er ging stattdessen von einer Zufälligkeit der Austauschwechselwirkung an der Grenzfläche aus, die z.B. durch Rauigkeiten hervorgerufen wird. Das Modell wird daher auch „Random Field Modell“ genannt. Die zufällige Grenzflächenrauigkeit führt lokal zu energetisch ungünstigen Spinpaarungen. In Abb. 2-8 a) und b) wird die Rauigkeit der Grenzfläche durch atomare Stufen mit den daraus resultierenden ungünstigen Spinpaarungen dargestellt. Für die beiden Magnetisierungsrichtungen des Ferromagneten in Abb. 2-8 a) und b) erkennt man, dass unterschiedlich viele energetisch ungünstige Spinpaarungen auftreten. Das führt jeweils zu einer lokalen Vorzugsrichtung der Magnetisierung des Ferromagneten und damit zu einem lokalen Exchange Bias Feld. Da die Grenzflächenrauigkeit einen statistischen Charakter aufweist, sind auch die Größe und die Richtung des lokalen Exchange Bias Feldes zufällig verteilt. Für die linke Stufe in Abb. 2-8 zeigt das Exchange Bias Feld z.B. nach links, da der Magnetisierungszustand des Ferromagneten in Abb. 2-8 a) zu wesentlich weniger energetisch ungünstigen Spinpaarungen führt als der Zustand in Abb. 2-8 b). Für die rechte Stufe in der Abbildung zeigt das Verschiebungsfeld hingegen nach rechts. Mittelt man über alle lokalen Verschiebungsfelder, dann führt die statistische Verteilung von Größe und Richtung der lokalen Verschiebungsfelder dazu, dass das Exchange Bias Feld im makroskopischen Bereich Null wird. Damit ist noch keine Ursache für den Exchange Bias Effekt gefunden.

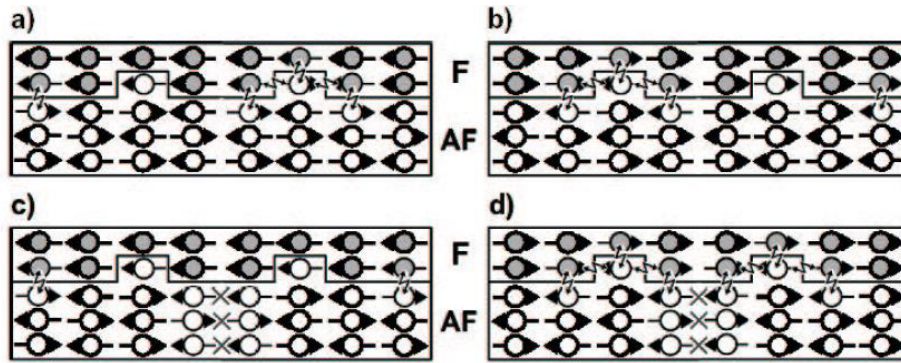


Abb. 2-8: Schematische Darstellung der Grenzflächenrauigkeit; resultierende energetisch ungünstige Spinpaarungen sind durch gezackte Pfeile dargestellt. a) und b): Vergleich zweier antiparalleler Magnetisierungszustände des Ferromagneten. c) und d): nach Einbau einer Domänenwand im Antiferromagnet [23]

Um das Auftreten des Exchange Bias Effektes zu erklären, geht Malozemoff von einer Domänenbildung aus. Die Energie des Systems in Abb. 2-8 kann durch Einbau einer Domänenwand im Antiferromagnet verringert werden, wie in Abb. 2-8 c) und d) dargestellt ist. Die Domänenwände sind hier im Gegensatz zum Modell von Mauri senkrecht zur Grenzfläche orientiert. Im Bereich der Domänenwände ist der Antiferromagnet dadurch lokal unkompensiert. Die Bildung der Domänen erfolgt nur dann, wenn insgesamt eine Energieminimierung für das System resultiert, d.h. wenn der Energieaufwand zur Bildung der Domänen kleiner als der Energiegewinn durch die Reduzierung der energetisch ungünstigen Spinpaarungen ist. Die Mittelung der lokalen Verschiebungsfelder erfolgt hier über die mikroskopischen Domänenflächen. Die Verschiebungsfelder der einzelnen Domänen werden schließlich addiert und man erhält für das makroskopische Exchange Bias Feld einen Wert ungleich Null. Die energetisch günstige Domänengröße schätzte Malozemoff auf $L \approx \pi\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$. In Gleichung (2.11) wird der Ausdruck $J_{int}S_F S_{AF}$ durch die Kopplungsenergie $\Delta\sigma = 2zA_{AF}/\pi L$ ersetzt. z ist dabei eine Zahl im einstelligen Bereich und kennzeichnet die Anzahl der ungünstigen Spinpaarungen. Für die Abschätzung des Exchange Bias Feldes folgt daraus der Ausdruck

$$H_{EB} \cong \frac{2z\sqrt{A_{AF}K_{AF}}}{\pi^2\mu_0 M_F d_F}. \quad (2.14)$$

Dieser Ausdruck ist der aus dem Modell nach Mauri resultierenden Gleichung (2.13) sehr ähnlich. Das Modell von Malozemeff geht jedoch von einem einkristallinen System aus, was experimentell nicht immer gegeben ist. Damit kann auch dieses Modell nicht alle Zusammenhänge des Exchange Bias Effektes erklären. [9; 23; 22]

2.2.2.4 Domain State Modell

Das Domain State Modell wurde von Nowak et al. [24; 25] eingeführt und beschreibt die Entstehung des Exchange Bias Effektes durch die Wechselwirkung von

nichtmagnetischen Defekten und den Domänenwänden des Antiferromagneten. Dabei ist es energetisch günstig, wenn die Domänenwände durch die nichtmagnetischen Defekte verlaufen, da sich dadurch die notwendige Energie zur Bildung der Domänengrenzen verringert. Eine Erhöhung der Defektzahl erhöht folglich auch die Zahl der Domänen, die sich während des Abkühlens im Einkühlfeld bilden und anschließend eine Nettomagnetisierung aufweisen. Demzufolge erhöht sich auch das Austauschfeld. Weiterhin entstehen im Antiferromagnet durch die Defekte Bereiche, in denen sich die Spins nicht mehr kompensieren. Dadurch erhöht sich ebenfalls das Nettomoment des Antiferromagneten und folglich das Exchange Bias Feld. Mit diesem Modell kann die experimentell beobachtete Abhängigkeit des Exchange Bias Feldes von der Defektdichte [26; 27] sowie von der Korngröße [28] des Antiferromagneten erklärt werden.

2.2.2.5 Abschließende Bemerkungen

Allen Modellen zur Beschreibung des Exchange Bias Effektes ist gemeinsam, dass sie vereinfachende Annahmen treffen und damit keine genaue Vorhersage des Austauschfeldes liefern. Weiterhin können einige experimentelle Beobachtungen mit den theoretischen Modellen nicht erklärt werden oder es treten sogar Widersprüche auf. Zwar existieren neben den hier aufgeführten Modellen noch weitere theoretische Ansätze, die einzelne Diskrepanzen aufheben sollen (Modell von Schulthess und Butler [29; 30], Modell von Stiles und McMichael [31], Spinwellenmodell [32; 33]), aber eine allgemeine mikroskopische Erklärung des Phänomens gibt es noch nicht. Ursache dafür ist, dass das Verhalten eines Exchange Bias Systems sehr stark von der Beschaffenheit der Grenzfläche zwischen Antiferromagnet und Ferromagnet abhängt. Dabei spielen u.a. Rauigkeit, Defekte, Korngröße und die genaue Spinkonfiguration eine bedeutende Rolle.

2.2.3 In-plane und out-of-plane Exchange Bias

Die durch den Exchange Bias Effekt hervorgerufene Vorzugsrichtung der Magnetisierung in der ferromagnetischen Schicht kann sowohl parallel zur Schichtebene als auch parallel zur Schichtnormalen orientiert sein. Man spricht daher von in-plane und out-of-plane (bzw. senkrechtem) Exchange Bias.

Um ein in-plane Exchange Bias Feld zu erhalten, muss die magnetische Anisotropie der gepinnten ferromagnetischen Schicht entlang der Schichtebene orientiert sein. In Kombination mit einer antiferromagnetischen Schicht kann durch einen Feldkühlprozess ein Exchange Bias parallel zur Schichtebene realisiert werden.

Entsprechend kann in einer ferromagnetischen Schicht mit senkrechter Anisotropie ein out-of-plane Exchange Bias gesetzt werden. Zum Beispiel zeichnen sich (Pt/Co)-Multilagendadurch aus, dass sie senkrecht anisotrop sind. D.h. die leichte Achse der Magnetisierung ist entlang der Schichtnormalen orientiert. In Kombination mit der antiferromagnetischen Schicht führt ein Feldkühlprozess im senkrechten Magnetfeld folglich zu einem senkrechten Exchange Bias.

2.2.4 Anwendung in Spin Valve Systemen

Anwendung findet der Exchange Bias Effekt in Spin Valve Systemen. Dabei handelt es sich um GMR-Schichtsysteme, in denen eine der beiden ferromagnetischen Schichten an eine zusätzliche antiferromagnetische Schicht gekoppelt ist (Abb. 2-9). Dadurch wird die $M(H)$ -Kurve des Ferromagneten längs der H -Achse verschoben, sodass der Ferromagnet eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung erhält. Diese Magnetisierungsrichtung wird in einem Feldstärkebereich $H < H_{EB}$ „festgehalten“. Man spricht daher auch von einer gepinnten ferromagnetischen Schicht (*pinned layer*), die in dem GMR-Schichtsystem als Referenzschicht dient. Folglich kann die Magnetisierungsrichtung der freien ferromagnetischen Schicht (*free layer*) durch ein äußeres Magnetfeld gedreht werden, während die gepinnte Schicht in ihrer ursprünglichen Magnetisierungsrichtung verharrt. Infolge des GMR-Effektes ändert sich dabei der Widerstand des Systems. In diesem Feldstärkebereich kann ein Spin Valve System folglich als Magnetfeldsensor eingesetzt werden. Abb. 2-10 zeigt eine schematische $M(H)$ -Hysteresekurve eines Spin-Valve-Systems. Bei kleinen magnetischen Feldstärken wird zunächst nur die freie ferromagnetische Schicht ummagnetisiert, was in einer antiparallelen Ausrichtung der Magnetisierungsrichtungen resultiert. Bei höheren Magnetfeldstärken schaltet schließlich auch die Magnetisierungsrichtung der gepinnten ferromagnetischen Schicht um und die Magnetisierungsrichtungen sind wieder parallel ausgerichtet.

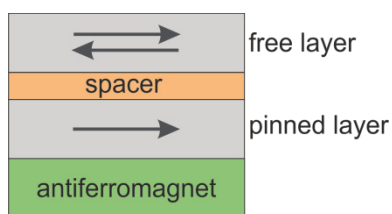


Abb. 2-9: einfaches Spin Valve System

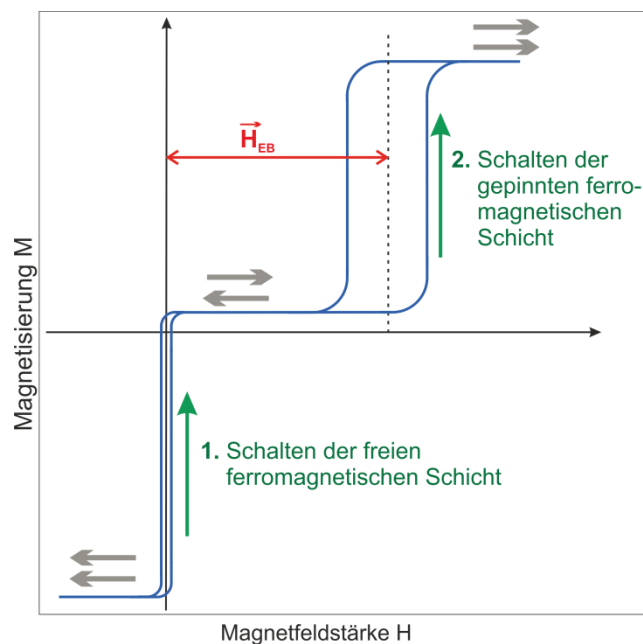


Abb. 2-10: $M(H)$ -Hysteresekurve eines Spin Valve Systems. Die grauen Pfeile kennzeichnen die relative Orientierung der freien und gepinnten ferromagnetischen Schicht zueinander.

Abb. 2-11 a) zeigt eine reale $M(H)$ -Hysteresekurve eines Spin Valve Systems und die aus dem Ummagnetisierungsvorgang resultierende Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von der Magnetfeldstärke (Abb. 2-11 b). Der Zustand antiparalleler Orientierung der beiden ferromagnetischen Schichten ist aufgrund des GMR-Effektes

durch einen erhöhten Widerstand gekennzeichnet. Diese Abhängigkeit des Widerstandes von Orientierung und Stärke eines äußeren Magnetfeldes kann zur Detektion von Magnetfeldern ausgenutzt werden. Daher werden Spin-Valve-Systeme als Magnetfeldsensoren eingesetzt. [9; 10]

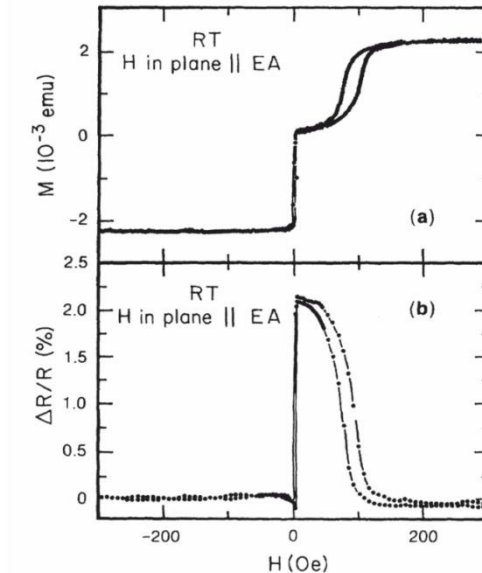


Abb. 2-11: $M(H)$ -Hysteresekurve (a) und resultierende Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke (b) eines Spin-Valve-Systems [34]²

2.3 Magnetooptische Effekte

2.3.1 Faraday-Effekt

Der Faraday-Effekt wurde 1845 von Michael Faraday entdeckt. Er beschreibt die Drehung der Polarisationssebene linear polarisierten Lichts beim Durchgang durch ein magnetooptisches Medium, auf das ein Magnetfeld parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichts wirkt. Es handelt sich also um einen magnetooptischen Effekt, der in Transmission beobachtet wird. Der Drehwinkel β_F ist dabei proportional zur durchstrahlten Länge d des Mediums und zur magnetischen Flussdichte B des Magnetfeldes (Abb. 2-12).

$$\beta_F = V \cdot d \cdot B \quad (2.15)$$

Der Proportionalitätsfaktor ist die Verdet-Konstante V . Sie beschreibt die Stärke des Faraday-Effektes und ist abhängig von der Wellenlänge des Lichts und der Brechzahl des magnetooptischen Mediums.

² emu (*electromagnetic unit*) ist die Einheit des magnetischen Moments im cgs-System. Die Umrechnung in die SI-Einheit erfolgt über $10^3 emu = 1 A/m^2$.

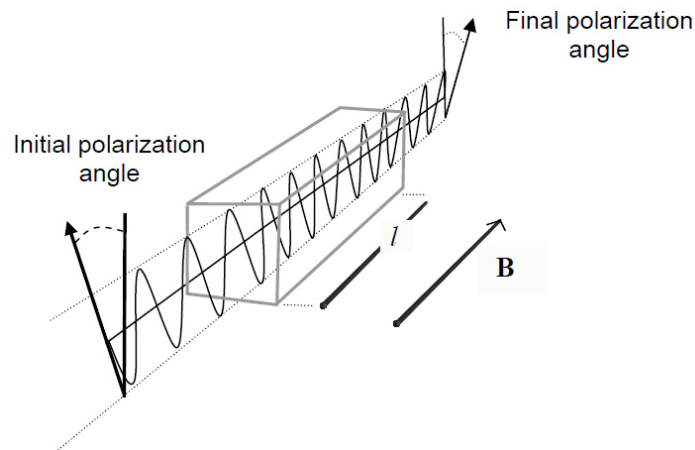


Abb. 2-12: schematische Darstellung der Faraday-Drehung [35]

Linear polarisiertes Licht besteht aus der Überlagerung zweier entgegengesetzt zirkular polarisierter Wellen mit gleicher Frequenz und Phase. Beim Durchgang durch das magnetooptische Medium tritt Doppelbrechung auf, d.h. die elektromagnetische Welle wird in die zwei zirkular polarisierten Anteile zerlegt. Die beiden zirkular polarisierten Wellen weisen aufgrund der verschiedenen Brechungsindizes unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten auf. Dadurch kommt es zu einer Phasenverschiebung zwischen den beiden Anteilen und infolgedessen zur Drehung der Polarisationssebene. Daher wird der Faraday-Effekt auch als zirkulare magnetische Doppelbrechung bezeichnet. Die meisten dielektrischen Substanzen weisen ein solches Verhalten auf, wenn sie einem starken magnetischen Feld ausgesetzt sind. [35; 36]

2.3.2 Magnetooptischer Kerr-Effekt

Der magnetooptische Kerreffekt (MOKE) ist ein magnetooptischer Effekt, der in Reflexion auftritt. Er wurde 1876 von John Kerr entdeckt und beschreibt die Drehung der Polarisationssebene sowie die Änderung des Polarisationszustandes in elliptisch polarisiert bei der Reflexion linear polarisierten Lichts an einem magnetisierten Medium (Abb. 2-13).

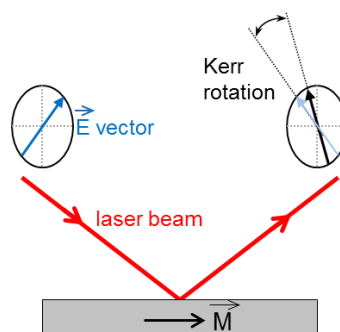


Abb. 2-13: Schematische Darstellung des magnetooptischen Kerr-Effektes

Eine anschauliche Erklärung für diesen Effekt kann mithilfe der Lorentz-Kraft erfolgen. Das elektrische Feld der einfallenden elektromagnetischen Welle regt die Elektronen im

Material zu Schwingungen parallel zur Polarisationsrichtung an. Eine Magnetisierung des Körpers führt dazu, dass auf die bewegten Elektronen zusätzlich eine Kraft senkrecht zu Polarisations- und Magnetisierungsrichtung wirkt, die sogenannte Lorentz-Kraft. Folglich führen die Elektronen in dieser Richtung eine sekundäre Bewegung aus, die zur Kerr-Amplitude, einem zusätzlichen Beitrag zum reflektierten Licht führt. Nach dem Superpositionsprinzip erhält der elektrische Feldvektor des reflektierten Lichts daher eine zweite Komponente senkrecht zu seiner ursprünglichen Schwingungsrichtung. Das führt zu einer Drehung der Polarisationsrichtung und zur Änderung des Polarisationszustandes in elliptisch polarisiertes Licht. Da die Lorentz-Kraft direkt proportional zur Magnetfeldstärke ist, ist auch der Drehwinkel der Polarisationsrichtung proportional zur Magnetisierung des reflektierenden Körpers. Diese Abhängigkeit nutzt man in der Kerr-Magnetometrie aus, um den Magnetisierungszustand von Proben zu bestimmen und M(H)-Hysteresekurven aufzunehmen.

Je nach Orientierung der Magnetisierungsrichtung zur Einfallsebene des Lichts unterscheidet man den polaren, longitudinalen und transversalen Kerreffekt (Abb. 2-14). Beim polaren Kerreffekt ist die Magnetisierungsrichtung des Mediums senkrecht zur reflektierenden Oberfläche orientiert. Vom longitudinalen Kerreffekt spricht man, wenn die Magnetisierungsrichtung parallel zur reflektierenden Oberfläche orientiert ist und in der Einfallsebene liegt. Ist die Magnetisierungsrichtung hingegen senkrecht zur Einfallsebene und ebenfalls parallel zur Oberfläche orientiert, dann handelt es sich um den transversalen Kerreffekt.

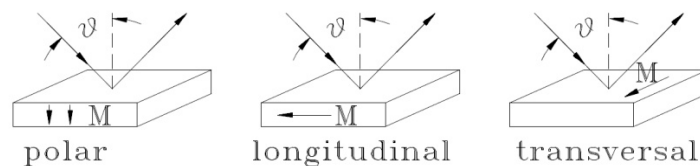


Abb. 2-14: Einteilung des magneto-optischen Kerr-Effektes [37]

3 Stand der Technik

Aufgrund der aktiven Forschung und Entwicklung auf dem Gebiet nichtflüchtiger Speichertechnologien und neuer Spin-basierter Logikschaltungen ist das Interesse an den magnetoresistiven Effekten, dem Exchange Bias Effekt sowie an Spin-Valve-Systemen sehr groß. Folglich war die Beeinflussung der Austauschanisotropie bereits Gegenstand zahlreicher Untersuchungen. Viele Untersuchungen sind dabei auf dem Gebiet der Grundlagenforschung angesiedelt, um die Ursachen und Abhängigkeiten des Exchange Bias Effektes näher zu beleuchten. Aber auch die technische Anwendung der Austauschanisotropie sowie Prozesse zur gezielten Beeinflussung werden untersucht.

Aufgrund der komplexen Ursachen und Abhängigkeiten der Austauschanisotropie existieren viele Methoden zur Beeinflussung des Exchange Bias Feldes. Bisher befassten sich viele Untersuchungen mit den Abhängigkeiten des Exchange Bias Effektes von strukturellen Veränderungen. Auch das gezielte Umschalten der gepinnten Magnetisierungsrichtung durch magnetisches oder magnetoelektrisches Feldkühlen wurde untersucht. Von besonderem Interesse für den Einsatz in spintronischen Bauelementen ist das isothermische Schalten des Exchange Bias bei Raumtemperatur. Die Verfahren werden im Folgenden kurz erläutert.

3.1 Beeinflussung des Exchange Bias Feldes durch strukturelle Veränderungen

In [38] wurde die Auswirkung einer Wärmebehandlung im Magnetfeld auf ein $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(25\text{ nm})/\text{Cr}_{50}\text{Mn}_{50}(60\text{ nm})$ Exchange Bias System untersucht. Die Wärmebehandlung wurde im Vakuum bei einem externen Magnetfeld mit einer Stärke von 47,8 kA/m (entspricht an Luft einer magnetischen Flussdichte von 60 mT) vorgenommen. Die Erhitzung auf Temperaturen zwischen 310°C und 340°C führte zu einem erheblichen Anstieg der Exchange Bias Feldstärke und der Koerzitivfeldstärke. Als Ursache wurde hier die Diffusion von Mn-Atomen in die $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Schicht diskutiert. Demnach wird dabei eine neue ferromagnetische FeNiMn-Phase gebildet, die eine zusätzliche Austauschkopplung der $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ – Körner und damit eine Zunahme des Exchange Bias Feldes bewirkt. Weiterhin wird die Erhöhung der Exchange Bias Feldstärke der größeren Grenzflächenrauigkeit aufgrund der Mn-Diffusion zugeschrieben.

Auch in [39] wurde die Wärmebehandlung eines Exchange Bias Systems im externen Magnetfeld untersucht. Hier wurde ebenfalls festgestellt, dass eine lange Wärmebehandlung (270°C für bis zu 60 Stunden) zu einem deutlichen Anstieg des Exchange Bias Feldes und sogar der Blocking-Temperatur führt. Da die Blocking-Temperatur Werte deutlich oberhalb der Néel-Temperatur von FeMn erreichten, wurde

auch hier auf eine neue Austauschkopplung mit einer neu entstandenen Legierung geschlossen. Dabei handelte es sich offenbar ebenfalls um eine NiMnFe-Legierung, die eine starke antiferromagnetische Ordnung aufweist und durch Kopplung an NiFe eine stärkere Austauschanisotropie bewirkt.

Der Einfluss struktureller Veränderungen in einem Exchange Bias Schichtsystem auf die Austauschanisotropie wurde auch in [40] untersucht. Dafür wurde ein NiMn/Co System mit Laserstrahlung der Wellenlänge 1064 nm und der Pulsdauer 9 ns unter Variation der Pulsanzahl und der Fluenz bestrahlt. Es zeigte sich, dass die Bestrahlung mit kurzen Laserpulsen zu einem Wachstum der Korngröße und einer zunehmenden (111)-Struktur in der NiMn-Schicht führt. Infolgedessen erhöhte sich das Exchange Bias Feld, das nach einer anschließenden Wärmebehandlung im Magnetfeld erreicht werden konnte. Laserstrahlung bietet damit eine Möglichkeit zur Optimierung der Mikrostruktur und damit der magnetischen Eigenschaften von NiMn-basierten Exchange Bias Systemen.

Der Einfluss von Ionenbestrahlung auf die Mikrostruktur in Exchange Bias Systemen und die damit verbundene Änderung der Exchange Bias Feldstärke wurde unter anderem in [41; 42; 20] untersucht. In [41] wurde gezeigt, dass das Exchange Bias Feld sowie die Koerzitivfeldstärke durch Ionenbestrahlung mit variierter Dosis und Beschleunigungsspannung gezielt reduziert werden können. Als Ursache wurde eine zunehmende Grenzflächenvermischung diskutiert. In [42] wurde neben der Beeinflussung der Stärke auch die Beeinflussung der Orientierung des Exchange Bias Feldes durch lokale Ionenbestrahlung im externen Magnetfeld untersucht. Die Untersuchungen fanden an einem FeNi/FeMn System statt. Während die Probe einem äußeren Magnetfeld mit einer Stärke von 79,6 kA/m (entspricht an Luft einer magnetischen Flussdichte von 100 mT) ausgesetzt war, wurde sie lokal mit einem He-Ionenstrahl variierter Dosis bestrahlt. Das Magnetfeld wurde sowohl parallel als auch antiparallel zum ursprünglichen Exchange Bias Feld ausgerichtet. Bei paralleler Ausrichtung zeigte sich, dass eine kleine Ionendosis von $2,5 \cdot 10^4$ Ionen/cm² zu einer Zunahme des Exchange Bias Feldes führt. Höhere Dosen führten hingegen zu einer Abschwächung der Austauschanisotropie. Bei antiparalleler Ausrichtung des externen Magnetfeldes wurde ein Umschalten des Exchange Bias Feldes beobachtet. D.h. die gepinnte Magnetisierungsrichtung wurde umgepolt. Bei geringer Dosis war das resultierende Exchange Bias Feld wiederum betragsmäßig größer als das ursprüngliche. Die Bestrahlung mit höherer Dosis führte ebenfalls zu einer Abnahme des Exchange Bias Feldes. Als Ursache für die Verstärkung der Austauschanisotropie bei Bestrahlung mit kleiner Ionendosis wurden die dabei generierten Defekte in der antiferromagnetischen Schicht diskutiert. Eine hohe Zahl an Defekten führt zur Ausbildung vieler Domänenwände, was wiederum eine hohe Austauschanisotropie verursacht. Eine Grenzflächenvermischung hingegen verringert den Exchange Bias Effekt. Bei geringer Ionendosis tritt kaum Grenzflächendurchmischung auf, sodass der Effekt der defektinduzierten Domänenwände überwiegt und eine Erhöhung des Exchange Bias Feldes beobachtet werden kann. Eine höhere Ionendosis führt jedoch zu verstärkter Grenzflächendurchmischung und damit zur Abschwächung der

Austauschanisotropie. Auch in [20] wurde dieses Verhalten beim Umschalten der gepinnten Magnetisierungsrichtung durch Ionenbestrahlung gezeigt.

3.2 Elektrisches Schalten des Exchange Bias Feldes

Um ein elektrisches Schalten des Exchange Bias Feldes zu ermöglichen, werden Spin-Valve-Systeme mit magnetoelektrischem Antiferromagnet eingesetzt. In einem magnetoelektrischen Material wird durch ein angelegtes elektrisches Feld ein magnetisches Moment erzeugt. Auf diese Weise kann der magnetische Zustand einer benachbarten austauschgekoppelten ferromagnetischen Schicht elektrisch beeinflusst werden. Die elektrische Kontrolle des Exchange Bias Feldes wird dabei in das indirekte und direkte elektrische Schalten unterteilt. Beim indirekten Schalten handelt es sich um das magnetoelektrische Feldkühlen, d.h. das Kühlen von einer Temperatur oberhalb der Blocking-Temperatur in magnetischen und elektrischen Einfrierfeldern. Die Orientierung des Exchange Bias Feldes kann dabei durch die Richtung des anliegenden elektrischen Feldes bestimmt werden. Beim magnetoelektrischen Feldkühlen wird eine der 180° gegeneinander verdrehten antiferromagnetischen Domänen energetisch bevorzugt. Infolgedessen werden die Grenzflächenmagnetisierung des Antiferromagneten und damit die Orientierung des Exchange Bias Feldes festgelegt. Borisov et al. zeigten das magnetoelektrische Feldkühlen für ein senkrecht Exchange Bias System aus einer Co/Pt-Multilage und Cr₂O₃ als magnetoelektrischen Antiferromagnet [43; 44; 45; 46].

Das direkte elektrische Schalten hingegen erfolgt isothermisch und ist aufgrund seiner Bedeutung für das elektrische Beschreiben von nichtflüchtigen magnetischen Speichermedien Gegenstand vieler aktueller Untersuchungen. Viele Untersuchungen widmeten sich dabei dem Einsatz von multiferroischen Materialien. Multiferroika weisen mehrere ferroische Ordnungszustände auf, wie z.B. Antiferromagnetismus und ferroelektrische Polarisation. Diese Koexistenz macht sie interessant, da dadurch eine stärkere magnetoelektrische Reaktion erwartet wird. Jedoch ist die Kopplung zwischen den ferroischen Ordnungszuständen typischer Weise eher schwach, sodass diese Erwartung nicht erfüllt wird. Daher beschäftigen sich viele Untersuchungen mit der Erforschung neuer multiferroischer Materialien [47]. In [48] wurde schließlich das reversible, direkte elektrische Schalten des Exchange Bias Feldes bei Raumtemperatur an einem Pd/Co-Multilagensystem mit Cr₂O₃ als magnetoelektrischen Antiferromagnet demonstriert.

3.3 Schalten des Exchange Bias Feldes durch magnetisches Feldkühlen

Die einfachste Methode zur Beeinflussung des Exchange Bias Feldes ist das magnetische Feldkühlen. Der Begriff Feldkühlen stammt hierbei von der englischen Bezeichnung „*field cooling*“, die weithin ins Deutsche übernommen wurde und auch im

Folgenden verwendet wird. Dabei wird das Schichtsystem auf eine Temperatur oberhalb der Blocking-Temperatur des Antiferromagneten aufgeheizt. Anschließend erfolgt die Abkühlung im externen Magnetfeld, durch dessen Orientierung die Ausrichtung des Exchange Bias Feldes beeinflusst wird. Das magnetische Feldkühlen kann dabei anhand der eingesetzten Wärmequelle unterschieden werden. Eine ganzflächige Heizung kann z.B. in einem Ofen stattfinden und führt zu einer ganzflächigen Beeinflussung des Exchange Bias. Im Unterschied dazu kann durch den Einsatz von Laserstrahlung eine räumlich begrenzte Erwärmung und damit selektive Beeinflussung des Exchange Bias Feldes erfolgen.

3.3.1 Einfluss der magnetischen Feldstärke beim Feldkühlprozess

Die Abhängigkeit des Exchange Bias Feldes von Temperatur und Einfrierfeldstärke beim ganzflächigen Tempern war Gegenstand der Untersuchungen in [45; 49]. In [45] wurde gezeigt, dass die Stärke des Exchange Bias Feldes signifikant von der magnetischen Feldstärke des Einfrierfeldes abhängt. Dieses Verhalten wurde in einem Feldstärkebereich beobachtet, der noch nicht zu einer Sättigung der Magnetisierung des Ferromagneten führt. Dabei stellte sich ein linearer Zusammenhang zwischen dem magnetischen Moment der ferromagnetischen Schicht und der resultierenden Exchange Bias Feldstärke heraus. Bei Annäherung der magnetischen Feldstärke an die Sättigungsfeldstärke des Ferromagneten wurde eine Abweichung von der linearen Abhängigkeit festgestellt. Das sich einstellende Exchange Bias Feld gelangte in diesem Bereich ebenfalls in die Sättigung. Dieses Verhalten entspricht dem Modell von Meiklejohn und Bean (Gl. 2.11) und lässt vermuten, dass die maximale Exchange Bias Feldstärke bei magnetischen Feldstärken erreicht wird, die zur Sättigungsmagnetisierung des Ferromagneten führen. In [49] hingegen wurde eine Abhängigkeit von der Einfrierfeldstärke über die Sättigungsfeldstärke des Ferromagneten hinaus festgestellt. Die Einfrierfeldstärke wurde dafür bis auf 5,5 T erhöht, was zu einer leichten Zunahme des resultierenden Exchange Bias Feldes führte. Als Ursache für dieses Verhalten wurde die Ausrichtung der unkompensierten Grenzflächenspins des Antiferromagneten entlang der Einfrierfeldrichtung diskutiert. Demnach steigt der Anteil der in Feldrichtung ausgerichteten unkompensierten Spins mit zunehmender magnetischer Feldstärke. Neben dem magnetischen Moment des gesättigten Ferromagneten führt bei hohen Feldstärken also offenbar auch das Magnetfeld selbst zur zunehmenden Ausrichtung der unkompensierten Grenzflächenspins und damit zu einer erhöhten Exchange Bias Feldstärke.

3.3.2 Magnetisches Feldkühlen mittels Laserstrahlung

Ergebnisse zum magnetischen Feldkühlen unter Einsatz von statisch eingestrahelter, kontinuierlicher Laserstrahlung wurden bereits in [50] und [51] publiziert. In [50] wurde die teilweise Umkehr des in-plane Exchange Bias in strukturierten NiFe/FeMn-Schichten untersucht. Die Versuche wurden an einem Zweischichtsystem

Ta(5 nm)/NiFe(11 nm)/FeMn(16 nm)/Ta(5 nm) und an einem Dreischichtsystem Ta(5 nm)/NiFe(11 nm)/FeMn(16 nm)/NiFe(7 nm)/Ta(5 nm) durchgeführt, denen bereits während der Abscheidung ein Exchange Bias Feld aufgeprägt wurde. Die Schichten waren in Streifen mit einer Fläche von $1 \times 15 \text{ mm}^2$ strukturiert. Für die Erhitzung kam ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser der Wellenlänge 532 nm im kontinuierlichen Betrieb zum Einsatz. Die Schichtstreifen wurden mit dem Laserstrahl statisch für 15 min beaufschlagt, während eine externe magnetische Flussdichte von 60 mT in entgegengesetzter Richtung zum Magnetfeld während des Abscheidungsprozesses angelegt wurde. Der Laserstrahldurchmesser am Bearbeitungsort betrug dabei 1 mm. Die Versuche wurden anhand der Magnetwiderstandskurven ausgewertet. Die kontinuierliche Energiezufuhr durch die lange Einwirkdauer des cw-Laserstrahls führte dabei bereits bei kleinen Laserstrahlleistungen zu einer starken Erhitzung. Die Bestrahlung mit einer Laserleistung von 200 mW (Intensität 51 W/cm^2) führte zu einer lokalen Umkehr der Magnetisierungsrichtung. Mit 400 mW Laserleistung (Intensität 102 W/cm^2) konnte fast der gesamte Schichtstreifen ummagnetisiert werden. Dabei traten jedoch starke sichtbare Schäden des direkt bestrahlten Bereichs sowie Mn-Diffusion und Vermischung zwischen den Schichten auf.

In [51] wurde hingegen die teilweise Umkehr eines out-of-plane Exchange Bias mittels Laserstrahlung vorgenommen. Untersucht wurden ein Exchange Bias System Ta(2,1 nm)/[Pd(0,6 nm)/Co(0,2-0,23 nm)] \times 5/FeMn(11 nm)/Ta(2,1 nm) und ein Spin-Valve-System Ta(2,1 nm)/[Pd(0,6 nm)/Co(0,23 nm)] \times 2/Cu(2,25 nm)/Co(0,23 nm)/[Pd(0,6 nm)/Co(0,23 nm)] \times 2/FeMn(11 nm)/Ta(2,1 nm). Die Schichtstapel wurden in quadratische Flächen von $1 \times 1 \text{ mm}^2$ strukturiert und wieder für 15 min mit einem kontinuierlichen, frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser der Wellenlänge 532 nm beaufschlagt. Der Laserstrahldurchmesser am Bearbeitungsort betrug wieder 1 mm. Währenddessen wurde eine externe magnetische Flussdichte von 200 mT angelegt. Die Ergebnisse wurden anhand der mittels MOKE-Messungen aufgenommenen Hysteresekurven analysiert. Vor der lasergestützten Beeinflussung des Exchange Bias Systems wies dieser eine um das Exchange Bias Feld verschobene einstufige Magnetisierungshysteresekurve auf. Nach der Bestrahlung mit einer Laserleistung von 100 mW (Intensität 25 W/cm^2) trat eine zweistufige Hysteresekurve auf, da das Exchange Bias Feld lokal begrenzt umgepolt wurde. Mit einer höheren Laserleistung von 400 mW (Intensität 102 W/cm^2) vergrößerte sich der umgepolte Bereich (Abb. 3-1). Das Spin-Valve-Schichtsystem zeigte vor der Beeinflussung eine zweistufige Magnetisierungshysteresekurve, da die gepinnte und die freie ferromagnetische Schicht bei verschiedenen Magnetfeldstärken umschalten. Nach der Laserbestrahlung im externen Magnetfeld wurden dreistufige Hysteresekurven festgestellt (Abb. 3-2). D.h. das Exchange Bias Feld wurde auch hier lokal begrenzt umgekehrt. Außerdem wurde die Abhängigkeit von der Strukturgröße untersucht. Dafür wurden Strukturen verschiedener Größe ($400 \times 400 \text{ }\mu\text{m}^2$ bis $5 \times 5 \text{ }\mu\text{m}^2$) jeweils mit einer Laserleistung von 200 mW (Intensität 51 W/cm^2) bestrahlt. Dabei stellte sich heraus, dass die verwendete Laserleistung und Spotgröße ausreichten um eine Fläche von $100 \times 100 \text{ }\mu\text{m}^2$ vollständig umzupolen.

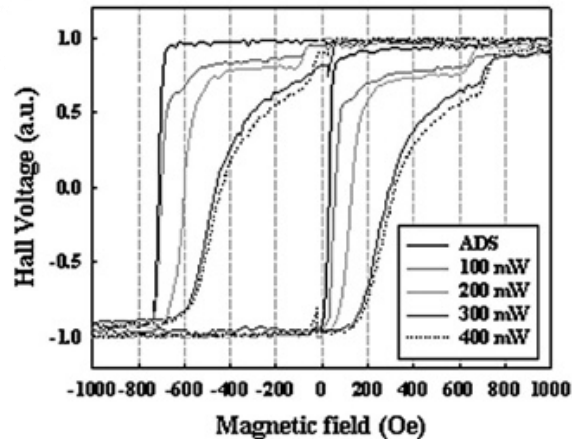


Abb. 3-1: Hysteresekurven des Exchange Bias Systems. Einstufiger Verlauf vor der Laserstrahlbeeinflussung (ADS - as deposited) und zweistufiger Verlauf nach der teilweisen Neuausrichtung des Exchange Bias Feldes. [51]

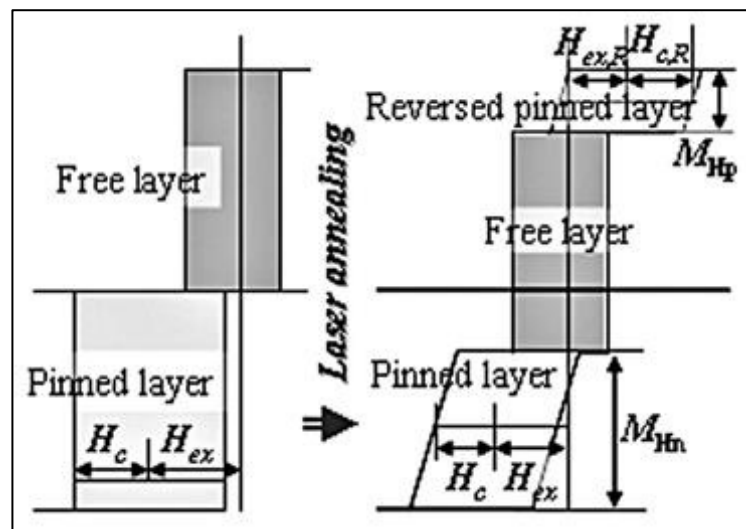


Abb. 3-2: Schematische Hysteresekurven des Spin-Valve-Systems. Zweistufiger Verlauf vor der Laserstrahlbeeinflussung und dreistufiger Verlauf nach der teilweisen Neuausrichtung des Exchange Bias Feldes. [51]

Weiterhin wurde in [52] bereits der Einsatz von Laserpulsen zum magnetischen Feldkühlen untersucht. Dafür wurde ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser der Wellenlänge 532 nm mit einer Pulsdauer von 7 ns eingesetzt. Der Laserstrahldurchmesser am Bearbeitungsort betrug etwa 3 mm. Die Untersuchungen fanden an einem NiO(50 nm)/NiFe(5 nm)/Ta(2 nm) –Schichtsystem mit in-plane Exchange Bias statt. Die Proben mit einem Durchmesser von 2,5 mm wurden mit verschiedenen Fluenzen und einer variierten Anzahl an Laserpulsen bestrahlt. Das dabei anliegende Magnetfeld wurde ebenfalls in seiner Magnetfeldstärke variiert. Die Auswertung erfolgte mittels Kerr-Magnetometrie. Die Ergebnisse zeigten, dass das Exchange Bias Feld ab einer Fluenz von 25 mJ/cm^2 (Pulsspitzenintensität von $1,7 \text{ MW/cm}^2$) auf der gesamten Fläche der Probe neu orientiert wurde. D.h. es war eine Laserstrahlfluenz von 25 mJ/cm^2 notwendig, um die Probe auf ganzer Fläche über die Néel-Temperatur zu erhitzen. Kleinere Fluenzen führten nur zu einer lokal begrenzten

Neuorientierung des Exchange Bias Feldes. Weiterhin wurde festgestellt, dass die Anzahl der Laserpulse dabei keinen Einfluss hat. Auch die Magnetfeldstärke, die im Bereich 55 – 200 kA/m (entspricht an Luft einer magnetischen Flussdichte von 69 – 251 mT) variiert wurde, zeigte keinen Einfluss auf die resultierende Exchange Bias Feldstärke. Außerdem zeigte sich, dass die resultierenden Exchange Bias Feldstärken kleiner waren als die ursprünglich durch Tempern erreichten Werte. Durch erneutes Tempern nach der Laserbestrahlung wurde der ursprüngliche Wert jedoch wieder erreicht, sodass strukturelle Veränderungen infolge der Laserbestrahlung als Ursache ausgeschlossen werden konnten. Daher wurde die kurze Pulsdauer und die damit verbundene kurze Aufheiz- und Abkühlphase als Ursache diskutiert. Es wurde vermutet, dass sich in dieser kurzen Zeit nur ein Teil der Bereiche im Antiferromagneten neu ausrichten können, sodass keine einheitliche Richtung der Austauschisotropie besteht. Infolgedessen war die Exchange Bias Feldstärke reduziert.

Der lasergestützte Feldkühlprozess mithilfe von Maskenprojektion war Gegenstand der Untersuchungen in [53]. Hierbei wurde ein Spin-Valve System mit FeMn als Antiferromagnet (Blockingtemperatur 140°C) und ein System mit IrMn (Blockingtemperatur 190°C) untersucht. Der Energieeintrag erfolgte durch Laserpulse der Pulsdauer 24 ns und der Wellenlänge 248 nm (KrF-Excimer-Laser). Die Untersuchungen zeigten, dass das Exchange Bias Feld nicht ab einem bestimmten Energieeintrag und damit nicht bei Erreichen einer bestimmten Temperatur komplett umschaltet. Vielmehr erfolgt das Umschalten über einen Temperaturbereich verteilt. D.h. der erreichte Wert der neuorientierten Exchange Bias Feldstärke steigt mit zunehmendem Energieeintrag. Dieses Verhalten wurde mit einer Verteilung der Blocking-Temperatur erklärt. Demnach besitzt jedes Korn der antiferromagnetischen Schicht seine eigene Blocking-Temperatur, die geringfügig vom Mittelwert abweicht. Entsprechend wird das Exchange Bias Feld mit steigender Temperatur in zunehmend vielen Bereichen neu orientiert, bis es schließlich vollständig umgepolt ist. Dabei wurde wiederum festgestellt, dass nicht der ursprüngliche Wert der Exchange Bias Feldstärke erreicht wird. Als Ursache wurde ebenfalls die sehr kurze Aufheiz- und Abkühlphase diskutiert. Weiterhin zeigte sich, dass das Exchange Bias Feld ab einem bestimmten Energieeintrag abgeschwächt wird. Anhand von Tiefenprofilen mittels Auger-Elektronen-Spektroskopie konnte dies auf eine Durchmischung der Schichten zurückgeführt werden.

3.3.3 Abgrenzung der aktuellen Untersuchungen

Im Unterschied zu den bisher publizierten Ergebnissen zu lasergestützten Feldkühlprozessen beschäftigt sich die vorliegende Arbeit mit dem Einsatz schnell abgelenkter fokussierter Laserstrahlung durch Verwendung eines Galvanometerscanners. Mit diesem Verfahren kann das Exchange Bias Feld gezielt in definierten lateralen Bereichen neu orientiert werden. Auf diese Weise kann im direkt schreibenden Verfahren eine schnelle und flexible magnetische Strukturierung erfolgen.

4 Versuchsanordnung und Analysemethoden

4.1 Laseranlage

Für die Untersuchungen kam ein lampengepumpter Nd:YAG-Laser der Emissionswellenlänge 1064 nm zum Einsatz. Er wird durch eine Kryptonbogenlampe kontinuierlich gepumpt und kann durch einen internen akustooptischen Modulator gütegeschaltet betrieben werden. Die Leistungssteuerung erfolgte durch eine variable externe Abschwächung mittels akustooptischem Modulator und nachfolgender Blende zur Selektierung der 1. Beugungsordnung. Für die Neuorientierung des Exchange Bias Feldes muss die Probenoberfläche auf ca. 500 K aufgeheizt werden, sodass nur kleine Laserstrahlintensitäten notwendig sind. Im gütegeschalteten Betrieb werden jedoch aufgrund der kurzen Pulsdauer bereits bei sehr kleinen mittleren Laserstrahlleistungen verhältnismäßig große Laserstrahlintensitäten erreicht. Bei Verwendung von Pulsen mit Pulsdauern von 60 – 200 ns liegen die notwendigen mittleren Laserstrahlleistungen daher im Bereich von nur einigen 10 μW bis einige mW. Um den notwendigen Parameterbereich für eine Neuorientierung des Exchange Bias Feldes mit gepulster Laserstrahlung abdecken zu können, wurden daher zwei weitere, variabel zuschaltbare Abschwächerstufen mit Quarzglasprismen realisiert. Damit konnte die Laserstrahlleistung wahlweise auf 6% oder 0,2% abgeschwächt werden. Der Laserstrahl wurde mithilfe eines Galvanometer-Scanners schnell abgelenkt und durch eine f-Theta-Optik der Brennweite 80 mm fokussiert. Der optische Aufbau mit Leistungssteuerung und Strahlablenkung durch den Scanner wird in Abb. 4-1 veranschaulicht.

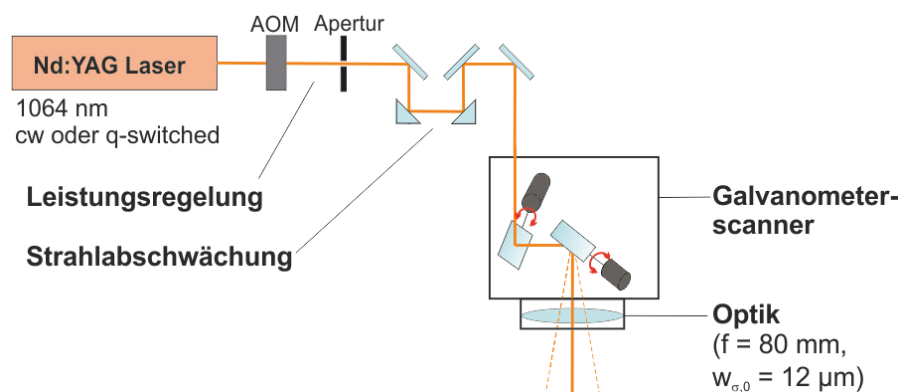


Abb. 4-1: schematische Darstellung des optischen Aufbaus

Zur genauen Charakterisierung wurde der fokussierte Laserstrahl mit Hilfe des Strahldiagnosegerätes MicroSpotMonitor der Firma Primes analysiert. Die Strahlanalyse wurde dabei für verschiedene mittlere Laserleistungen durch Variation des Lampenstroms durchgeführt, wobei die beste Strahlqualität bei einem Lampenstrom von 25 A festgestellt wurde. In den folgenden Untersuchungen wurde der Laser daher immer mit 25 A

Lampenstrom betrieben. Abb. 4-2 zeigt die Ergebnisse der Strahldiagnose ohne zusätzliche Prisma-Abschwächerstufe mit der Strahlkaustik und dem Laserstrahlprofil in Fokussnähe als Falschfarbenbild. Das Laserstrahlprofil ist dabei nicht ideal rotationssymmetrisch, sondern zeigt eine leicht elliptische Form. Abb. 4-3 zeigt eine 3D-Darstellung der räumlichen Intensitätsverteilung in Fokussnähe. Es ist ein näherungsweise gaußförmiger Verlauf erkennbar. Nach der 2.Moment-Methode ergeben sich ein Fokusradius von $11\ \mu\text{m}$ und eine Beugungsmaßzahl M^2 von 1,6. Der angegebene Fokusradius bezieht sich hier jedoch auf die vereinfachende Annahme eines rotationssymmetrischen Strahls. Betrachtet man die die x- und y-Richtung getrennt, wobei die x-Richtung durch die kleinste Strahlabmessung charakterisiert wird, dann ergeben sich die Fokusradien $w_{00x} = 10,6\ \mu\text{m}$ und $w_{00y} = 11,7\ \mu\text{m}$. Für die Berechnung der Laserstrahlintensitäten wurde der Fokusradius anhand der vereinfachenden Annahme eines rotationssymmetrischen Strahls eingesetzt. Die Strahlanalyse wurde ebenfalls für die zwei Konfigurationen des Strahlengangs mit einer bzw. zwei Prisma-Abschwächungsstufen durchgeführt (Tab. 4-1).

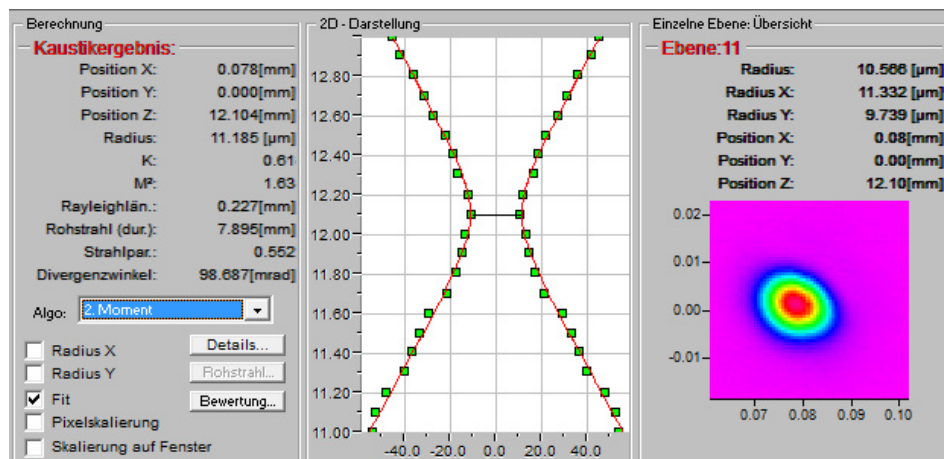


Abb. 4-2: Ergebnis der Strahldiagnose im cw-Betrieb, ohne zusätzliche Prisma-Abschwächerstufe und Fokussierung mittels f-Theta-Optik der Brennweite 80 mm

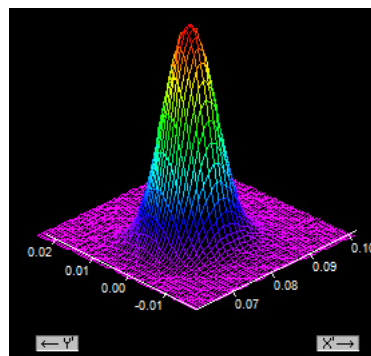
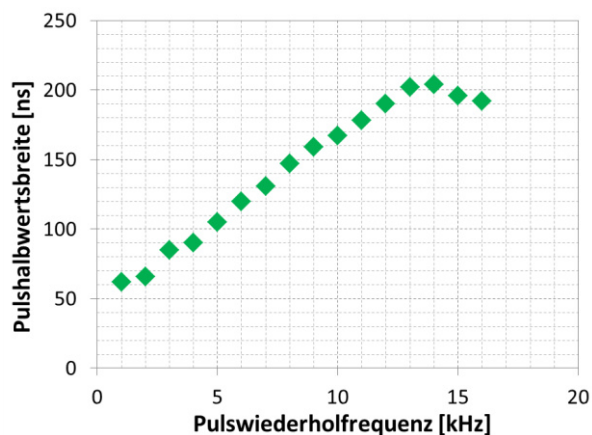


Abb. 4-3: räumliche Intensitätsverteilung in Fokussnähe

Tab. 4-1: Ergebnisse der Strahlanalyse für die drei Konfigurationen des Strahlengangs

	Anzahl der zusätzlichen Prisma-Abschwächungsstufen		
	0	1	2
Fokusradius w_{00}	11 μm	11 μm	12 μm
Beugungsmaßzahl M^2	1,6	1,6	1,9
Rayleighlänge z_R	0,23 mm	0,21 mm	0,22 mm

Da die Neuorientierung des Exchange Bias Feldes unter anderem in Abhängigkeit von der Pulsdauer untersucht werden soll, wurde die Pulsdauer in Abhängigkeit von der Pulswiederholrfrequenz bestimmt. Die Pulsdauermessung wurde mithilfe einer negativ vorgespannten Silizium-Fotodiode und einem Oszilloskop durchgeführt. Abb. 4-4 zeigt die Ergebnisse. Die Untersuchungen zur Beeinflussung des Exchange Bias Feldes wurden schließlich bei den Pulswiederholrfrequenzen 1 kHz, 5 kHz, 10 kHz und 13 kHz mit den zugehörigen Pulsdauern 62 ns, 105 ns, 167 ns und 202 ns durchgeführt.

**Abb. 4-4: Pulsdauer in Abhängigkeit von der Pulswiederholrfrequenz**

4.2 Bereitstellung des Magnetfeldes

Neben der lokalen Erwärmung durch die Laserstrahlung ist auch ein externes Magnetfeld erforderlich um das Exchange Bias Feld in einem Spin Valve System neu zu orientieren. Hierfür wurden Dauermagnete eingesetzt.

4.2.1 Magnetaufbau für die Beeinflussung des in-plane Exchange Bias

Für die Beeinflussung des in-plane Exchange Bias Feldes sollte ein Aufbau mit zwei gegenüberliegenden Magneten eingesetzt werden. Auf diese Weise kann ein nahezu homogenes Magnetfeld zwischen den Magneten realisiert werden. Durch Veränderung des Abstandes zwischen den Magneten kann dabei die Magnetfeldstärke variiert werden.

Abb. 4-5 zeigt das 3D-CAD-Modell des konstruierten Magnetaufbaus. Der Aufbau wurde mithilfe einer einfachen Linearachse so konstruiert, dass der Abstand zwischen den Magneten und damit die Magnetfeldstärke variiert werden konnte. Dabei befand sich die Achse mit den Magneten zusätzlich auf einem verschiebbaren Schlitten, sodass die Probe immer mittig zwischen den Magneten positioniert werden konnte. Als Auflagefläche für die Probe dient ein 15 mm breiter Aluminiumsteg, der zugleich den minimalen Abstand zwischen den Magneten festlegt. Die NdFeB -Permanentmagnete mit den Maßen 60 x 30 x 15 mm wurden in die dafür vorgesehenen Aluminiumrahmen eingeklebt.

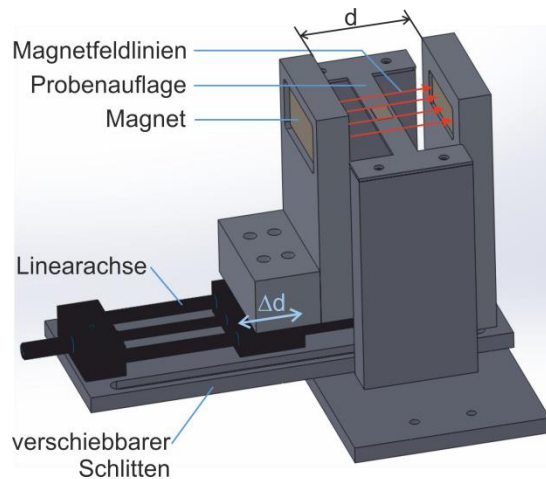


Abb. 4-5: 3D-CAD-Modell des Magnetaufbaus

Zur Bestimmung der magnetischen Feldstärke wurden Messungen mit einer kalibrierten Hall-Sonde durchgeführt. Dabei wurde die Ebene, in der sich die Probenauflagefläche befindet, flächig abgetastet. Abb. 4-6 zeigt die Ergebnisse der Messung bei einem Magnetabstand von 4 cm. Daraus geht hervor, dass mittig zwischen den Magneten eine Fläche von ca. 10 x 20 mm mit nahezu homogenem Magnetfeld vorlag. Dieser Bereich war ausreichend groß, um die laserbeeinflussten Gebiete darin zu positionieren. Tab. 4-2 listet die ermittelten Magnetfeldstärken in diesem nahezu homogenen Bereich für vier verschiedene Magnetabstände auf.

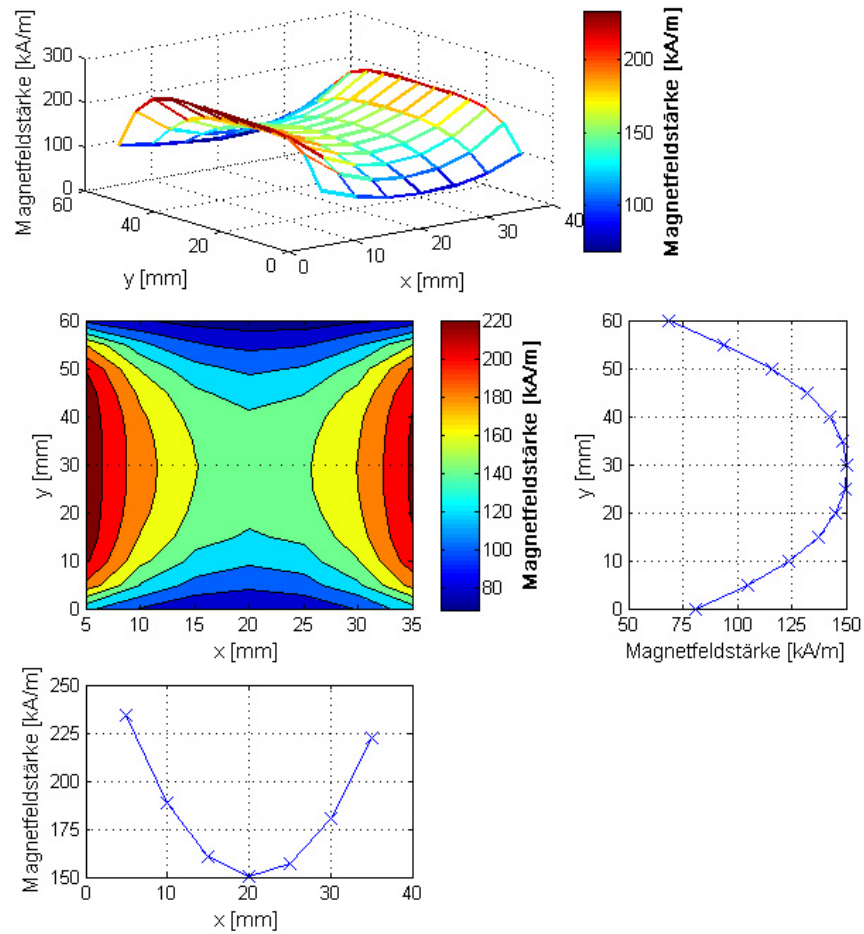


Abb. 4-6: Messung der magnetischen Feldstärke bei einem Magnetabstand von 4 cm

Tab. 4-2: messtechnisch ermittelte Magnetfeldstärken im näherungsweise homogenen Feldstärkebereich bei verschiedenen Magnetabständen

Abstand zwischen den Magneten	Magnetfeldstärke auf einer Fläche von 10 x 20 mm mittig zwischen den Magneten	
1,5 cm	334 – 339 kA/m	≈ 335 kA/m
4 cm	142 – 161 kA/m	≈ 150 kA/m
8 cm	48 – 60 kA/m	≈ 55 kA/m
14 cm	14 – 15 kA/m	≈ 15 kA/m

4.2.2 Magnetaufbau für die Beeinflussung des out-of-plane Exchange Bias

Für die lasergestützte Beeinflussung des out-of-plane Exchange Bias ist ein Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche erforderlich. Dafür kann kein Aufbau mit gegenüberliegenden Magneten eingesetzt werden, da die Probe sonst für die Laserstrahlung verdeckt wäre. Mit einem ausreichend großflächigen Magnet in geringem

Abstand zur Probe kann jedoch ebenfalls ein nahezu homogenes Magnetfeld bereitgestellt werden (Abb. 4-7). Hierfür wurde ein Block aus drei NdFeB Quadermagneten der Abmessungen 30 x 30 x 5 mm verwendet. Die Probe wurde mittels Probentisch in einem Abstand von 3 mm über der Magnetoberfläche positioniert. Die flächige Messung der Magnetfeldstärke in dieser Ebene lieferte die in Abb. 4-8 dargestellten Werte. Die Messung zeigt, dass auf einer Fläche von etwa 10 x 10 mm mittig über dem Magnet eine homogene magnetische Feldstärke von ca. 290 kA/m vorliegt. Diese Fläche war ausreichend, um den laserbeeinflussten Probenbereich zuverlässig darin zu positionieren.

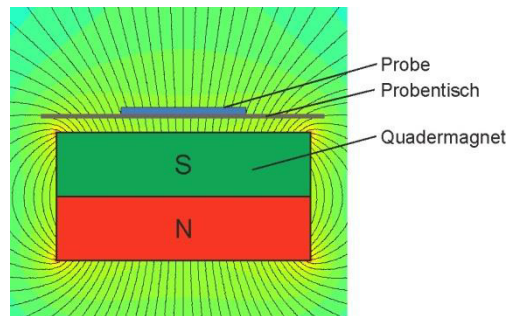


Abb. 4-7: Probe im nahezu homogenen Magnetfeld eines Quadermagneten

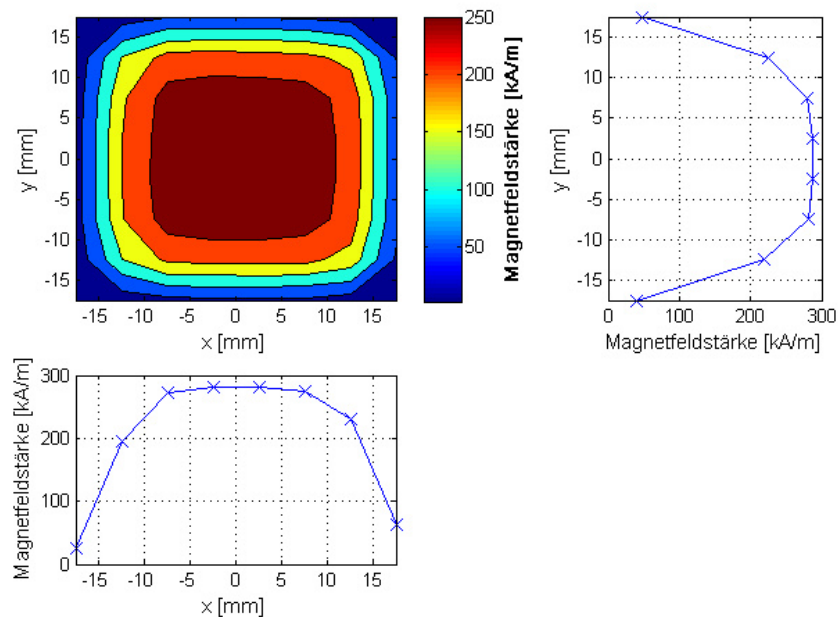


Abb. 4-8: Messung der Magnetfeldstärke in der Probenebene

4.3 Kerr – Magnetometrie

Die Untersuchungen zum flächigen Neusetzen des Exchange Bias Feldes wurden anhand der $M(H)$ -Hysteresekurven ausgewertet, die mittels Kerr-Magnetometrie aufgenommen wurden. Die Messungen hierzu wurden am Institut für Physik in Chemnitz (Arbeitsgruppe Prof. Albrecht) am MOKE-Aufbau *NanoMOKE2* der Firma *Durham Magneto Optics Ltd*

durchgeführt. Dabei handelt es sich um einen optischen Aufbau mit einer Laserdiode, die im roten Wellenlängenbereich emittiert. Der Laserstrahl wird mithilfe eines Polarisators linear polarisiert und durch eine Linse auf die Probenoberfläche fokussiert. Die reflektierte Laserstrahlung gelangt anschließend durch einen Analysator auf einen Fotodetektor. Die Probe wurde auf eine x-y- θ -Bewegungseinheit montiert (Abb. 4-9). Mithilfe einer Kamera konnte der Messfleck dadurch gezielt positioniert und die Probe durch Rotation zum externen Magnetfeld ausgerichtet werden. Durch schnell wiederholtes Umpolen der Elektromagneten wurden die magnetischen Schaltvorgänge der spintronischen Schichtsysteme mehrmals durchlaufen. Anhand des Polarisationszustandes der reflektierten Strahlung wurde dabei der Magnetisierungszustand der Probe in Abhängigkeit von der externen Magnetfeldstärke detektiert. Diese Daten lieferten schließlich die M(H)-Hysteresekurve der Probe im Erfassungsbereich des Messlaserstrahls.

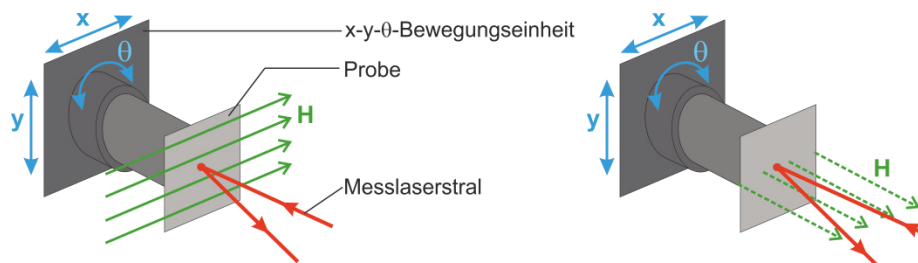


Abb. 4-9: schematische Darstellung des MOKE-Messaufbaus, links: in-plane, rechts: out-of-plane

Zur Analyse der Proben mit in-plane Exchange Bias musste ein Magnetfeld in der Probenebene bereitgestellt werden (Abb. 4-9 links). Der genutzte Effekt war dabei der longitudinale magnetooptische Kerr-Effekt. Um auch den Schaltvorgang der gepinnten ferromagnetischen Schicht durchlaufen zu können, war eine Magnetfeldstärke von ± 120 kA/m notwendig. Hierfür wurde ein Dipolelektromagnet eingesetzt. Aufgrund seiner Baugröße musste jedoch eine relativ langbrennweitige Linse zur Fokussierung des Messlaserstrahls verwendet werden. Der Fokusbereich war für diesen Fall mit $30 \mu\text{m}$ angegeben. Das externe Magnetfeld während der Messung wurde mithilfe einer Hall-Sonde erfasst. Da der Elektromagnet und der Messlaserstrahl feste Positionen haben, lag am Messfleck immer die gleiche Magnetfeldstärke vor.

Zur Analyse der Proben mit out-of-plane Exchange Bias wurde die Probe direkt auf einen Elektromagneten aufgebracht, sodass sie senkrecht vom Magnetfeld durchflossen wurde (Abb. 4-9 rechts). Dabei kam der polare magnetooptische Kerr-Effekt zur Anwendung. Auch hier wurde das Magnetfeld durch eine Hall-Sonde erfasst. Jedoch war das Magnetfeld hier abhängig von der Positionierung der Probe relativ zum Messfleck, da bei der Positionierung auch der Elektromagnet bewegt wurde. Bei der Messung einzelner Testfelder an unterschiedlichen Positionen der Probe existierten somit Abweichungen des externen Magnetfeldes bei der Messung. Die aus den Hysteresekurven der polaren MOKE-Messungen gewonnenen Werte für Exchange Bias Feldstärke und

Koerzitivfeldstärke unterlagen damit einem wesentlich größeren Messfehler als bei den longitudinalen MOKE-Messungen.

4.4 Magnetooptischer Sensor

Die Untersuchungen zum Neusetzen des Exchange Bias durch Einzelspuren und Einzelpulse wurden mithilfe eines magnetooptischen Sensors analysiert. Das Funktionsprinzip des Sensors basiert auf dem Faraday Effekt. Der Sensor besteht aus einem dünnen magnetooptischen Einkristall, der auf einem Objektiv-Adapter befestigt ist (Abb. 4-11) und somit am Objektiv des Polarisationsmikroskops angebracht werden konnte (Abb. 4-12). Der magnetooptische Chip befindet sich dabei federnd gelagert im Arbeitsabstand des Objektivs, sodass er beim Scharfstellen der optischen Abbildung leicht auf die Probenoberfläche gepresst wird. Aus der Probenoberfläche austretende Magnetfelder befinden sich damit im magnetooptischen Material. Die optische Abbildung im Mikroskop erfolgt durch den magnetooptischen Chip hindurch. Das linear polarisierte Auflicht gelangt durch Objektiv und Sensor auf die Probenoberfläche, wird reflektiert und durchläuft erneut den magnetooptischen Sensor. Am Ort aus- und eintretender Magnetfelder liegen im Sensor Magnetfeldkomponenten senkrecht zum Substrat vor und führen beim zweimaligen Durchgang des linear polarisierten Lichts zur Drehung der Polarisations Ebene (Abb. 4-10). Die Drehung der Polarisationsrichtung erfolgt dabei abhängig von der Magnetfeldrichtung (ein- oder austretend) und von der Magnetfeldstärke. Durch einen Analysator im Strahlengang des Mikroskops wurde die ortsabhängige Drehung der Polarisations Ebene sichtbar gemacht. Dadurch erschienen je nach Magnetfeldrichtung helle und dunkle Bereiche in der Abbildung. Der magnetooptische Sensor konnte dabei nur für Objektive mit maximal 10-facher Vergrößerung eingesetzt werden, da der Adapter einerseits auf den Arbeitsabstand angepasst ist und andererseits eine ausreichend große Tiefenschärfe erforderlich ist. Damit war die maximale Auflösung dieses Systems eingeschränkt.

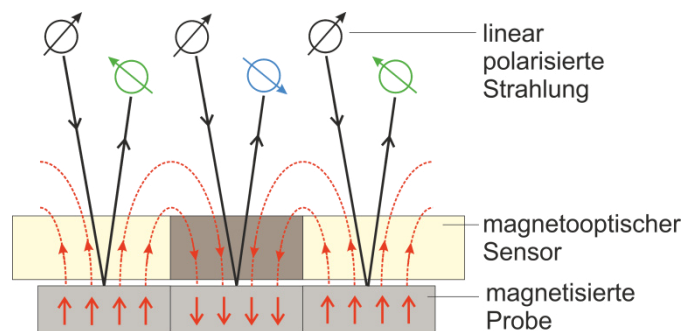


Abb. 4-10: Funktionsprinzip des magnetooptischen Sensors



Abb. 4-11: magnetooptischer Sensor mit Objektivadapter

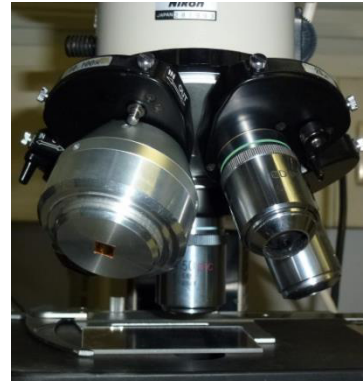


Abb. 4-12: Sensor am Polarisationsmikroskop, aufgesteckt auf ein 10-fach Objektiv

4.5 Probenmaterial

4.5.1 Schichtsystem mit out-of-plane Exchange Bias

Bei dem Schichtsystem mit out-of-plane Exchange Bias handelte es sich nicht um ein vollständiges Spin-Valve-System sondern nur um ein Exchange-Bias-System. D.h. es existierte nur die gepinnte ferromagnetische Schicht und keine freie Schicht, sodass die M(H)-Hystereseurve einen einstufigen Verlauf zeigte. Das out-of-plane Exchange-Bias-System wurde dabei durch eine (Pt/Co)-Multilage realisiert, die durch den angrenzenden Antiferromagnet IrMn gepinnt wurde (Abb. 4-13). Das dünne Schichtsystem war auf einem Siliziumsubstrat der Dicke 500 μm mit einer 100 nm dicken SiO_2 -Passivierungsschicht aufgebracht. Der Abscheideprozess des Schichtsystems wurde im externen Magnetfeld vorgenommen, sodass im Initialzustand bereits ein Exchange Bias Feld von 22,7 kA/m vorlag. Die Koerzitivfeldstärke betrug dabei 24,0 kA/m. Abb. 4-14 zeigt die austauschverschobene M(H)-Hystereseurve des Schichtsystems im Ausgangszustand. Die Blocking-Temperatur des Systems betrug etwa 400 K.

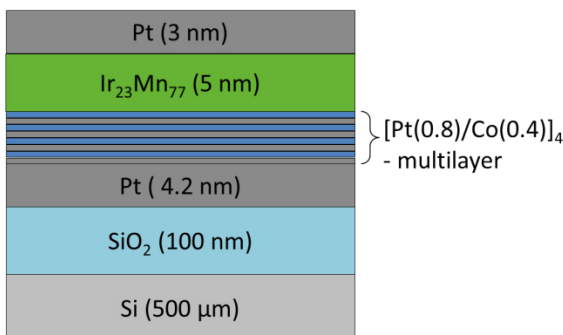


Abb. 4-13: schematischer Aufbau des Schichtsystems mit out-of-plane Exchange Bias

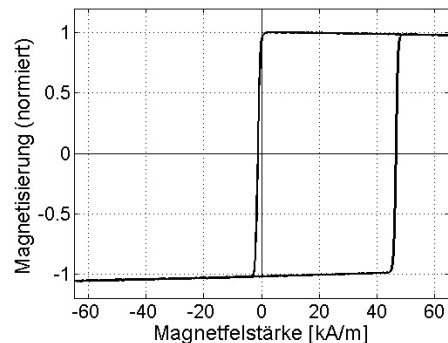


Abb. 4-14: M(H)-Hystereseurve des out-of-plane Exchange Bias Systems im Ausgangszustand

4.5.2 Schichtsystem mit in-plane Exchange Bias

Bei dem Schichtsystem mit in-plane Exchange-Bias handelte es sich um ein vollständiges Spin-Valve-Schichtsystem. Entsprechend bestand der Schichtstapel aus einer freien ferromagnetischen Schicht, einer nichtmagnetischen Zwischenlage und einer weiteren ferromagnetischen Schicht, die durch den Antiferromagnet IrMn gepinnt wurde (Abb. 4-15). Der untersuchte Schichtstapel besitzt eine Gesamtdicke von 23 nm und wurde durch Magnetronspütern auf ein Siliziumsubstrat der Dicke 500 μm mit einer Siliziumoxid-Passivierungsschicht von 100 nm aufgebracht. Auch dieses Schichtsystem wurde im externen Magnetfeld abgeschieden, sodass bereits ein Exchange Bias Feld aufgeprägt war. Im Initialzustand betrug die Exchange Bias Feldstärke 80,8 kA/m und die Koerzitivfeldstärke der gepinnten ferromagnetischen Schicht 7,8 kA/m. Abb. 4-16 zeigt die M(H)-Hysteresekurve des Spin-Valve-Schichtsystems. Die Blocking-Temperatur war mit 500 K angegeben.

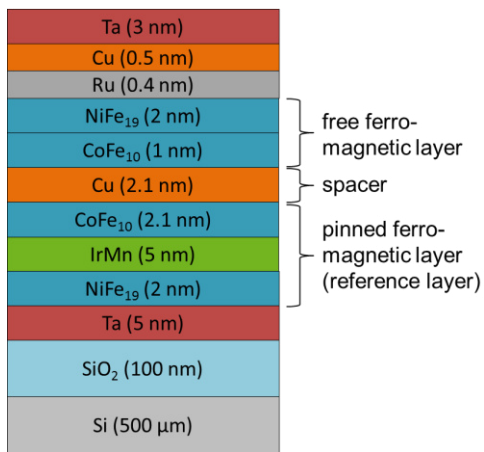


Abb. 4-15: schematischer Aufbau des Schichtsystems mit in-plane Exchange Bias

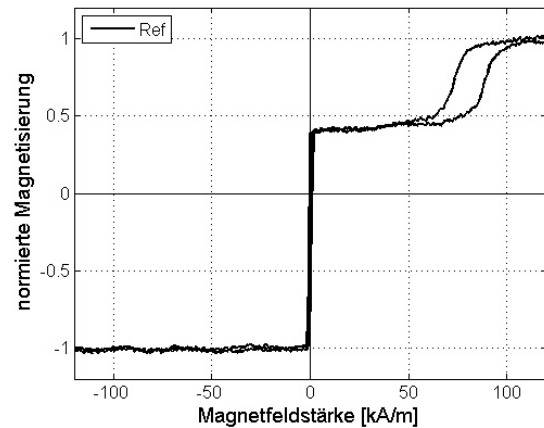


Abb. 4-16: M(H)-Kurve des Spin-Valve-Schichtsystems mit in-plane Exchange Bias im Initialzustand

5 Temperaturfeldsimulation

5.1 Grundlagen

Bei der Wechselwirkung von Laserstrahlung mit Materie wird die Strahlung teilweise reflektiert, absorbiert und transmittiert. Die Summe aus Reflexionsgrad $R = I_R/I_0$, Absorptionsgrad $A = I_A/I_0$ und Transmissionsgrad $T = I_T/I_0$ ergibt dabei eins:

$$1 = R + A + T \quad (5.1)$$

An rauen Oberflächen sind außerdem gestreute Anteile der Laserstrahlung zu beachten. Die zugeführte Laserstrahlung I_0 abzüglich des reflektierten Anteils I_R dringt in das Material ein und wird hier gemäß dem Lambert – Beer'schen Gesetz anteilig absorbiert.

$$I(z) = I_0(1 - R) \cdot e^{-\alpha \cdot z} \quad (5.2)$$

Der Absorptionskoeffizient α ist das Reziproke der optischen Eindringtiefe δ_{opt} . Diese kennzeichnet die Materialtiefe, in der die eingestrahlte Intensität $I_0(1 - R)$ auf den Wert $1/e$ abgesunken ist. Der Absorptionskoeffizient kann über die Beziehung

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} = \frac{4\pi n\kappa}{\lambda} \quad (5.3)$$

ermittelt werden. k ist der Imaginärteil der Brechzahl, der sich als Produkt aus dem Realteil der Brechzahl n und dem Absorptionsindex κ ergibt. Der verbleibende Strahlungsanteil transmittiert schließlich das Material.

Der absorbierte Strahlungsanteil stellt den Energieeintrag durch die Laserstrahlung dar und führt zur Ausbildung eines Temperaturfeldes. Durch den resultierenden Temperaturgradienten zum umgebenden Material kommt es zum Energietransport durch Wärmeleitung. Grundlage für die Temperaturfeldberechnung ist daher die Wärmeleitungsgleichung:

$$\rho \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}[\lambda(T) \cdot \text{grad } T] + \dot{W} \quad (5.4)$$

Diese Differentialgleichung für das Temperaturfeld kann in vielen Fällen vereinfacht werden. Kann man z.B. in dem relevanten Temperaturbereich von konstanten Stoffeigenschaften ausgehen, dann vereinfacht sich Gleichung (5.4) zu

$$\rho \cdot c \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \cdot \nabla^2 T + \dot{W} \quad (5.5)$$

mit dem Laplace-Operator angewandt auf die Temperatur $\nabla^2 T = \text{div grad } T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ [54; 55]. Die durch absorbierte Laserstrahlung zugeführte Energie stellt dabei eine Wärmequelle \dot{W} dar.

Weiterhin müssen in der Energiebilanz auch Energieverluste durch Wärmestrahlung und Konvektion beachtet werden. Die durch Wärmestrahlung an die Umgebung abgegebene Wärmestromdichte j_S kann anhand der Stefan-Boltzmann-Gesetzes gemäß Gl. (5.6) beschrieben werden.

$$j_S = \varepsilon \cdot \sigma_B \cdot (T_1^4 - T_0^4) \quad (5.6)$$

Dabei ist ε der Emissionskoeffizient und σ_B die Stefan-Boltzmann-Konstante. Der durch Konvektion übergehende Wärmestrom wird mithilfe des Wärmeübergangskoeffizienten α_K durch den folgenden Zusammenhang definiert:

$$j_K = \alpha_K \cdot (T_1 - T_0) \quad (5.7)$$

5.2 Modellerstellung

Die Temperaturfeldberechnung wurde mit der Software COMSOL Multiphysics durchgeführt. Das Programm basiert auf der Finite-Elemente-Methode (FEM), die ein numerisches Verfahren zur Lösung von Differentialgleichungen darstellt. Das Berechnungsgebiet wird hierfür vernetzt, d.h. in eine beliebige Anzahl endlich großer Elemente unterteilt. Die Lösung der Differentialgleichung erfolgt an den einzelnen Knotenpunkten dieser Elemente.

Die Berechnungen wurden für den Einsatz gepulster und kontinuierlicher Laserstrahlung am vollflächigen spintronischen Schichtstapel durchgeführt. Dabei konzentrierten sich die Untersuchungen nur auf den GMR –Schichtstapel mit in-plane Exchange Bias. Weiterhin wurde das sich einstellende Temperaturfeld an einer schmalen Leiterbahn des Schichtstapels berechnet, um eventuelle Abweichungen bei der Anwendung des Verfahrens auf strukturierte Proben zu untersuchen.

5.2.1 Laserbestrahlung der vollflächigen spintronischen Schicht mit Einzelpulsen

Die im Experiment eingesetzten Pulswiederhol frequenzen waren mit 1 – 13 kHz klein genug, um eine sukzessive Aufheizung von Puls zu Puls ausschließen zu können. Daher war es ausreichend nur das durch einen Einzelpuls induzierte Temperaturfeld zu berechnen. Dieses stellt sich bei jedem Puls aufs Neue ein, da die Zeit zwischen zwei Pulsen für eine vollständige Abkühlung des Materials ausreicht.

Die Berechnung des durch einen als rotationssymmetrisch angenommenen Einzelpuls induzierten Temperaturfeldes in einer geschlossenen Schicht kann als

zweidimensionales, axialsymmetrisches Problem behandelt werden. Die Temperaturfeldberechnung erfolgt dabei für ein zweidimensionales Rechtecksystem und kann anhand der axialen Rotationssymmetrie auf eine zylinderförmige Geometrie projiziert werden. Die Geometrie wurde daher aus Rechtecken modelliert. Um das Temperaturfeld für einen Zylinder mit einem Durchmesser von $200\ \mu\text{m}$ zu erhalten, wurden Rechtecke mit einer Breite von $100\ \mu\text{m}$ verwendet. Der spintronische Schichtstapel wurde als einheitliche metallische Schicht mit einer Dicke von $23\ \text{nm}$ modelliert. Darunter wurde die $100\ \text{nm}$ dicke Siliziumoxidschicht eingefügt. Das Siliziumsubstrat wurde hier nur mit einer Dicke von $200\ \mu\text{m}$ modelliert, um die Berechnungszeit zu verringern. Denn für die Erhitzung auf $500\ \text{K}$ ist ein geringer notwendiger Energieeintrag zu erwarten. Die Wärmeableitung im Substrat sollte daher innerhalb einer Dicke von $200\ \mu\text{m}$ ausreichend genau erfasst werden. Abb. 5-1 veranschaulicht die modellierte Geometrie.

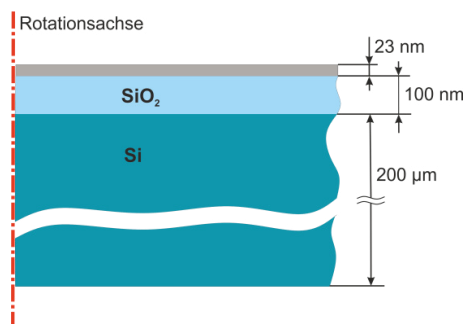


Abb. 5-1: Geometrie des zweidimensionalen Modells für die axialsymmetrische Berechnung

Die Vernetzung des zweidimensionalen Modells erfolgte durch ein freies Dreiecksnetz. Da der größte Energieeintrag durch die Absorption der Laserstrahlung in der $23\ \text{nm}$ dünnen spintronischen Schicht erfolgt, ist der oberflächennahe Bereich bei der Berechnung von größtem Interesse. Durch eine verstärkte Auflösung kleiner Gebiete wurde das Netz in den dünnen Schichten verfeinert. Damit liegt im oberflächennahen Bereich eine wesentlich höhere Elementdichte vor, sodass hier eine räumlich stärker aufgelöste Berechnung erfolgt.

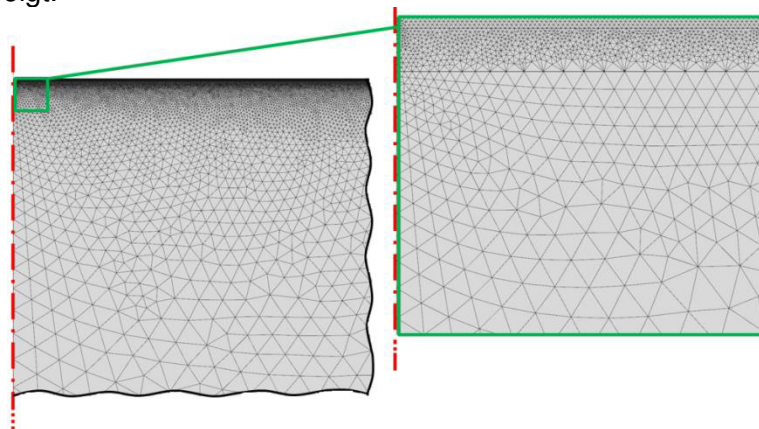


Abb. 5-2: Ausschnitte aus der zweidimensionalen Vernetzung

Der Energieeintrag durch die Laserstrahlung wurde als Volumenwärmequelle modelliert, um auch die absorbierten Anteile im Siliziumsubstrat zu berücksichtigen. Der Laserpuls

besitzt sowohl räumlich als auch zeitlich eine gaußförmige Intensitätsverteilung und kann daher unter Berücksichtigung des reflektierten Anteils folgendermaßen definiert werden:

$$I(r, t) = I_0 \cdot (1 - R) \cdot e^{-2\left(\frac{r}{w_{\sigma 0}}\right)^2} \cdot e^{-4\ln 2\left(\frac{t}{\tau_H}\right)^2} \quad (5.8)$$

Für den Laserstrahlradius wurde in den Berechnungen der unter Kap. 4.1 aufgeführte Radius nach der 2.Moment-Methode $w_{\sigma 0}$ von 12 μm eingesetzt.

Die Absorption der Laserstrahlung wird durch das Lambert – Beer'sche Gesetz beschrieben (Gl.(5.2)). Die pro Volumeneinheit eingetragene Leistung (Leistungsdichte) \dot{W} ergibt sich folglich aus dem Zusammenhang

$$\dot{W} = -\frac{dI}{dz} = I(r, t) \cdot \alpha \cdot e^{-\alpha \cdot z} \quad (5.9)$$

mit $I(r, t)$ entsprechend Gleichung (5.8). Der Absorptionskoeffizient wurde dabei für die Gebiete spintronischer Schichtstapel, SiO_2 -Passivierungsschicht und Siliziumsubstrat einzeln definiert.

Energieverluste durch Wärmestrahlung oder Konvektion können für den vorliegenden Fall vernachlässigt werden, da es sich hier nur um eine geringe Erhitzung eines sehr kleinen lateralen Bereichs handelt.

5.2.2 Bestrahlung der vollflächigen spintronischen Schicht mit bewegtem kontinuierlichen Laserstrahl

Die Simulation des durch einen bewegten, kontinuierlichen Laserstrahl induzierten Temperaturfeldes musste an einem dreidimensionalen Modell erfolgen. Das Siliziumsubstrat wurde als quaderförmiger Körper mit einer Länge von 400 μm , einer Breite von 150 μm und einer Höhe von 400 μm modelliert. Darauf wurde die Siliziumoxidschicht mit einer Dicke von 100 nm sowie die spintronische Schicht mit einer Dicke von 23 nm, die als homogen metallisches Material vereinfacht wurde, eingefügt. Die Vernetzung des Siliziumsubstrats erfolgte durch ein Tetraeder-Netz, das zur angrenzenden Oxidschicht hin verfeinert wurde. Die dünnen Schichten weisen jedoch ein ungünstiges Aspektverhältnis auf, sodass hier keine Tetraeder-Vernetzung erfolgen konnte. Daher wurden die Siliziumoxidschicht sowie die spintronische Schicht mit der Vernetzungsmethode „Swept“ vernetzt. Dabei wird das an der Oberseite des Siliziumsubstrats vorliegende zweidimensionale Dreiecksnetz auf die Schichten übertragen und in z-Richtung in beliebig viele Ebenen unterteilt. Folglich sind die Schichten dann durch Prismen von sehr kleiner Höhe mit dreiecksförmiger Grundfläche vernetzt. Abb. 5-3 zeigt die vernetzte Geometrie.

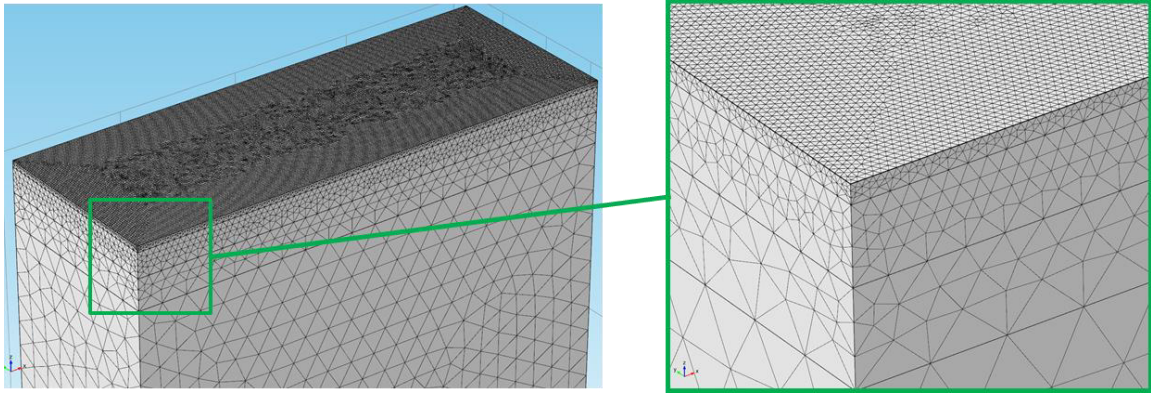


Abb. 5-3: vernetztes Geometriemodell für die Temperaturfeldberechnung eines bewegten kontinuierlichen Laserstrahls

Der Energieeintrag durch den bewegten kontinuierlichen Laserstrahl wurde wiederum als Volumenwärmequelle modelliert. Um die Bewegung Laserstrahls zu definieren, muss die Darstellung des Laserstrahlprofils in kartesischen Koordinaten erfolgen. Der mit der Geschwindigkeit v in x -Richtung bewegte Laserstrahl kann damit unter Berücksichtigung des reflektierten Anteils wie folgt beschrieben werden:

$$I(x, y, t) = I_0 \cdot (1 - R) \cdot e^{-2 \left(\frac{(x-v \cdot t)^2 + y^2}{w_{\sigma 0}} \right)^2} \quad (5.10)$$

Die pro Volumeneinheit eingetragene Leistung (Leistungsdichte) \dot{W} berechnet sich wiederum anhand Gleichung (5.9)(5.10).

5.2.3 Laserbestrahlung einer spintronischen Leiterbahn mit Einzelpulsen

Die Berechnung des Temperaturfeldes einer durch Laserstrahlung aufgeheizten Leiterbahn musste ebenfalls an einem dreidimensionalen Modell erfolgen. Hierfür wurde das Siliziumsubstrat mit der SiO_2 -Schicht wieder als quaderförmiger Körper modelliert. Darauf wurde mittig eine Leiterbahn der Breite $4 \mu\text{m}$ und der Höhe 23 nm aufgesetzt. Der spintronische Schichtstapel, aus dem die Leiterbahn real besteht, wurde wieder als homogen metallisches Material angenähert.

Die Tetraeder-Vernetzung wurde im Bereich der Leiterbahn verfeinert (Abb. 5-4), sodass in diesem Gebiet eine ausreichend genaue Berechnung des Temperaturfeldes erfolgt. Der Energieeintrag durch einen Laserpuls wurde analog zu 5.2.1 modelliert. Jedoch musste hier ein gebietsabhängiger Reflexionsgrad definiert werden, da die spintronische Leiterbahn deutlich stärker reflektiert als die angrenzenden Gebiete. Der Laserpuls wurde mittig auf die Leiterbahn eingestrahlt.

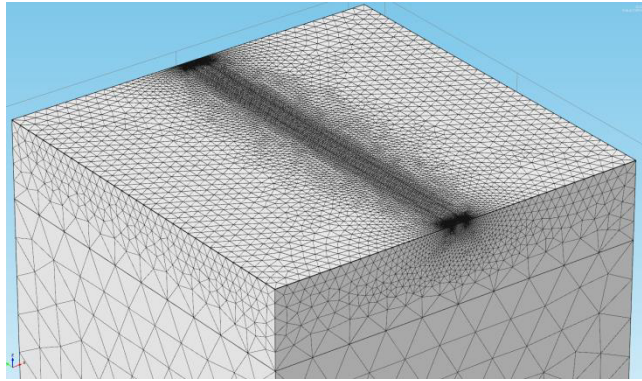


Abb. 5-4: vernetztes Geometriemodell für die Temperaturfeldberechnung einer Leiterbahn

5.2.4 Materialeigenschaften

Der spintronische Schichtstapel wurde als einheitliche Schicht mit einer Dicke von 23 nm modelliert. Da in dem realen Schichtsystem (Kap. 4.5.2) viel Tantal enthalten ist, wurden dieser Schicht die Tantal-Materialeigenschaften aus der Materialbibliothek der COMSOL-Software zugewiesen. Von Interesse für die Temperaturfeldberechnung sind hierbei die Parameter Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität. Für ein solch komplexes Schichtsystem mit Schichtdicken im Bereich weniger Atomlagen weichen die realen Werte für diese Parameter mit Sicherheit stark von den Festkörperwerten ab. Jedoch kann die Wärmeleitung innerhalb der spintronischen Schicht aufgrund des sehr geringen Volumens vernachlässigt werden, sodass diese Parameter kaum Einfluss auf das Ergebnis haben. Für die SiO₂ –Passivierungsschicht wurden die Eigenschaften aus der Materialbibliothek für SiO₂ (fused quartz) eingesetzt. Die Wärmeleitfähigkeit von SiO₂ ist sehr gering und beträgt in dem betrachteten Temperaturbereich zwischen 280 und 500 K etwa 1,4 bis 1,6 W/(m·K). Die Wärmekapazität nimmt hier Werte zwischen 680 und 965 J/(kg·K) ein (Abb. 5-5). Das Substrat wurde mit den in der Materialbibliothek hinterlegten Elementeigenschaften für Silizium modelliert. Die Wärmeleitfähigkeit von Silizium nimmt mit steigender Temperatur stark ab. Im betrachteten Temperaturintervall beträgt sie zwischen 162 und 76 W/(m·K). Die Wärmekapazität steigt hingegen mit erhöhter Temperatur und nimmt im Bereich 280 – 500 K Werte zwischen 693 und 836 J/(kg·K) ein (Abb. 5-5). Zu beachten ist, dass diese Parameter für reines Silizium gelten. Es ist jedoch unbekannt, ob und wie stark das Siliziumsubstrat dotiert ist, sodass Abweichungen zwischen den angenommenen und den realen Materialparametern bestehen können. Da keine genaueren Informationen zum Substratmaterial vorlagen, musste diese vereinfachende Annahme getroffen werden.

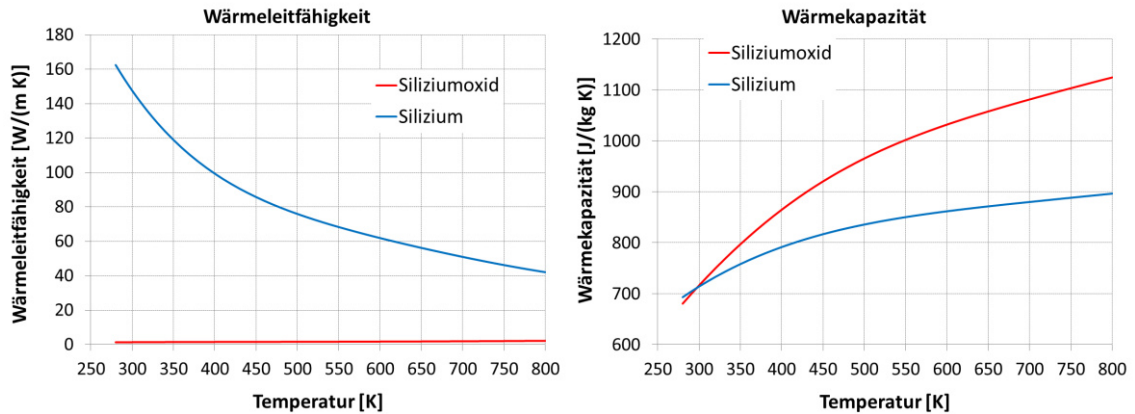


Abb. 5-5: temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität von Silizium und Siliziumoxid

Für die Berechnung des Energieeintrags durch die Laserstrahlung ist weiterhin die Kenntnis von Reflexionsgrad sowie den Absorptionsgraden der spintronischen Schicht sowie des Siliziumsubstrates erforderlich. Daher erfolgte eine grobe Abschätzung dieser Parameter auf messtechnischem Weg. Für die Bestimmung des Reflexionsgrades wurde die Probe unter einem kleinen Winkel von etwa 5° gegenüber senkrechter Einstrahlung mit Laserstrahlung der im Experiment verwendeten Wellenlänge 1064 nm beaufschlagt, sodass der reflektierte Strahlungsanteil in ausreichend großem Abstand durch einen Leistungsmesskopf erfasst werden konnte. Durch Messung der eingestrahlen sowie der reflektierten Laserleistung und anschließende Bildung des Quotienten wurde der Reflexionsgrad der spintronischen Schicht auf etwa 52% abgeschätzt. Für das Siliziumsubstrat mit SiO_2 -Passivierungsschicht wurde auf diesem Wege ein Reflexionsgrad von ca. 17% ermittelt. Reines Silizium weist in dem betrachteten Wellenlängenbereich hingegen bei senkrechter Einstrahlung einen Reflexionsgrad von etwa 31% auf [56]. Die Oxidschicht wirkt hier also offenbar als reflexionsmindernde Schicht. Um den experimentell ermittelten Reflexionsgrad zu überprüfen, wurde daher eine theoretische Berechnung des Reflexionsgrades bei schräger Einstrahlung auf ein Siliziumsubstrat mit SiO_2 -Schicht durchgeführt. Für die zugrundeliegenden Zusammenhänge sei hier nur auf [57] verwiesen.

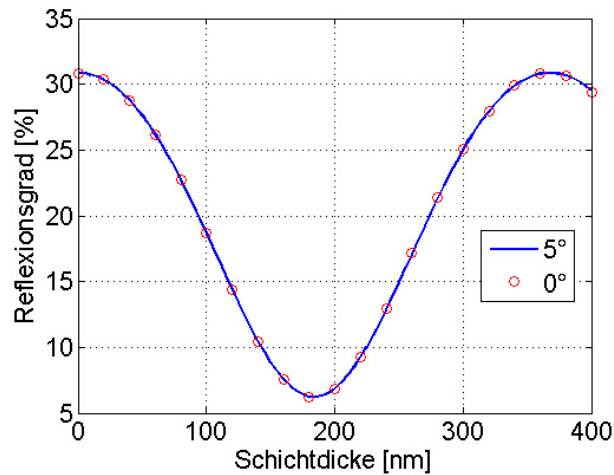


Abb. 5-6: Reflexionsgrad eines mit SiO₂ beschichteten Siliziumsubstrates in Abhängigkeit von der Schichtdicke, für einen Einfallswinkel von 5° sowie für senkrechte Einstrahlung.

Abb. 5-6 zeigt den berechneten Reflexionsgrad in Abhängigkeit von der Dicke der SiO₂-Schicht für einen Einfallswinkel von 5° sowie für senkrechte Einstrahlung. Hierfür wurde der Brechungsindex der SiO₂-Schicht mit 1,45 [57] und der Brechungsindex des Siliziumsubstrates mit 3,5 [56] angesetzt. Aus dem Diagramm geht hervor, dass die Oxidschicht mit einer Dicke von 100 nm zu einer Verringerung des Reflexionsgrades auf 18,7% führt. Das entspricht etwa dem experimentell ermittelten Wert von 17%, der daher als zuverlässig eingestuft werden kann. Zu beachten ist, dass für diese Messung unter einem kleinen Winkel größer Null eingestrahlt werden musste. Die im Experiment vorliegende senkrechte Einstrahlung wurde dadurch nur angenähert. Abb. 5-6 zeigt, dass diese Annäherung zulässig ist, da der Reflexionsgrad bei einem Einfallswinkel von 5° noch keine wesentliche Änderung im Vergleich zur senkrechten Einstrahlung zeigt.

Weiterhin wurde eine Leistungsmessung des transmittierten Strahlungsanteils durchgeführt. Dies erfolgte einmal für das Siliziumsubstrat mit spintronischer Schicht und einmal für nur für das Substrat mit Passivierungsschicht. Für die Bestimmung des Absorptionsgrades wurde die Leistung der eingestrahnten sowie der transmittierten Laserstrahlung gemessen. Das Siliziumsubstrat mit Passivierungsschicht transmittierte 30% der eingestrahnten Leistung. Für das Substrat mit GMR-Schichtstapel wurden in Transmission nur 4% der eingestrahnten Leistung detektiert. Mithilfe dieser Werte sowie den zuvor abgeschätzten Reflexionsgraden konnten die Absorptionsgrade durch folgende Vorgehensweise ermittelt werden.

Anhand des Lambert – Beer'schen Gesetzes (Gl. (5.2)) wurde der Absorptionsgrad des Siliziumsubstrates berechnet. Anstatt der Intensitäten ist es hier ausreichend die Verhältnisse der Strahlungsanteile durch Transmissionsgrad T und Reflexionsgrad R auszudrücken:

$$\frac{T_{Si}}{1 - R_{Si}} = e^{-\alpha_{Si} \cdot z} \quad (5.11)$$

Die SiO₂-Schicht kann bei der Wellenlänge 1064 nm als vollständig transparent angenommen werden. Durch Einsetzen der Substratdicke 500 µm für die z-Koordinate sowie des Reflexionsgrades 17% und Umstellen nach α erhält man so einen Absorptionskoeffizient α_{Si} von 2040 m⁻¹. Für reines Silizium ist der Absorptionskoeffizient in der Literatur bei Raumtemperatur und für die Wellenlänge 1064 nm mit 2475 m⁻¹ angegeben [58]. Der experimentell ermittelte Absorptionskoeffizient weicht davon merklich ab. Da jedoch keine genaueren Angaben zur Beschaffenheit und zum Dotierungszustand des Substrates vorlagen, war dieser experimentell ermittelte Absorptionskoeffizient die beste Näherung.

Weiterhin wurde der Absorptionskoeffizient der spintronischen Schicht ermittelt. Zunächst muss dafür der durch das Siliziumsubstrat absorbierte Anteil zurückgerechnet werden. Es ist bekannt, dass 4% (T_{ges}) der eingestrahelten Leistung den Schichtstapel sowie das Substrat transmittieren. Anhand des ermittelten Absorptionskoeffizienten sowie der Dicke des Siliziumsubstrates kann auf den Strahlungsanteil, der nur die spintronische Schicht transmittiert, geschlossen werden (Gl. (5.12)). Abb. 5-7 veranschaulicht die hier zugrundeliegenden Zusammenhänge. Damit ergibt sich ein durch die spintronische Schicht transmittierter Strahlungsanteil T_{GMR} von 11%.

$$\frac{T_{ges}}{T_{GMR}} = e^{-\alpha_{Si} \cdot z} \quad (5.12)$$

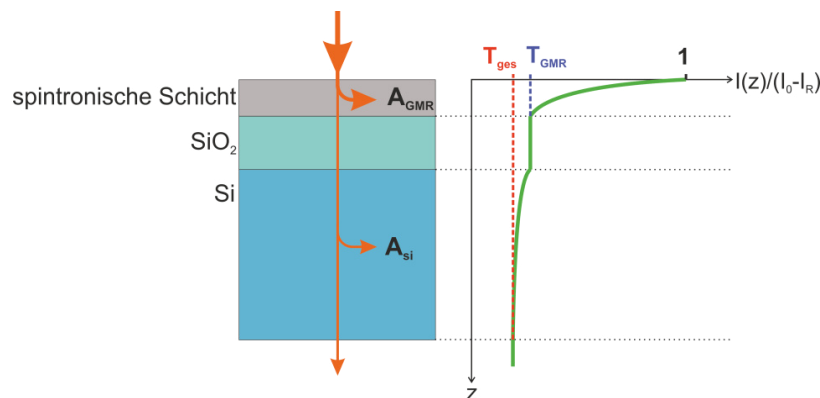


Abb. 5-7: schematische Darstellung der Absorption im spintronischen Schichtstapel sowie im Siliziumsubstrat

Mithilfe des messtechnisch bestimmten Reflexionsgrades des GMR-Schichtsystems sowie der Schichtdicke von 23 nm konnte daraus schließlich der Absorptionskoeffizient des spintronischen Schichtstapels ermittelt werden (Gl. (5.13)). Hierfür ergibt sich ein Wert von $6,4 \cdot 10^7$ m⁻¹.

$$\frac{T_{GMR}}{1 - R_{GMR}} = e^{-\alpha_{GMR} \cdot z} \quad (5.13)$$

In der Literatur [56] ist für Tantal im relevanten Wellenlängenbereich ein Brechungsindex n von 0,98 und ein Absorptionsindex k von 5,14 angegeben. Anhand Gleichung (5.3)

resultiert hieraus ein Absorptionskoeffizient von $5,9 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$. Der experimentell ermittelte Absorptionskoeffizient liegt in der gleichen Größenordnung und kann daher als verlässlich eingeschätzt werden. Tab. 5-1 fasst die für die Temperaturfeldberechnung relevanten ermittelten Parameter zusammen.

Tab. 5-1: experimentell ermittelte Materialparameter für die Wellenlänge 1064 nm

Reflexionsgrad der spintronischen Schicht:	$R_{GMR} = 0,52$
Absorptionskoeffizient der spintronischen Schicht:	$\alpha_{GMR} = 6,4 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$
Absorptionskoeffizient des Substrates:	$\alpha_{Si} = 2040 \text{ m}^{-1}$

Zu beachten ist, dass es sich hierbei nur um eine grobe Abschätzung für die Reflexions- und Absorptionsgrade handelt. Real kommt es an Schichtsystemen zu Interferenzeffekten, die hier nicht beachtet wurden.

5.3 Ergebnisse der Temperaturfeldsimulation

5.3.1 Bestrahlung der vollflächigen Schicht mit Einzelpulsen

Abb. 5-8 zeigt die berechnete Temperaturverteilung zum Zeitpunkt der maximalen Temperatur ($0,1 \mu\text{s}$ nach dem Intensitätsmaximum). Der Energieeintrag erfolgte hier durch einen Puls der Pulsdauer 202 ns und der Spitzenintensität $0,6 \text{ MW/cm}^2$. Es ist erkennbar, dass das Temperaturfeld zu diesem Zeitpunkt kaum in das Material eindringt. Ursache ist der um 4 Größenordnungen höhere Absorptionskoeffizient der dünnen spintronischen Schicht im Vergleich zum Absorptionskoeffizient des Siliziumsubstrats. Entsprechend wird der größte Energieanteil in dem dünnen Schichtstapel absorbiert. Die Absorption des transmittierten Strahlungsanteils im Substrat fällt dagegen kaum ins Gewicht.

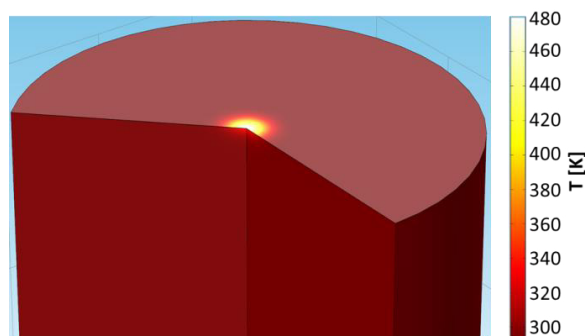


Abb. 5-8: Temperaturfeld zum Zeitpunkt maximaler Temperatur. Bestrahlung mit einem Puls der Pulsdauer 202 ns und der Spitzenintensität $0,6 \text{ MW/cm}^2$

Abb. 5-9 zeigt die berechneten zeitabhängigen Temperaturverläufe an der Probenoberfläche im Punkt maximaler Intensität. Über die sehr geringe Dicke des spintronischen Schichtstapels von nur 23 nm kann die Temperatur als konstant angenommen werden. Damit spiegeln diese Kurven den zeitlichen Temperaturverlauf in

der spintronischen Schicht im Laserstrahlmittelpunkt wider. Die Temperaturverläufe zeigen, dass mit längeren Pulsdauern bei gleicher Spitzenintensität höhere Temperaturen induziert werden. Ursache hierfür ist die höhere Pulsenergie, die bei gleicher Intensität und längerer Pulsdauer zu einem größeren Energieeintrag führt. Die Temperaturdifferenzen sind dabei jedoch relativ gering.

Für die Neuorientierung des Exchange Bias Feldes der gepinnten ferromagnetischen Schicht ist eine Erhitzung des Schichtstapels auf die Blocking-Temperatur von etwa 500 K notwendig. Aus Abb. 5-9 geht hervor, dass diese Schwelle für die Pulsdauern 202 und 167 ns ab einer Spitzenintensität von $0,7 \text{ MW/cm}^2$ überschritten wird. Für die kürzere Pulsdauer 105 ns ist dies erst ab einer Intensität von $0,8 \text{ MW/cm}^2$ der Fall und für die Pulsdauer 62 ns sagt die Simulation eine noch höhere notwendige Spitzenintensität voraus. In Abb. 5-9 ist zu beachten, dass die energieeintragenden Laserpulse so definiert wurden, dass sie ihr Maximum unabhängig von der Pulsdauer bei $0,25 \mu\text{s}$ erreichen. Daher startet der Temperaturanstieg bei den kürzeren Pulsen deutlich später.

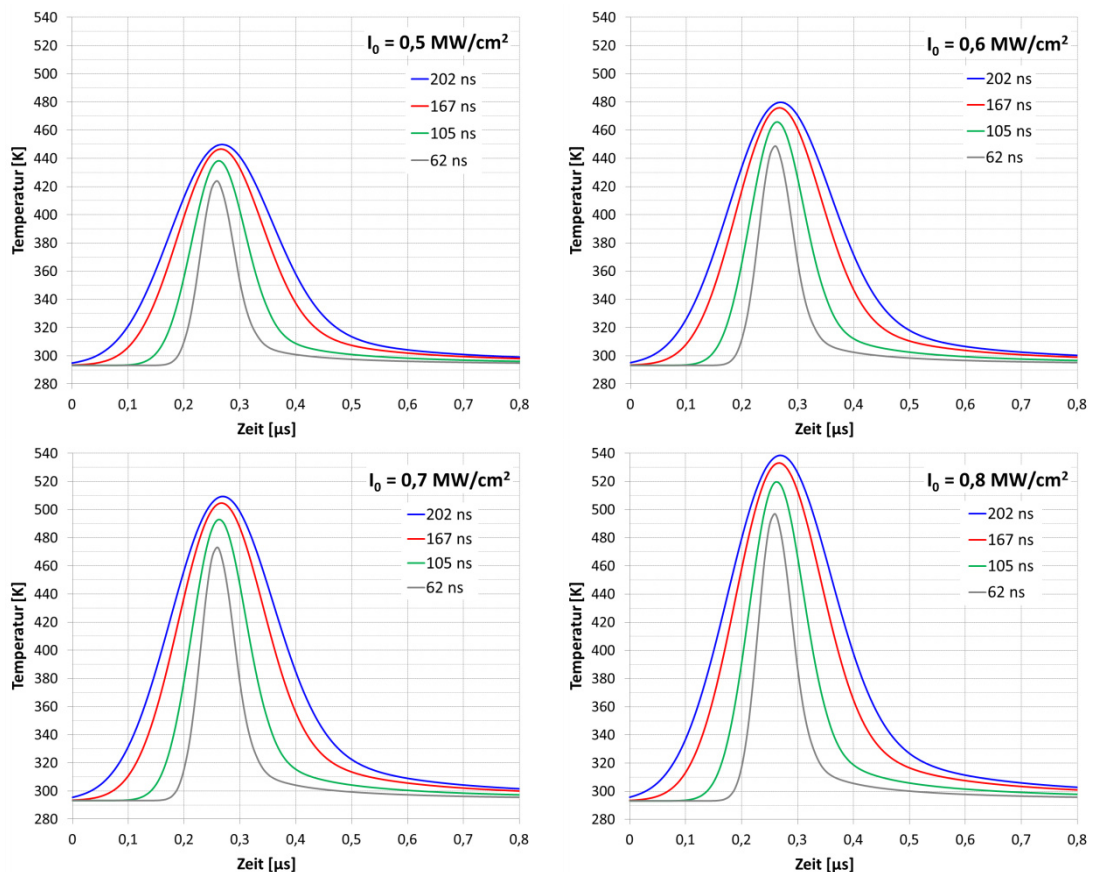


Abb. 5-9: berechnete zeitabhängige Temperaturverläufe für verschiedene Spitzenintensitäten und Pulsdauern an der Probenoberfläche im Punkt maximaler Intensität

Weiterhin konnte aus den zeitabhängigen Temperaturverläufen die Abkühlgeschwindigkeit nach Erreichen der Maximaltemperatur ermittelt werden. Dabei wurde eine mittlere Abkühlgeschwindigkeit für die Abkühlung von der Maximaltemperatur bis auf 350 K berechnet, da dieser Temperaturbereich für die Neubildung der antiferromagnetischen Ordnung entscheidend ist. Für die kürzeren Pulsdauern erfolgte

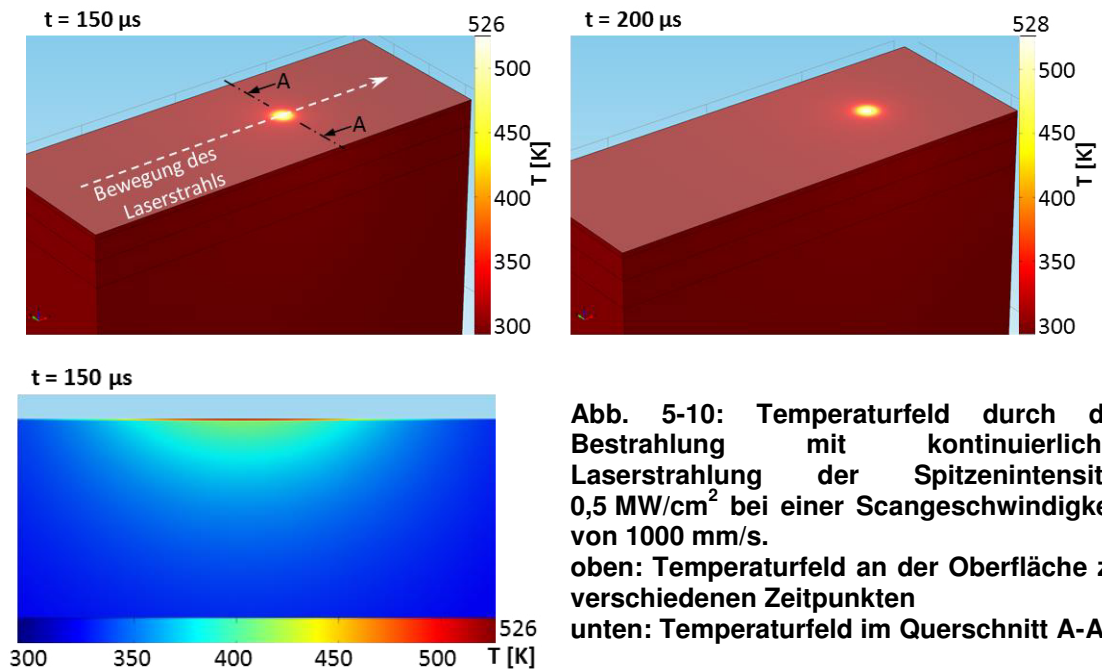
die Berechnung anhand der Ergebnisse einer höheren Spitzenintensität, sodass auch hier die Blocking-Temperatur von 500 K in etwa erreicht wurde und damit vergleichbare Abkühlgeschwindigkeiten vorliegen. Die ermittelten Abkühlgeschwindigkeiten sind in Tab. 5-2 zusammengefasst. Es zeigt sich, dass die Abkühlgeschwindigkeit wie erwartet mit abnehmender Pulsdauer ansteigt. Die Abkühlung nach der Bestrahlung mit einer Pulsdauer von 62 ns erfolgt damit deutlich schneller als nach der Bestrahlung mit einer längeren Pulsdauer.

Tab. 5-2: Abkühlgeschwindigkeiten nach der Bestrahlung mit verschiedenen Pulsdauern

Pulsdauer	Pulsspitzenintensität	Maximaltemperatur	Abkühlgeschwindigkeit
202 ns	0,7 MW/cm ²	509 K	955 K/μs
167 ns		504 K	1145 K/μs
105 ns	0,8 MW/cm ²	519 K	1791 K/μs
62 ns		497 K	2732 K/μs

5.3.2 Bestrahlung der vollflächigen Schicht mit bewegtem, kontinuierlichem Laserstrahl

Das durch einen bewegten, kontinuierlichen Laserstrahl induzierte Temperaturfeld wurde für eine Geschwindigkeit des Laserstrahls von 1000 mm/s sowie für die Spitzenintensitäten 0,4 MW/cm² und 0,5 MW/cm² berechnet. Die Berechnungen erfolgten für eine Zeitspanne von 300 μs, in der der Laserstrahl eine Wegstrecke von 300 μm überstreicht. Abb. 5-10 zeigt die resultierenden Temperaturfelder an der Probenoberfläche für zwei verschiedene Zeitpunkte sowie für einen Querschnitt. Der Vergleich der beiden Temperaturfelder für die Zeitpunkte $t = 150 \mu\text{s}$ und $t = 200 \mu\text{s}$ zeigt, dass es in zu einem geringfügigen Anstieg der Maximaltemperatur um 2 K kommt. Ursache für diesen Temperaturanstieg ist eine Wärmeakkumulation, die bei einem bewegten Laserstrahl durch das fortlaufende Bestrahlen bereits vorgewärmter Gebiete entsteht. In der Schnittdarstellung in Abb. 5-10 ist zu erkennen, dass die hohen Temperaturen um 500 K nur sehr oberflächennah im Bereich der stark absorbierenden spintronischen Schicht vorliegen. Im Vergleich zur Bestrahlung mit kurzen Laserpulsen in Kap. 5.3.1 wird das darunter liegende Siliziumsubstrat hier jedoch deutlich stärker erwärmt.



In Abb. 5-11 sind die zeitabhängigen Temperaturverläufe an der Probenoberfläche an einem Punkt in der Spurmitte für die zwei Spitzenintensitäten $0,4 \text{ MW/cm}^2$ und $0,5 \text{ MW/cm}^2$ dargestellt. Es zeigt sich, dass die Blocking-Temperatur von 500 K bei einer Spitzenintensität von $0,5 \text{ MW/cm}^2$ deutlich überschritten wird, während eine Intensität von $0,4 \text{ MW/cm}^2$ nur zur Erwärmung auf eine Maximaltemperatur von 480 K führt. Es ist daher zu erwarten, dass für eine Neuorientierung des Exchange Bias mit kontinuierlicher Laserstrahlung bei einer Scangeschwindigkeit von 1000 mm/s Spitzenintensitäten zwischen $0,4$ und $0,5 \text{ MW/cm}^2$ erforderlich sind. Die Abkühlung der Probenoberfläche bis auf eine Temperatur von 360 K erfolgt hier im Vergleich zur Bestrahlung mit kurzen Laserpulsen in Kap. 5.3.1 deutlich langsamer. Die Abkühlgeschwindigkeit nach der Erhitzung mit einer Spitzenintensität von $0,4 \text{ MW/cm}^2$ betrug dabei nur $11 \text{ K}/\mu\text{s}$, bzw. $13 \text{ K}/\mu\text{s}$ nach Bestrahlung mit der Spitzenintensität $0,5 \text{ MW/cm}^2$.

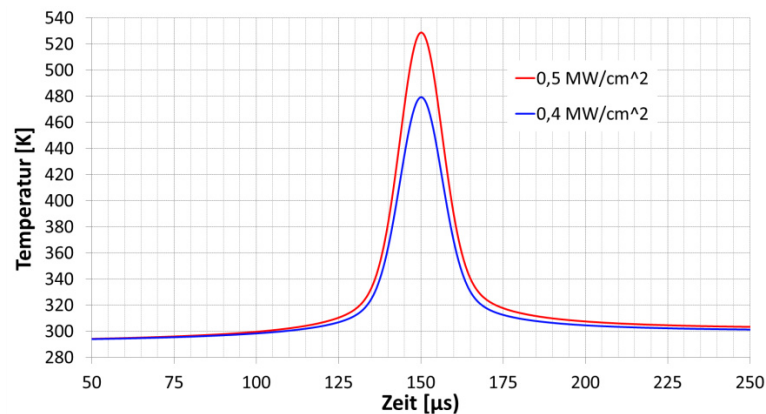


Abb. 5-11: berechnete zeitabhängige Temperaturverläufe an der Probenoberfläche an einem Punkt in der Spurmitte für zwei verschiedene Spitzenintensitäten ($v = 1000 \text{ mm/s}$)

5.3.3 Bestrahlung einer Leiterbahn mit Einzelpulsen

Abb. 5-13 zeigt exemplarisch das durch einen Einzelpuls induzierte Temperaturfeld in einer 4 μm breiten Leiterbahn zum Zeitpunkt maximaler Temperatur. Der Querschnitt offenbart dabei wiederum, dass nur die dünne absorbierende Schicht erhitzt wird.

Die Simulation zeigte, dass die erreichten Maximaltemperaturen in diesem Fall kleiner sind als bei der Bestrahlung einer vollflächigen Schicht. Abb. 5-12 zeigt hierzu exemplarisch die zeitabhängigen Temperaturverläufe an der Probenoberfläche im Punkt maximaler Intensität bei der Bestrahlung mit der Pulsspitzenintensität $0,6 \text{ MW/cm}^2$. Bei Einsatz der Pulsdauer 202 ns wird hier eine Maximaltemperatur von 470 K erreicht. Bei der Bestrahlung einer vollflächigen Schicht sagte die Simulation hingegen bei diesen Parametern eine Maximaltemperatur von 480 K voraus, vgl. Abb. 5-9 oben links.

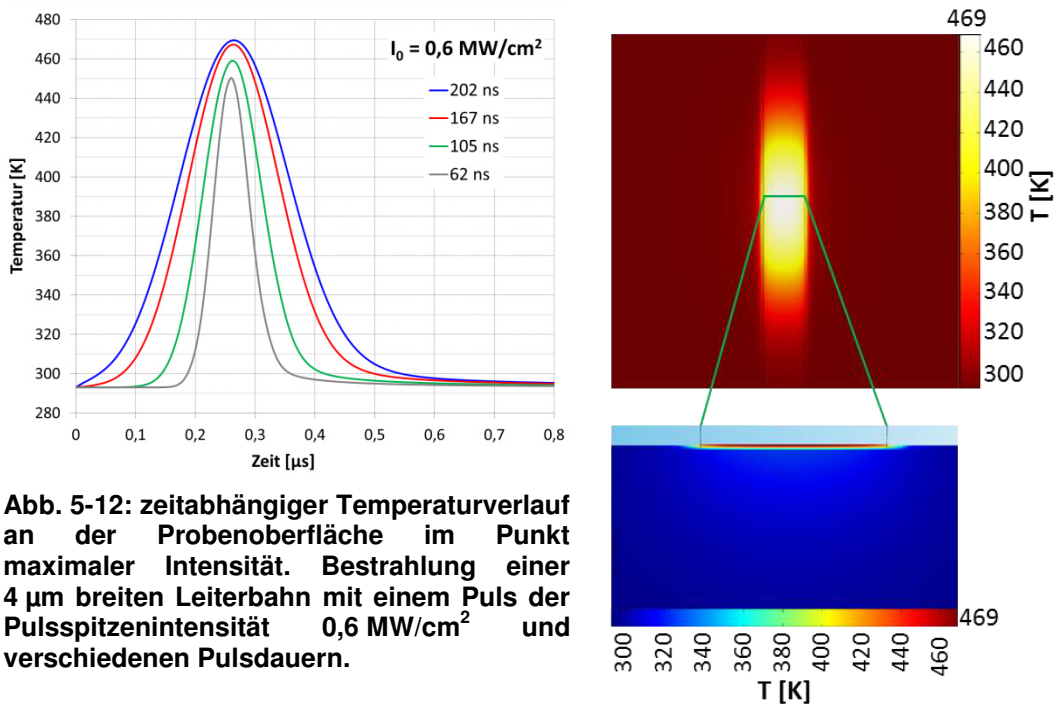


Abb. 5-12: zeitabhängiger Temperaturverlauf an der Probenoberfläche im Punkt maximaler Intensität. Bestrahlung einer 4 μm breiten Leiterbahn mit einem Puls der Pulsspitzenintensität $0,6 \text{ MW/cm}^2$ und verschiedenen Pulsdauern.

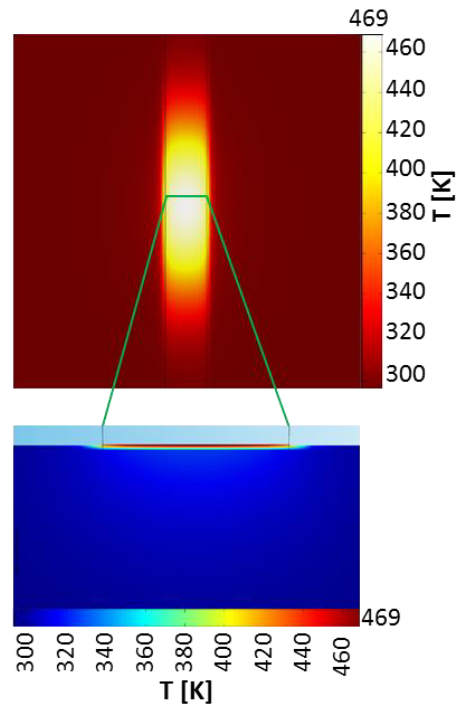


Abb. 5-13: Temperaturfeld der Leiterbahn zu Zeitpunkt maximaler Temperatur in der Draufsicht und im Querschnitt. Bestrahlung mit einem Puls der Pulsdauer 202 ns und der Spitzenintensität $0,6 \text{ MW/cm}^2$.

Damit ist eindeutig widerlegt, dass es durch die reduzierte laterale Abmessung des Schichtsystems aufgrund verringerter Wärmeableitung zu einem Wärmestau bei der Laserbestrahlung kommt. Ursache dafür ist das sehr kleine Volumen des dünnen Schichtstapels. Im Vergleich zu der Wärmeableitung durch das Siliziumsubstrat fällt die Wärmeleitung innerhalb dieser Schichten daher kaum ins Gewicht und hat damit kaum Einfluss auf die resultierenden Temperaturen.

Ursache für die reduzierten Temperaturen ist sicher die geringere absorbierende Fläche. Der Laserstrahl hat einen Durchmesser von $24\ \mu\text{m}$. In einer Dimension wird hiervon nur ein Ausschnitt von $4\ \mu\text{m}$ Breite durch die schmale Leiterbahn absorbiert. Zwar befindet sich das Intensitätsmaximum hier auf der Leiterbahnmitte, jedoch ist die Intensität bei einem gaußverteilten Laserstrahl bis zum Leiterbahnrand erst auf 5% abgesunken. Damit wird ein erheblicher Teil der Laserstrahlleistung nicht durch den spintronischen Schichtstapel absorbiert. Die Absorption im Siliziumsubstrat ist dagegen sehr klein und fällt kaum ins Gewicht.

6 Experimentelle Untersuchungen

6.1 Untersuchungen zum Neusetzen des out-of-plane Exchange Bias

6.1.1 Neusetzen des out-of-plane Exchange Bias durch Einzelspuren und Einzelpulse

Erste Untersuchungen zum Neusetzen des senkrechten Exchange Bias wurden durch die Erhitzung einzelner Spuren bzw. sehr kleiner lateraler Bereiche durch Einzelpulse vorgenommen. Mittels kontinuierlicher Laserstrahlung wurden einzelne, schmale Spuren durch schnelles Scannen des fokussierten Strahls erhitzt. Auch unter Verwendung gepulster Laserstrahlung wurden durch ausreichend großen Pulsüberlapp schmale Spuren erhitzt. Während dieser lasergestützten, lokalen Erhitzung befand sich die Probe im externen Magnetfeld eines Dauermagneten. Am Bearbeitungsort lag dabei eine Magnetfeldstärke von etwa 290 kA/m vor (Kap. 4.2.2). Das Magnetfeld war entgegengesetzt zu der Magnetisierungsrichtung orientiert, die durch den ursprünglich gesetzten Exchange Bias gepinnt war. Bei einer Erhitzung der Einzelspuren über die Blocking-Temperatur des Schichtsystems kommt es folglich zu einer lokalen Neuausrichtung des Exchange Bias Feldes. Weiterhin wurde das Neusetzen des Exchange Bias in sehr kleinen lateralen Bereichen durch die Erhitzung mittels lateral getrennter Einzelpulse untersucht. Abb. 6-1 veranschaulicht die einzelnen Prozesse.

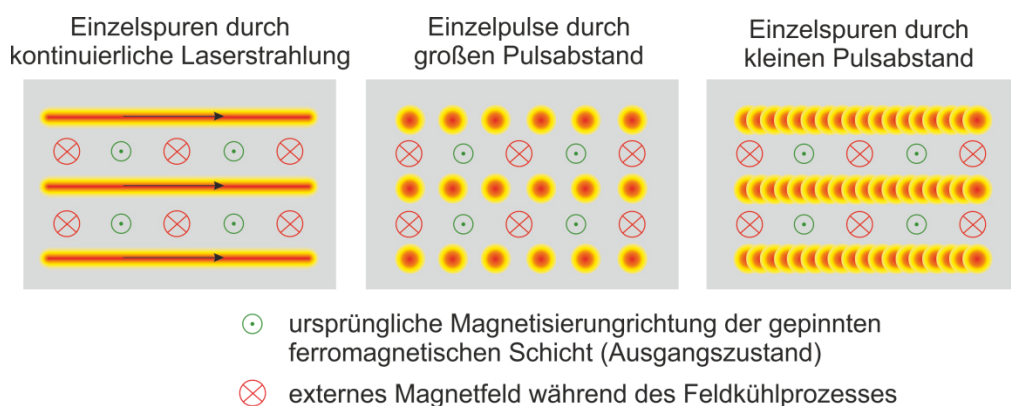


Abb. 6-1: Prozessschema zum Neusetzen des Exchange Bias Feldes durch Einzelspuren und Einzelpulse

Die Erhitzung durch Einzelspuren und Einzelpulse wurde für verschiedene Scangeschwindigkeiten (kontinuierliche Laserstrahlung) bzw. Pulsüberlappungsgrade (gepulste Laserstrahlung) untersucht. Dabei wurde die Laserstrahlintensität bzw. Pulsspitzenintensität variiert. Die untersuchten Parameterbereiche sind in Tab. 6-1

aufgelistet. Die darin aufgeführten flächigen Pulsüberlappungsgrade beziehen sich auf den Fokusradius des Laserstrahls (2.Moment-Methode).

Tab. 6-1: untersuchte Prozessparameter zum Neusetzen des Exchange Bias durch Einzelspuren und Einzelpulse

Laserstrahlung	Scangeschwindigkeit bzw. flächiger Pulsüberlapp (geometrischer Pulsabstand)	Spitzenintensität
kontinuierlich	100	0,096 – 0,795 MW/cm ²
	500	
	1000	
	2000	
	4000	
gepulst, $\tau_H = 62$ ns	50% (8,9 μm)	0,12 – 4,2 MW/cm ²
	70% (5,2 μm)	
gepulst, $\tau_H = 167$ ns	90% (1,7 μm)	0,18 – 1,9 MW/cm ²
	Einzelpulse	

Durch Visualisierung der magnetisch neuorientierten Gebiete mithilfe des magnetooptischen Sensors wurden die Ergebnisse in Abhängigkeit von den Prozessparametern analysiert. Abb. 6-2 zeigt exemplarisch die magnetooptische Visualisierung von magnetisch neugesetzten Bereichen durch Einzelpulse sowie Einzelspuren mit Laserpulsen der Pulsdauer 62 ns. Beim Neusetzen des Exchange Bias mittels Einzelpulsen (Abb. 6-2 a,b) werden hier ab einer Pulsspitzenintensität von 0,57 MW/cm² magnetisch neuorientierte Bereiche mit einem Durchmesser von einigen μm erkennbar. Mit höheren Intensitäten werden Durchmesser von etwa 10 μm erreicht. Ab einer Spitzenintensität von 2,25 MW/cm² tritt im Zentrum des Laserstrahlwirkbereichs jeweils ein zusätzlicher Kontrast in Form eines dunklen Bereichs auf. Hier kann angenommen werden, dass es in der Mitte des Laserstrahlwirkbereichs zu einer Überhitzung und damit zur Schädigung des Schichtsystems gekommen ist. Folglich liegt in diesem Gebiet keine Magnetisierung mehr vor, sodass die Polarisationsrichtung des abbildenden Lichtes hier nicht gedreht wird. Abb. 6-3 veranschaulicht die Entstehung des Kontrastes bei der Visualisierung mittels magnetooptischem Sensor. Aufgrund der domänenartigen Struktur des Sensors und der begrenzten, einsetzbaren Vergrößerung ist die Auflösung der magnetooptischen Visualisierung jedoch eher gering. Daher ist es möglich, dass bereits bei geringeren Intensitäten erste Ummagnetisierungen auftreten, die jedoch nicht aufgelöst werden können. Auch die Überhitzung im Zentrum des Laserstrahlwirkbereichs wird eventuell erst ab einer bestimmten Größe aufgelöst.

Beim Feldkühlprozess mittels Einzelspuren durch einen Pulsüberlapp von 90% (Abb. 6-2 c) wurde ab einer Pulsspitzenintensität von 0,21 MW/cm² eine magnetisch neugesetzte Spur erkennbar. Ein deutlicher, zusätzlicher Kontrast in der Spurmitte, der auf eine starke Grenzflächendurchmischung hinweist, wurde ab einer Spitzenintensität von 1,47 MW/cm² beobachtet.

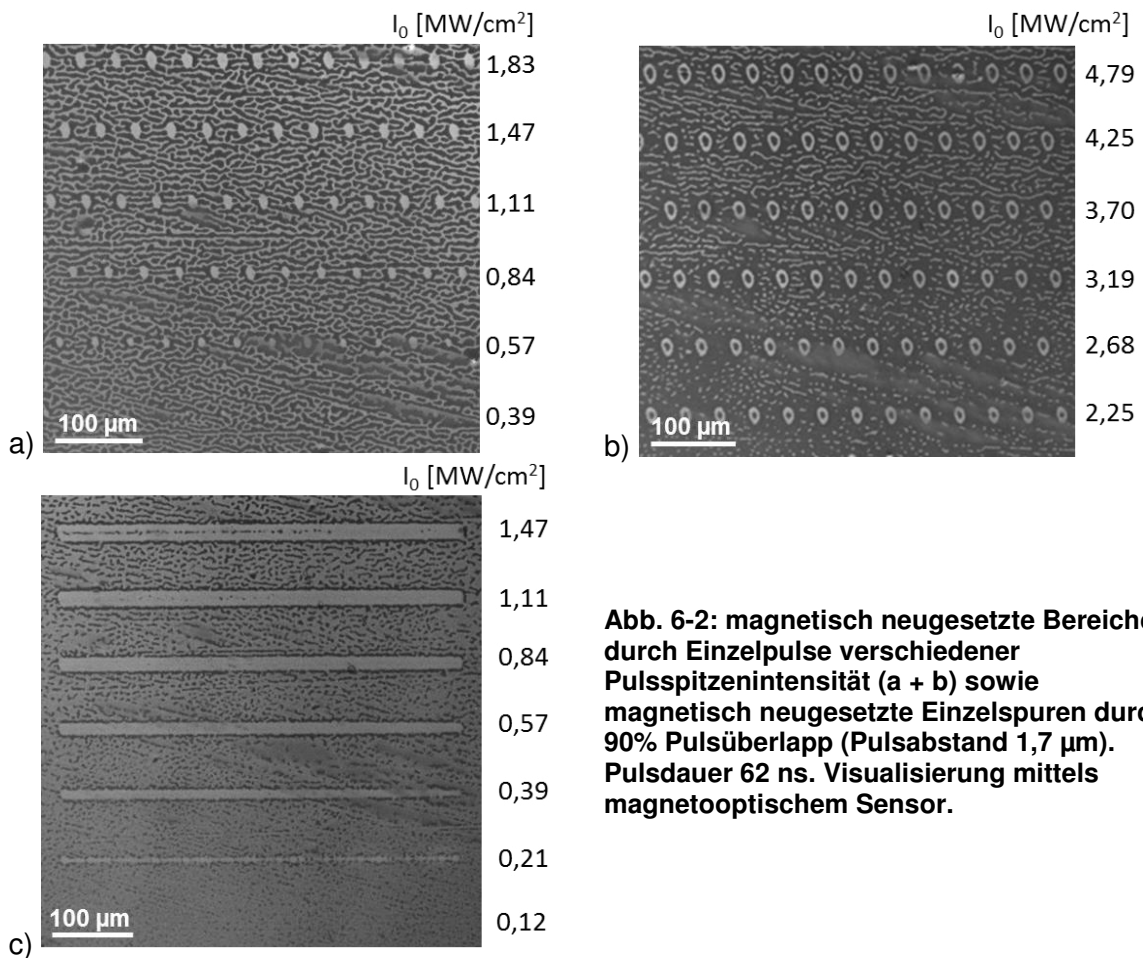


Abb. 6-2: magnetisch neugesetzte Bereiche durch Einzelpulse verschiedener Pulsspitzenintensität (a + b) sowie magnetisch neugesetzte Einzelspuren durch 90% Pulsüberlapp (Pulsabstand 1,7 µm). Pulsdauer 62 ns. Visualisierung mittels magnetooptischem Sensor.

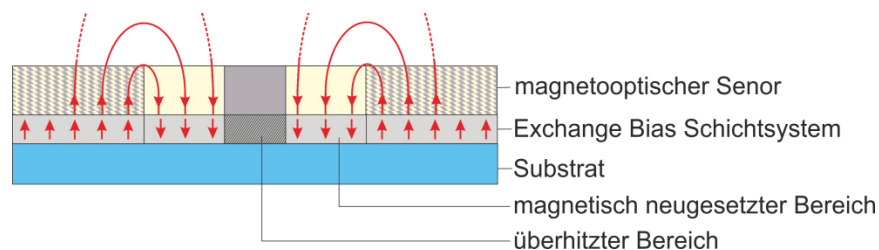


Abb. 6-3: schematische Darstellung zur Entstehung des Kontrastes bei der Visualisierung mittels magnetooptischem Sensor

Mithilfe der magnetooptischen Visualisierung wurde auch die Breite der magnetisch neuorientierten Spuren bestimmt. Die Ergebnisse der Spurbreitenbestimmung sind in Abb. 6-4 für den Einsatz kontinuierlicher Laserstrahlung und in Abb. 6-5 unter Verwendung gepulster Laserstrahlung dargestellt. Die ersten Messwerte wurden bei den Intensitäten bestimmt, die gerade noch zur Ummagnetisierung geschlossener Spuren führen. Bei Verwendung kontinuierlicher Laserstrahlung betragen die mindestens notwendigen Laserstrahlintensitäten entsprechend zwischen 0,19 MW/cm² (Scangeschwindigkeit 100 mm/s) und 0,25 MW/cm² (Scangeschwindigkeit 4000 mm/s). Die erreichten Spurbreiten zeigen hier jedoch keine signifikante Abhängigkeit von der Scangeschwindigkeit. Folglich zeigt die Darstellung in Abhängigkeit von der Streckenenergie, dass für eine magnetische Neusetzung der gleichen Spurbreite bei kleinerer Scangeschwindigkeit ein deutlich höherer Energieeintrag notwendig ist.

Entscheidend für das Erreichen der Blocking-Temperatur ist also offensichtlich nur die Laserstrahlintensität und nicht der Energieeintrag. Deshalb sind höhere Scangeschwindigkeiten zu bevorzugen, um einen zu hohen Energieeintrag in das Schichtsystem zu vermeiden. Die kreuzförmigen Markierungen in den Graphen zeigen an, ab welchen Intensitäten bzw. Streckenergien eine Überhitzung in der Spurmitte beobachtet werden konnte. Dabei wird deutlich, dass auch das Auftreten zu starker Grenzflächendurchmischung nur von der Intensität und nicht vom Energieeintrag abhängt.

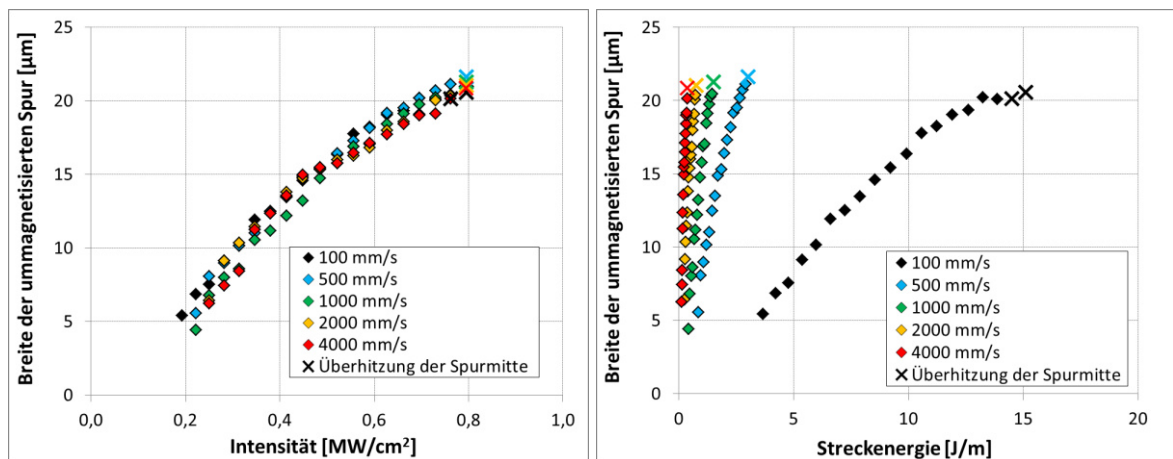


Abb. 6-4: Breite der ummagnetisierten Spuren in Abhängigkeit von der Laserstrahlintensität (links) bzw. der Streckenergie (rechts). Feldkühlprozess mit kontinuierlicher Laserstrahlung bei verschiedenen Scangeschwindigkeiten.

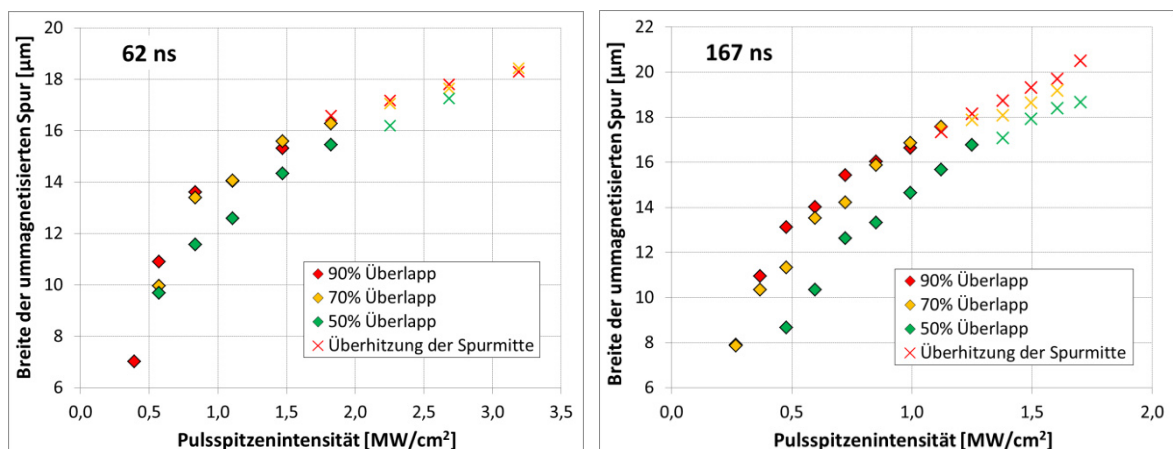


Abb. 6-5: Breite der ummagnetisierten Spuren in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität. Feldkühlprozess mit gepulster Laserstrahlung der Pulsdauer 62 ns (links) bzw. 167 ns (rechts) mit verschiedenen Pulsüberlappungsgraden.

Bei Verwendung gepulster Laserstrahlung mit einem Pulsüberlapp von 90% betragen die mindestens notwendigen Pulsspitzenintensitäten zum Neusetzen des Exchange Bias auf geschlossenen Spuren mit messbaren Breiten $0,39 \text{ MW/cm}^2$ bei einer Pulsdauer von 62 ns bzw. $0,27 \text{ MW/cm}^2$ bei einer Pulsdauer von 167 ns. Es muss jedoch erwähnt werden, dass bereits bei kleineren Intensitäten von $0,21 \text{ MW/cm}^2$ (Pulsdauer 62 ns) bzw. $0,18 \text{ MW/cm}^2$ (Pulsdauer 167 ns) eine Ummagnetisierung erkennbar wurde. Die resultierenden Spurbreiten konnten jedoch aufgrund der begrenzten, einsetzbaren Vergrößerung nicht gemessen werden. Unter Beachtung dieses Aspektes wird deutlich,

dass die notwendigen Spitzenintensitäten unter Verwendung gepulster Laserstrahlung mit den notwendigen Intensitäten bei Einsatz kontinuierlicher Laserstrahlung vergleichbar sind. Das entscheidende Kriterium zum Erreichen der Blocking-Temperatur war offenbar nicht der Energieeintrag sondern die Intensität.

Abhängig vom gewählten Prozessregime und der Intensität betragen die erzielten Spurbreiten zwischen 5 μm und 20 μm .

6.1.2 Flächiges Neusetzen des out-of-plane Exchange Bias

Um genaue Aussagen über die Stärke des Exchange Bias Feldes nach dem Feldkühlprozess treffen zu können, wurden Untersuchungen zum flächigen Neusetzen des Exchange Bias durchgeführt. Die magnetisch neuorientierten Flächen konnten anschließend anhand der mittels MOKE-Messungen aufgenommenen M(H)-Hysteresekurven analysiert werden. Das externe senkrechte Magnetfeld mit einer Stärke von 290 kA/m wurde während der laserinduzierten Erhitzung wieder entgegengesetzt zur gepinnten Magnetisierungsrichtung orientiert. Der flächige Feldkühlprozess wurde ebenfalls unter Verwendung gepulster Laserstrahlung mit zwei verschiedenen Pulsdauern sowie mittels kontinuierlicher Laserstrahlung bei zwei verschiedenen Scangeschwindigkeiten untersucht. Dabei wurde eine Fläche von 200 x 200 μm^2 durch Aneinanderreihung von Pulsen bzw. einzelnen Erwärmungsspuren bei definiertem Puls- bzw. Linienabstand gescannt. Abb. 6-6 veranschaulicht den flächigen Feldkühlprozess am out-of-plane Exchange Bias System.

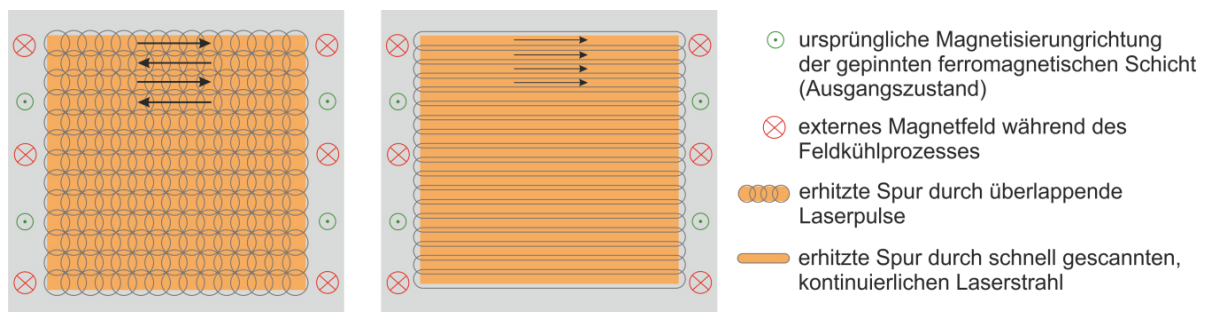


Abb. 6-6: Prozessschema zum flächigen Neusetzen des senkrechten Exchange Bias mittels gepulster Laserstrahlung (links) und kontinuierlicher Laserstrahlung (rechts)

6.1.2.1 Gepulste Laserstrahlung

Die Untersuchungen mit gepulster Laserstrahlung wurden unter Verwendung der zwei Pulsdauern 62 ns und 167 ns durchgeführt. Die genauen Prozessparameter sind in Tab. 6-2 aufgelistet.

Tab. 6-2: untersuchter Parameterbereich zum flächigen Neusetzen des senkrechten Exchange Bias mittels gepulster Laserstrahlung

Pulsdauer	Pulsspitzenintensität	Pulsabstand
62 ns	0,21 – 0,58 MW/cm ²	2,5 μm
	0,87 – 2,75 MW/cm ²	5 μm
167 ns	0,19 – 0,49 MW/cm ²	2,5 μm
	0,61 – 1,14 MW/cm ²	5 μm

Abb. 6-7 zeigt exemplarisch die M(H)-Hysteresekurven nach dem lasergestützten Feldkühlprozess durch gepulste Laserstrahlung der Pulsdauer 167 ns. Es zeigt sich, dass nach dem Feldkühlen mit einer kleinen Pulsspitzenintensität von 0,2 MW/cm², vgl. Abb. 6-7 b, zunächst nur eine geringe Abschwächung des Exchange Bias Feldes und eine Erhöhung der Koerzitivfeldstärke auftritt. Die Umkehr des Exchange Bias Feldes wurde durch Bestrahlung mit einer Spitzenintensität von 0,3 MW/cm² (Abb. 6-7 c) erreicht. Ab einer Pulsspitzenintensität von 1,0 MW/cm² (Abb. 6-7 d) wurde eine Verringerung der Koerzitivfeldstärke festgestellt, was auf einsetzende Schädigungen am Schichtstapel schlussfolgern lässt. Eine weitere Erhöhung der Intensität führt schließlich zu einer starken Deformation der M(H)-Hysteresekurve (Abb. 6-7 e). Die Schaltvorgänge verlaufen dabei mit deutlich geringerem Anstieg. Dies ist auf die räumliche Gaußverteilung der Laserstrahlung zurückzuführen, die zu einer lateralen Temperaturverteilung im Wirkungsbereich eines Laserpulses führt. Im Bereich der Spitzenintensität wurden hier offensichtlich Temperaturen erreicht, die zur Schädigung des Schichtstapels führen. Diese Bereiche sind anschließend nicht mehr oder nur noch schwach negativ gepinnt, sodass sie bereits bei kleineren Magnetfeldstärken umschalten. In angrenzenden Bereichen geringerer Temperatur wird vermutlich eine Neuausrichtung der Austauschisotropie ohne Schädigung des Schichtsystems erreicht, sodass hier anschließend ein negatives Pinning vorliegt. In der Summe erfolgt das Umschalten der gepinnten ferromagnetischen Schicht damit über einen breiteren Feldstärkebereich verteilt, sodass ein geringerer Anstieg vorliegt.

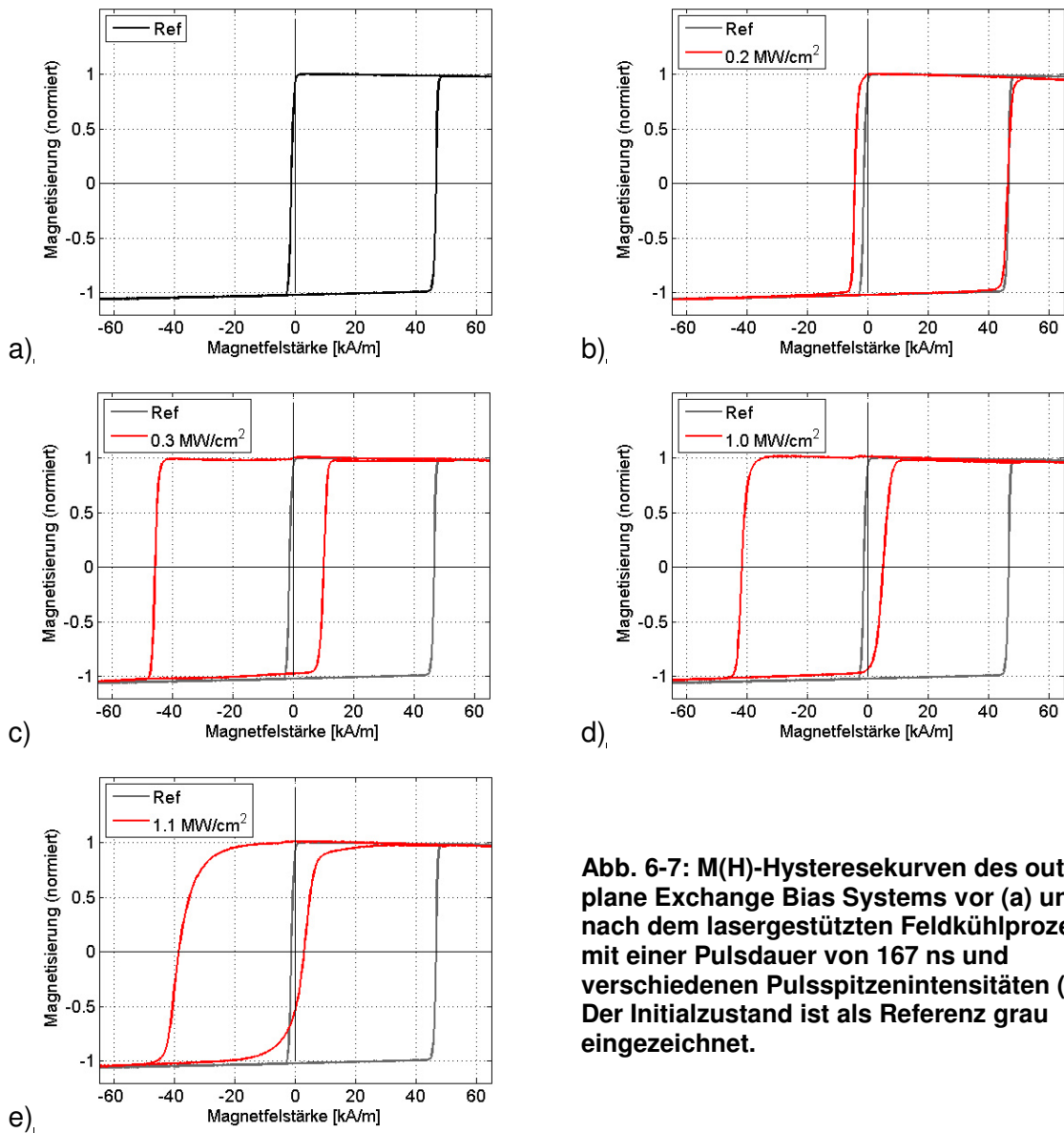


Abb. 6-7: M(H)-Hysteresekurven des out of plane Exchange Bias Systems vor (a) und nach dem lasergestützten Feldkühlprozess mit einer Pulsdauer von 167 ns und verschiedenen Pulsspitzenintensitäten (b-e). Der Initialzustand ist als Referenz grau eingezeichnet.

Abb. 6-8 fasst die Ergebnisse zur resultierenden Exchange Bias Feldstärke in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität für die zwei Pulsdauern 62 ns und 167 ns zusammen. Daraus geht hervor, dass bei Verwendung der kürzeren Pulsdauer 62 ns eine geringfügig höhere Spitzenintensität zum Neusetzen des Exchange Bias notwendig ist. Die Darstellung in Abhängigkeit von der Fluenz in Abb. 6-9 zeigt entsprechend, dass bei Einsatz der längeren Pulsdauer eine deutlich höhere Fluenz für das Neusetzen des Exchange Bias erforderlich ist. Demzufolge erfolgt beim Feldkühlprozess mit längerer Pulsdauer ein größerer Energieeintrag in den Schichtstapel.

Die resultierende Exchange Bias Feldstärke erreicht nach dem lasergestützten Feldkühlprozess Werte zwischen -14 und -22 kA/m. Ein Vergleich mit dem Initialwert von 22,7 kA/m ist hier wenig aussagekräftig, da die Feldstärkewerte der MOKE-Messung im senkrechten Feld fehlerbehaftet sind, wie in Kap. 4.3 begründet wurde.

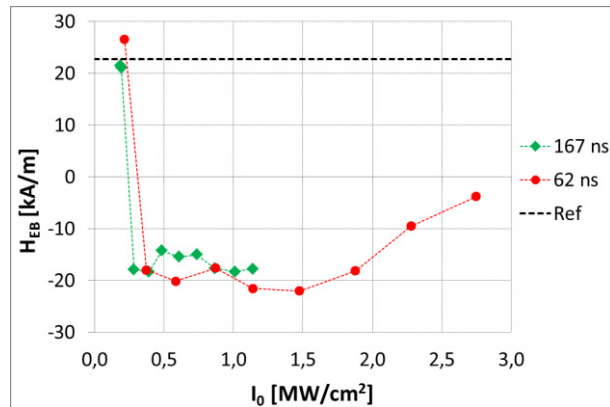


Abb. 6-8: Exchange Bias Feldstärke nach dem Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität für die zwei verschiedenen Pulsdauern. Der Initialzustand ist als Referenz gestrichelt markiert.

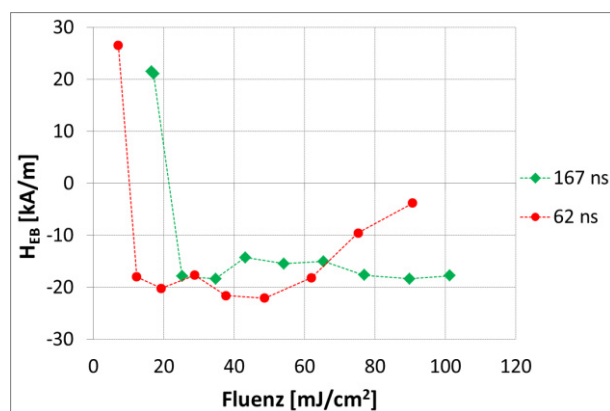


Abb. 6-9: Exchange Bias Feldstärke in Abhängigkeit von der Fluenz für die zwei verschiedenen Pulsdauern

Abb. 6-10 zeigt die ermittelten Koerzitivfeldstärken der gepinnten ferromagnetischen Schicht nach dem Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität. Es ist erkennbar, dass die Koerzitivfeldstärke bei Bestrahlung mit kleinen Spitzenintensitäten $\leq 0,9$ MW/cm² zunächst deutlich über den Wert des Initialzustandes ansteigt. Mögliche Ursache dafür sind durch die Laserbestrahlung generierte zusätzliche Defekte in der antiferromagnetischen Schicht bzw. in der Grenzfläche zwischen Ferromagnet und Antiferromagnet. Entsprechend dem in Kap. 2.2.2.4 vorgestellten Domain State Modell wird dadurch die Bildung von Domänenwänden erleichtert. Folglich wird bei dem Feldkühlprozess eine höhere Anzahl an Domänen gebildet, woraus eine erhöhte Koerzitivfeldstärke resultiert [59]. Intensitäten $\geq 1,0$ MW/cm² führen schließlich wieder zu einem Absinken der Koerzitivfeldstärke, d.h. zu einsetzenden Schädigungen am Schichtsystem aufgrund von Grenzflächendurchmischung. Eine Verringerung des resultierenden Exchange Bias Feldes setzt hingegen erst bei deutlich höheren Spitzenintensitäten ein, wie in Abb. 6-8 für Pulse der Pulsdauer 62 ns ab $I_0 \geq 2,0$ MW/cm² erkennbar ist. Um eine Aussage über den Zustand des Schichtsystems und die Austauschisotropie treffen zu können, sollten daher immer beide Größen betrachtet werden.

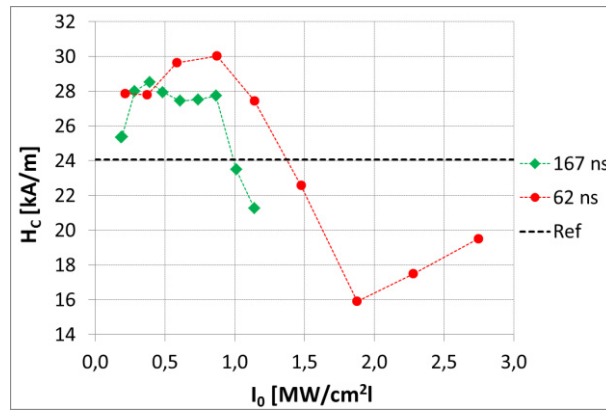


Abb. 6-10: Koerzitivfeldstärke nach dem Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität für die zwei verschiedenen Pulsdauern. Der Initialzustand ist als Referenz gestrichelt markiert.

6.1.2.2 Kontinuierliche Laserstrahlung

Der Feldkühlprozess des out-of-plane Exchange Bias Systems unter Verwendung kontinuierlicher Laserstrahlung wurde für die zwei Scangeschwindigkeiten 1000 mm/s und 4000 mm/s untersucht. Die verwendeten Prozessparameter sind in Tab. 6-3 aufgeführt.

Tab. 6-3: untersuchter Parameterbereich für das flächige Neusetzen des Exchange Bias mittels kontinuierlicher Laserstrahlung

Scangeschwindigkeit	Intensität	Linienabstand
1000 mm/s	0,17 – 0,32 MW/cm ²	2,5 μm
4000 mm/s	0,39 – 0,60 MW/cm ²	5 μm

Abb. 6-11 zeigt die ermittelten Exchange Bias Feldstärken in Abhängigkeit von der Laserstrahlintensität. Darin ist für beide Scangeschwindigkeiten die gleiche Abhängigkeit von der Intensität erkennbar. Eine vollständige Neuorientierung des Exchange Bias Feldes wurde in beiden Fällen ab einer Intensität von etwa 0,30 MW/cm² erreicht. Das resultierende Exchange Bias Feld erreichte hier Werte zwischen -18 und -21 kA/m.

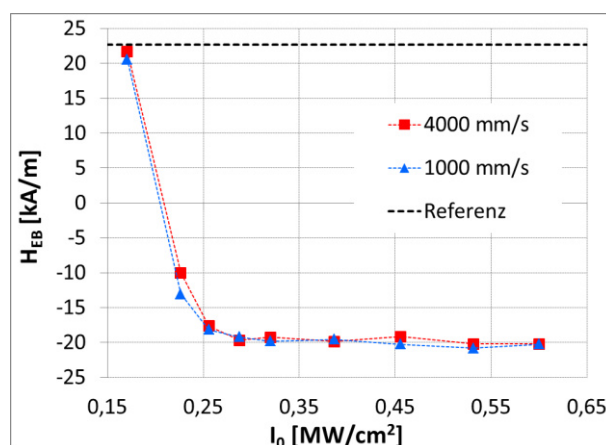


Abb. 6-11: Exchange Bias Feldstärke nach dem Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Laserstrahlintensität für die zwei Scangeschwindigkeiten 4000 mm/s und 1000 mm/s. Der Initialzustand ist als Referenz gestrichelt markiert.

Die Darstellung in Abhängigkeit von der Streckenergie in Abb. 6-12 zeigt, dass bei der kleineren Scangeschwindigkeit eine wesentlich höhere Streckenergie erforderlich war. Eine kleinere Geschwindigkeit führt also zu einem höheren Energieeintrag in das Schichtsystem. Das zeigt wiederum, dass nicht der Energieeintrag sondern die Intensität für den Prozess entscheidend war.

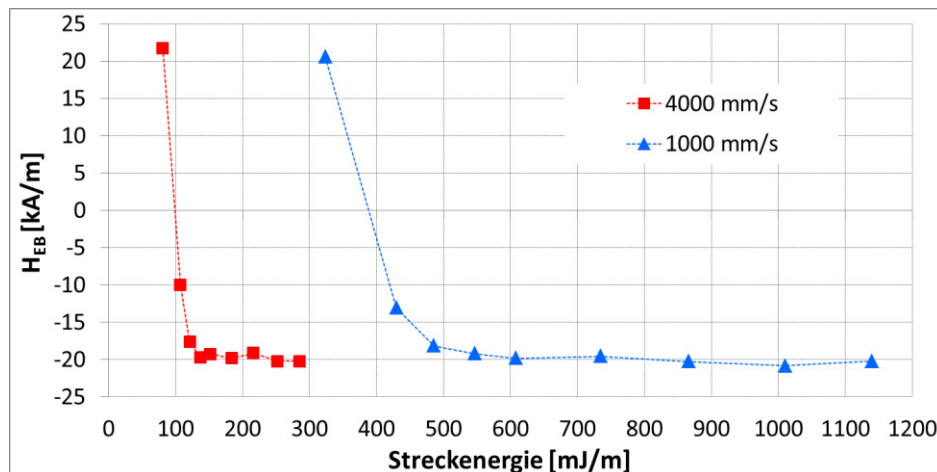


Abb. 6-12: Exchange Bias Feldstärke nach dem Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Streckenergie für die zwei Scangeschwindigkeiten 4000 mm/s und 1000 mm/s

Die Koerzitivfeldstärke nahm auch hier durch den Feldkühlprozess deutlich zu, wie in Abb. 6-13 verdeutlicht wird. Es ist also zu vermuten, dass auch bei Verwendung kontinuierlicher Laserstrahlung zusätzliche Defekte und damit mehr Domänenwände entstanden. Ab Intensitäten von etwa $0,60 \text{ MW/cm}^2$ kam es offenbar zu Schädigungen des Schichtsystems durch Grenzflächendurchmischung, da hier eine Verringerung des Koerzitivfeldes eintritt. Das Exchange Bias Feld wird bei dieser Intensität zwar noch nicht reduziert, aber die MOKE-Messungen zeigten eine deutliche Deformation der M(H)-Hysteresekurve, vgl. Anlage A-I-1.

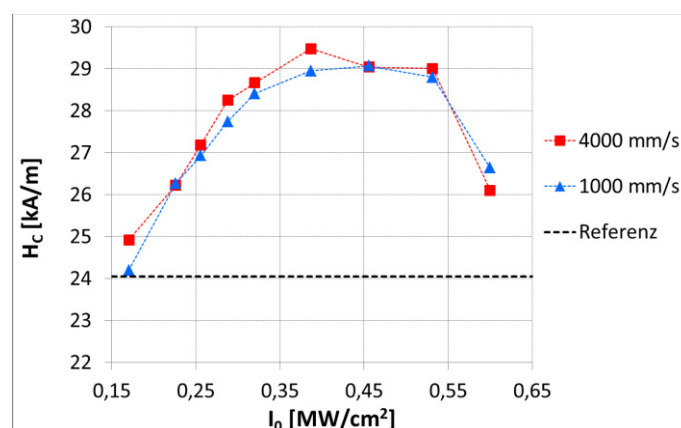


Abb. 6-13: Koerzitivfeldstärke nach dem Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Laserstrahlintensität für die zwei Scangeschwindigkeiten 4000 mm/s und 1000 mm/s

6.2 Untersuchungen zum Neusetzen des in-plane Exchange Bias

6.2.1 Flächiges Neusetzen des in-plane Exchange Bias

Das flächige Neusetzen des in-plane Exchange Bias wurde ebenfalls unter Einsatz gepulster und kontinuierlicher Laserstrahlung untersucht. Dafür wurden Flächen von $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ mit schnell gescannter Laserstrahlung und definiertem Linien- bzw. Pulsabstand bestrahlt, während sich die Probe im externen Magnetfeld befand. Das Magnetfeld wurde durch den unter 4.2.1 vorgestellten Aufbau bereitgestellt und entgegengesetzt zur ursprünglich gepinnten Magnetisierungsrichtung orientiert. Die magnetischen Eigenschaften nach dem lasergestützten Feldkühlprozess wurden anhand der mittels Kerr-Magnetometrie aufgenommenen $M(H)$ -Hysteresekurven ausgewertet. Untersucht wurde die Abhängigkeit des resultierenden, neu gesetzten Exchange Bias Feldes sowie der Koerzitivfeldstärke von den Prozessparametern Spitzenintensität, Pulsdauer (gepulste Laserstrahlung), Scangeschwindigkeit (kontinuierliche Laserstrahlung) und Magnetfeldstärke. Abb. 6-14 veranschaulicht die untersuchten Prozesse.

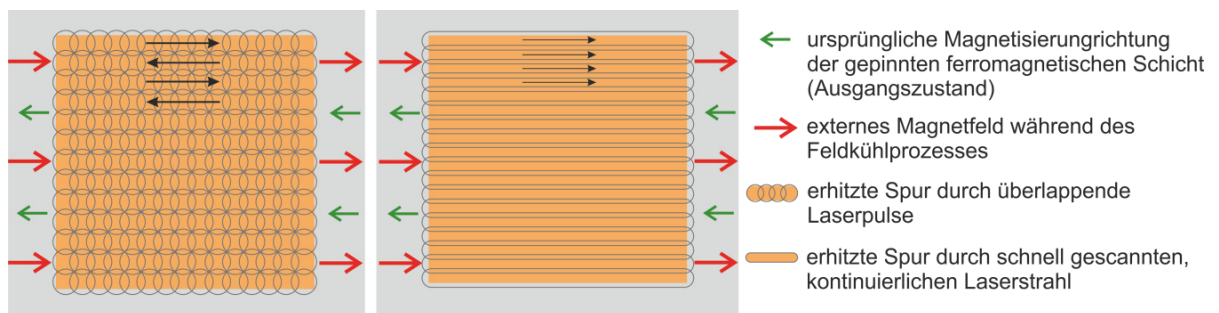


Abb. 6-14: Prozessschema zum flächigen Neusetzen des in-plane Exchange Bias mittels gepulster Laserstrahlung (links) und kontinuierlicher Laserstrahlung (rechts)

6.2.1.1 Gepulste Laserstrahlung

Um den Einfluss der Pulsdauer zu untersuchen wurden vier verschiedene Pulswiederhol frequenzen von 1 kHz, 5 kHz, 10 kHz und 13 kHz mit den zugehörigen Pulshalbwertsbreiten 62 ns, 105 ns, 167 ns und 202 ns eingesetzt. Das externe Magnetfeld wurde durch den in Kapitel 4.2.1 vorgestellten Aufbau bereitgestellt, wobei die vier verschiedenen, in Tab. 4-3 aufgeführten Magnetfeldstärken für die Untersuchungen herangezogen wurden. Weiterhin wurde bei konstantem Fokusradius die mittlere Laserstrahlleistung variiert, sodass die Abhängigkeit von Pulsspitzenintensität bzw. Fluenz untersucht werden konnte. Tab. 6-4 listet die untersuchten Parameterbereiche auf.

Tab. 6-4: untersuchter Parameterbereich zum flächigen Neusetzen des in-plane Exchange Bias mittels gepulster Laserstrahlung

Pulsdauer	Pulsspitzenintensität	Pulsabstand	externe Magnetfeldstärke	
62 ns	0,40 – 0,58 MW/cm ²	2,5 µm	15 kA/m	
	0,85 – 2,73 MW/cm ²	5 µm		
105 ns	0,30 – 0,40 MW/cm ²	2,5 µm		55 kA/m
	0,49 – 1,78 MW/cm ²	5 µm		
167 ns	0,29 – 0,39 MW/cm ²	2,5 µm	150 kA/m	
	0,51 – 3,84 MW/cm ²	5 µm		
202 ns	0,32 – 0,48 MW/cm ²	2,5 µm	335 kA/m	
	0,74 – 2,53 MW/cm ²	5 µm		

Abb. 6-15 zeigt exemplarisch die mittels MOKE aufgenommenen M(H)-Hysteresekurven vor und nach dem lasergestützten Feldkühlprozess mit einer Pulsdauer von 167 ns und einer Magnetfeldstärke von 335 kA/m. Vor dem Feldkühlprozess zeigte das Spin Valve System eine zweistufige Hysterese mit einem positiven Exchange Bias Feld von etwa +80 kA/m (Abb. 6-15 a). Nach der Erwärmung im externen Magnetfeld mit einer kleinen Pulsspitzenintensität von 0,3 MW/cm² (Abb. 6-15 b) war das positive Pinning noch vorhanden. Jedoch zeigte die Hysterese ein deutlich verringertes Exchange Bias Feld. Weiterhin verlief der Anstieg des Umschaltvorganges der gepinnten ferromagnetischen Schicht weniger steil. Dies ist wiederum auf die unterschiedlichen Temperaturbereiche zurückzuführen, die aufgrund der Gaußverteilung der Laserstrahlung im Wirkungsbereich induziert wurden. Im Bereich der höchsten Temperatur, d.h. im Zentrum des Laserstrahlwirkungsbereichs, wurde das Pinning dadurch vermutlich bereits gelöscht, während es in kälteren Bereichen nur abgeschwächt bzw. kaum beeinflusst wurde. Infolgedessen lagen laterale Bereiche mit unterschiedlichem Exchange Bias Feld vor, sodass sich der Umschaltvorgang der gepinnten ferromagnetischen Schicht über einen breiteren Feldstärkebereich verteilte.

Die Erwärmung mit einer Pulsspitzenintensität von 0,4 MW/cm² (Abb. 6-15 c) war hier bereits ausreichend, um das Exchange Bias Feld umzuschalten. Jedoch wies der Umschaltvorgang der gepinnten ferromagnetischen Schicht wieder einen wesentlich kleineren Anstieg auf. Auch hier ist die Ursache in der Gaußverteilung der Laserstrahlung und der damit induzierten lateralen Temperaturverteilung zu finden. Folglich existierten wieder ausreichend stark aufgeheizte Bereiche im Zentrum des Laserstrahlwirkungsbereichs, in denen ein betragsmäßig größeres Exchange Bias Feld gesetzt wurde. In den angrenzenden kälteren Regionen wurde offenbar nur ein schwaches bzw. gar kein Pinning erreicht.

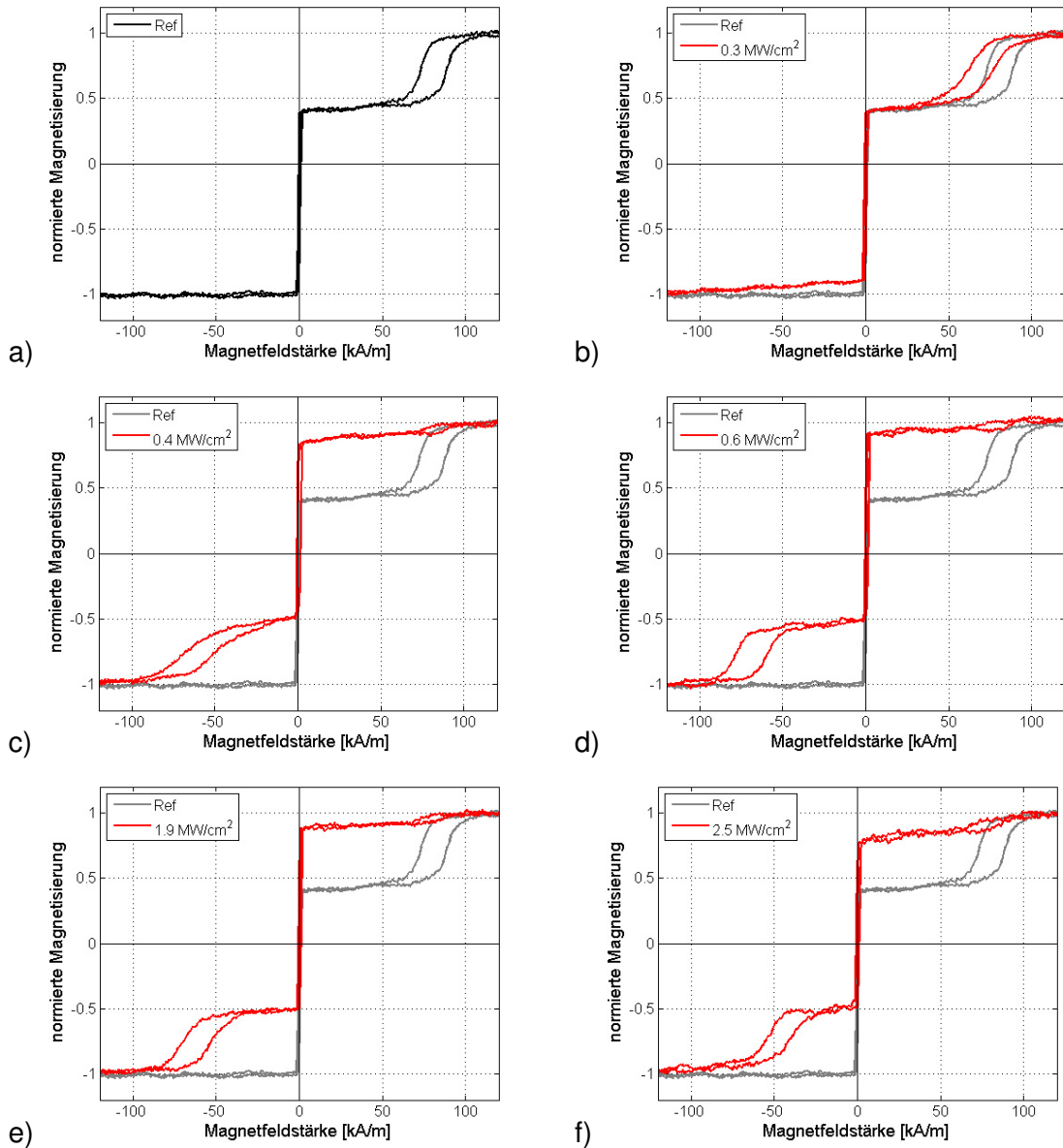


Abb. 6-15: M(H)-Hysteresekurven vor (a) und nach dem lasergestützten Feldkühlprozess mit verschiedenen Pulsspitzenintensitäten bei einer Pulsdauer von 167 ns und einem externen Magnetfeld von 335 kA/m (b-f)³

Mit höherer Pulsspitzenintensität vergrößerte sich der Wirkungsbereich, in dem eine ausreichend hohe Temperatur induziert wurde. Folglich wurde ganzflächig ein nahezu gleich großes negatives Exchange Bias Feld gesetzt. Der Umschaltprozess der gepinnten ferromagnetischen Schicht zeigte dadurch wieder einen steileren Verlauf, wie Abb. 6-15 d für eine Spitzenintensität von 0,6 MW/cm² zeigt.

Ab bestimmtem Pulsspitzenintensitäten verringerte sich das resultierende Exchange Bias Feld betragsmäßig, wie in Abb. 6-15 e und f für die Intensitäten 1,9 MW/cm² und

³ Die verbleibenden positiven Anteile des Exchange Bias in den Hysteresekurven sind auf den Einfluss angrenzender Gebiete zurückzuführen, die bei den MOKE-Messungen teilweise mit erfasst werden. Eine genauere Betrachtung hierzu erfolgt unter 6.2.3.

2,5 MWE/cm² erkennbar ist. Hier traten im Zentrum des Laserstrahlwirkbereichs offenbar bereits Schädigungen des Schichtstapels ein, sodass lateral begrenzte Bereiche ohne Pinning existierten. Dadurch wurde das Exchange Bias Feld in der Summe abgeschwächt.

Abb. 6-16 zeigt zusammenfassend die Abhängigkeit der resultierenden Exchange Bias Feldstärke von der Pulsspitzenintensität für die Pulsdauer 167 ns und für die verschiedenen untersuchten Magnetfeldstärken. Es ist zu erkennen, dass das Exchange Bias Feld ab einer Pulsspitzenintensität von 0,5 MW/cm² vollständig in negativer Richtung neu gesetzt wurde. Weiterhin zeigte sich, dass bei vollständiger Neuorientierung des Exchange Bias in die negative Richtung, d.h. ab Intensitäten $\geq 0,5$ MW/cm², keine Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke vorlag. Lediglich im Bereich kleinerer Intensitäten, die zu ersten Änderungen des Exchange Bias Feldes führten, wurde eine Abhängigkeit erkennbar. Bei Betrachtung der Ergebnisse unter Einsatz der anderen Pulsdauern (Anlage A-I-2) zeigte sich dabei, dass die kleinen Pulsspitzenintensitäten zu einer größeren Änderung der Exchange Bias Feldstärke führten, wenn eine höhere Magnetfeldstärke anlag.

Auffällig ist außerdem, dass der Betrag des Exchange Bias Feldes mit maximal 69 kA/m nicht den Wert des Initialzustandes (80,8 kA/m) erreichte. Die Ursache hierfür soll unter 6.2.2 näher diskutiert werden.

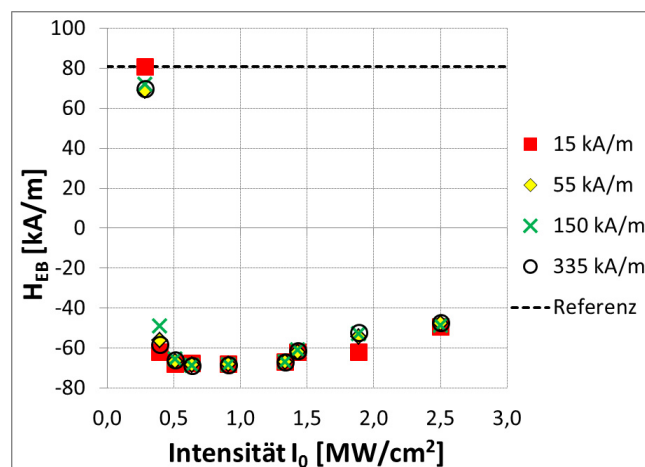


Abb. 6-16: Exchange Bias Feldstärke nach dem lasergestützten Feldkühlprozess mit gepulster Laserstrahlung der Pulsdauer 167 ns in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität für verschiedene Magnetfeldstärken. Der Initialzustand ist als Referenz gestrichelt markiert.

Um die Abhängigkeit von der verwendeten Pulsdauer näher zu beleuchten, ist in Abb. 6-17 die resultierende Exchange Bias Feldstärke in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität für die vier verschiedenen Pulsdauern dargestellt. Daraus geht hervor, dass bei Verwendung der kürzesten Pulsdauer von 62 ns eine höhere Pulsspitzenintensität für die Neuorientierung des Exchange Bias Feldes notwendig war. Für die drei längeren Pulsdauern waren kaum Unterschiede in der notwendigen Intensität erkennbar.

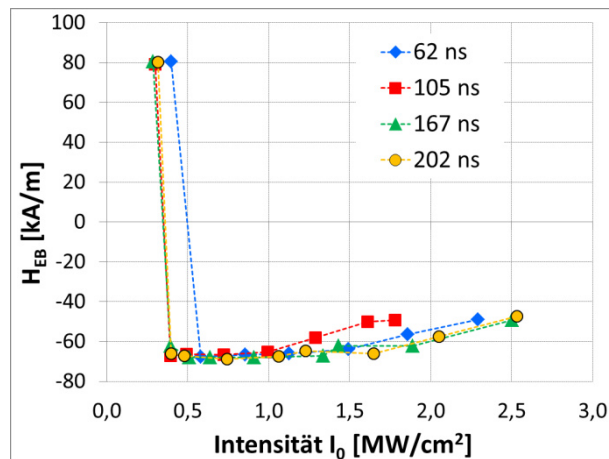


Abb. 6-17: Exchange Bias Feldstärke nach dem lasergestützten Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität und der Pulsdauer bei einer Magnetfeldstärke von 15 kA/m

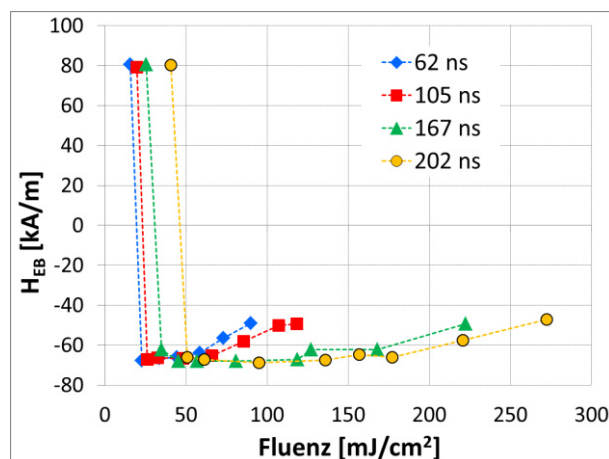


Abb. 6-18: Exchange Bias Feldstärke nach dem lasergestützten Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Fluenz und der Pulsdauer bei einer Magnetfeldstärke von 15 kA/m

Die Darstellung in Abhängigkeit von der Fluenz in Abb. 6-18 zeigt hingegen, dass mit längerer Pulsdauer eine höhere Fluenz für das Neusetzen des Exchange Bias Feldes notwendig war. Die Ursache hierfür ist in der Wärmeableitung zu finden. Denn die Energie, die pro Zeiteinheit in angrenzende Gebiete geleitet werden kann, kann als konstant betrachtet werden. Der Energieeintrag pro Zeiteinheit ist bei längeren Pulsdauern hingegen kleiner als bei kürzeren Pulsen der gleichen Pulsenergie. Das Verhältnis von pro Zeiteinheit zugeführter und abgeleiteter Energie ist damit bei gleicher Pulsenergie für längere Pulsdauern kleiner als für kürzere Pulsdauern. Daher führte mit längeren Pulsdauern erst eine höhere Pulsenergie und damit eine höhere Fluenz zum Erreichen der Blocking-Temperatur. Weiterhin geht aus Abb. 6-18 hervor, dass bei Einsatz kürzerer Pulsdauern bereits ein wesentlich kleinerer Energieeintrag zur Schädigung des Schichtsystems und damit zur Verringerung des Exchange Bias Feldes führte als bei Verwendung längerer Pulsdauern. Die Ursache liegt hier in der höheren Spitzenintensität, die mit kürzeren Pulsdauern bei gleicher Pulsenergie erreicht wird. Dadurch wurde die Schwellintensität zur Schädigung des Schichtstapels bei kürzeren Pulsen bereits bei kleinerem Energieeintrag erreicht als bei längeren Pulsdauern.

Weiterhin wurde aus den aufgenommenen $M(H)$ -Hysteresekurven die resultierende Koerzitivfeldstärke der gepinnten ferromagnetischen Schicht ermittelt. Abb. 6-19 fasst die Ergebnisse bei Einsatz der Pulsdauer 167 ns zusammen. Genau wie beim Feldkühlprozess des out-of-plane Exchange Bias Systems unter Kap. 6.1.2 nahm die Koerzitivfeldstärke auch hier nach dem lasergestützten Neusetzen des Exchange Bias Feldes deutlich höhere Werte als im Initialzustand ein. Als Ursache kann wiederum die Generierung zusätzlicher Defekte diskutiert werden, die zur Erhöhung der Domänenanzahl und damit zu einer höheren Koerzitivfeldstärke führte. Allerdings wurde dieses Verhalten in den Ergebnissen mit anderen Pulsdauern nur für kleine Magnetfeldstärken deutlich (Anlage A-I-3). Denn bei kleinerer externer Magnetfeldstärke resultierten hier offenbar höhere Werte der Koerzitivfeldstärke. Die Einwirkung höherer Pulsspitzenintensitäten ab $1,3 \text{ MW/cm}^2$ führte schließlich zur Schädigung des Schichtstapels und damit auch zur Verringerung der Koerzitivfeldstärke. Insgesamt zeigte die resultierende Koerzitivfeldstärke jedoch keine klare Abhängigkeit von der Pulsdauer.

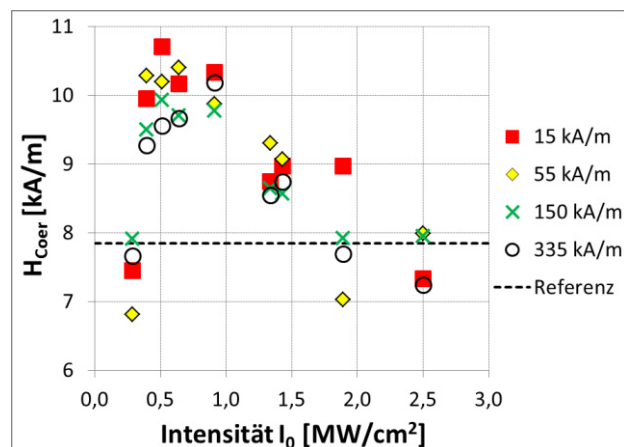


Abb. 6-19: Koerzitivfeldstärke nach dem lasergestützten Feldkühlprozess mit einer Pulsdauer von 167 ns in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität für verschiedene Magnetfeldstärken. Der Initialzustand ist als Referenz gestrichelt markiert.

6.2.1.2 Kontinuierliche Laserstrahlung

Der Einsatz kontinuierlicher Laserstrahlung wurde für die zwei Scangeschwindigkeiten 100 mm/s und 1000 mm/s untersucht. Auch hier wurden die Untersuchungen für vier verschiedene Werte der externen Magnetfeldstärke durchgeführt. Durch Modulation der Laserstrahlleistung bei konstantem Fokusradius wurde die Laserstrahlintensität variiert. Tab. 6-5 listet die untersuchten Parameterbereiche auf.

Tab. 6-5: untersuchter Parameterbereich zum flächigen Neusetzen des in-plane Exchange Bias mittels kontinuierlicher Laserstrahlung

Scangeschwindigkeit	Intensität	Linienabstand	externe Magnetfeldstärke
100 mm/s 1000 mm/s	0,16 – 0,25 MW/cm ²	2,5 μm	15 kA/m 55 kA/m
	0,28 – 1,05 MW/cm ²	5 μm	150 kA/m 335 kA/m

Anhand der mittels MOKE-Messungen aufgenommenen $M(H)$ -Hysteresekurven wurden Exchange Bias Feldstärke und Koerzitivfeldstärke nach dem Feldkühlprozess bestimmt. Abb. 6-20 zeigt die neugesetzte Exchange Bias Feldstärke in Abhängigkeit von der Laserstrahlintensität und der anliegenden Magnetfeldstärke bei einer Scangeschwindigkeit von 1000 mm/s. Daraus geht hervor, dass eine vollständige Neuausrichtung der Austauschisotropie ab Intensitäten von 0,42 - 0,50 MW/cm^2 erzielt wurde. Damit lag die notwendige Intensität im gleichen Bereich wie die notwendigen Pulsspitzenintensitäten bei Verwendung gepulster Laserstrahlung. Bei einer kleineren Spitzenintensität von 0,35 MW/cm^2 trat zunächst nur eine teilweise Neuorientierung des Exchange Bias auf.

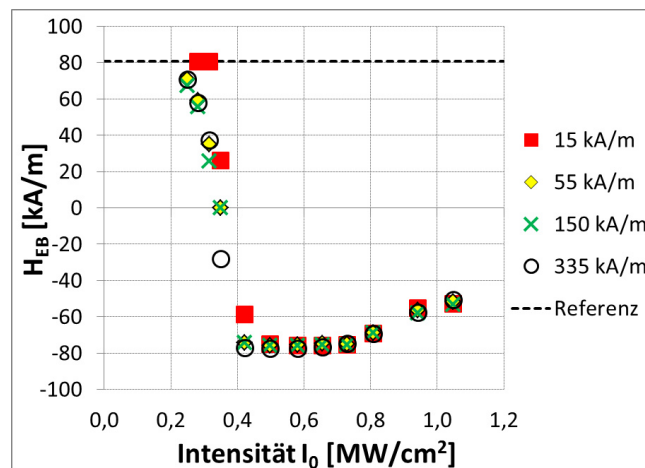


Abb. 6-20: Exchange Bias Feldstärke nach dem Feldkühlprozess mit kontinuierlicher Laserstrahlung bei einer Scangeschwindigkeit von 1000 mm/s in Abhängigkeit von der Intensität für verschiedene Magnetfeldstärken. Der Initialzustand ist als Referenz gestrichelt markiert.

Weiterhin ist in Abb. 6-20 erkennbar, dass bei Intensitäten ab 0,50 MW/cm^2 , die zu einer vollständigen Umkehr des Exchange Bias Feldes führen, keine Abhängigkeit von der anliegenden Magnetfeldstärke vorlag. Wie schon bei Verwendung gepulster Laserstrahlung beobachtet, war auch hier nur im Bereich kleinerer Intensitäten eine Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke vorhanden. Dabei führte die gleiche Laserstrahlintensität zu einer größeren Änderung des Exchange Bias Feldes im Vergleich zum Referenzwert, wenn eine höhere Magnetfeldstärke anlag.

Ursache dafür, dass die externe Magnetfeldstärke keinen signifikanten Einfluss auf die resultierende Exchange Bias Feldstärke hatte, war sicher die Sättigung des Ferromagneten, die in dem untersuchten Feldstärkebereich vorlag. Dieses Verhalten entspricht dem Modell nach Meiklejohn und Bean, wie es auch in [45] festgestellt wurde, vgl. Kap. 3.3.1. Demnach existiert eine Abhängigkeit von der externen Magnetfeldstärke nur im Bereich sehr kleiner Feldstärken, bei denen der Ferromagnet noch nicht seine Sättigungsmagnetisierung erreicht hat. Für eine Abhängigkeit über die Sättigung des Ferromagneten hinaus, wie sie in [49] beobachtet wurde, vgl. Kap. 3.3.1, waren die untersuchten Magnetfeldstärken sicher zu klein.

Im Vergleich zur Verwendung gepulster Laserstrahlung erreichte das neugesetzte Exchange Bias Feld hier betragsmäßig größere Werte. Mit einem Exchange Bias Feldstärkebetrag von maximal 77,5 kA/m bestand damit nur eine geringe Differenz zum Initialwert von 80,8 kA/m. Als Ursache hierfür kann die deutlich langsamere Abkühlgeschwindigkeit bei Einsatz kontinuierlicher Laserstrahlung angeführt werden, wie aus den Berechnungen in Kap. 5.3.1 und 5.2.2 hervorgeht. Folglich stand mehr Zeit für die Neuausrichtung der Kopplung an der antiferromagnetischen/ferromagnetischen Grenzfläche zur Verfügung. Offenbar war diese Zeit bei Verwendung kontinuierlicher Laserstrahlung ausreichend, um eine nahezu einheitliche Ausrichtung der Austauschisotropie für alle Domänen zu ermöglichen. Denn nach der Aufhebung der antiferromagnetischen Ordnung erfolgt die Neuausrichtung der Kopplung an der antiferromagnetischen/ferromagnetischen Grenzfläche innerhalb einer gewissen Relaxationszeit [52]. Eine langsamere Abkühlgeschwindigkeit wirkt sich daher vermutlich positiv auf die Neuausrichtung des Exchange Bias aus.

Ab einer Laserstrahlintensität von $0,80 \text{ MW/cm}^2$ verringerte sich der Wert des resultierenden Exchange Bias Feldes betragsmäßig. In diesem Bereich wurde offensichtlich die Schwellintensität für einsetzende Schäden am Schichtstapel durch Diffusion oder Grenzflächendurchmischung überschritten.

Bei einer Scangeschwindigkeit von 100 mm/s wurde insgesamt ein ähnliches Verhalten der Exchange Bias Feldstärke in Abhängigkeit von Laserstrahlintensität und Magnetfeldstärke beobachtet (Anlage A-I-4).

Abb. 6-21 vergleicht die Abhängigkeit der resultierenden Exchange Bias Feldstärke von der Laserstrahlintensität bei Einsatz der zwei verschiedenen Scangeschwindigkeiten 100 mm/s und 1000 mm/s. Es zeigt sich, dass bei der höheren Scangeschwindigkeit 1000 mm/s eine geringfügig höhere Intensität notwendig war, um eine vollständige Umkehr der Austauschisotropie zu erzielen. Ein verringertes Exchange Bias Feld aufgrund von Schädigungen am Schichtstapel trat hingegen für beide Scangeschwindigkeiten ab einer Intensität von $0,80 \text{ MW/cm}^2$ auf.

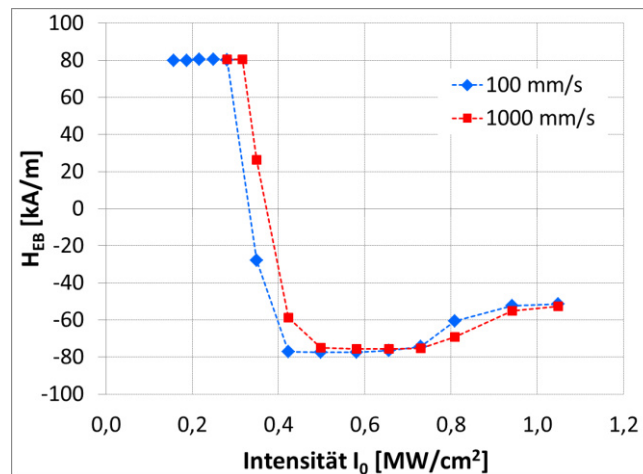


Abb. 6-21: Exchange Bias Feldstärke nach dem lasergestützten Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Laserstrahlintensität für zwei verschiedene Scangeschwindigkeiten bei einer Magnetfeldstärke von 15 kA/m

Entsprechend war die für eine vollständige Umkehr der Austauschisotropie notwendige Streckenergie bei einer Scangeschwindigkeit von 100 mm/s wesentlich höher als bei einer Geschwindigkeit von 1000 mm/s, wie aus Abb. 6-22 hervorgeht. Auch die Schädigung des Schichtstapels, die zu verringerten Werten des Exchange Bias Feldes führte, trat bei der langsameren Scangeschwindigkeit erst bei deutlich höheren Streckenergien ein. Das zeigt nochmals, dass das entscheidende Kriterium für das Aufheizen des Schichtstapels über die Blocking-Temperatur nicht die eingetragene Energie, sondern die Laserstrahlintensität war.

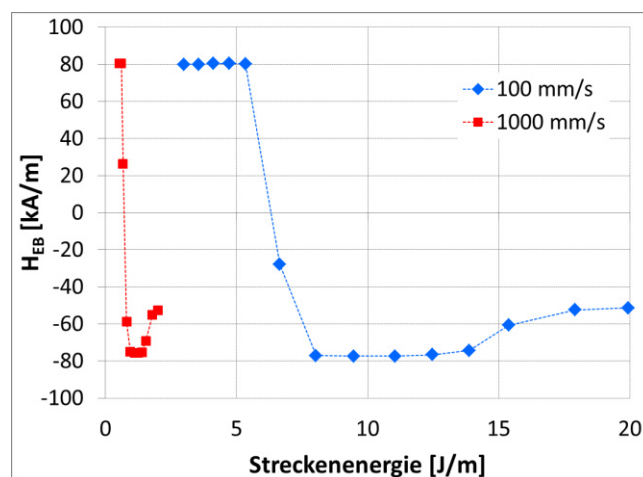


Abb. 6-22: Exchange Bias Feldstärke nach dem lasergestützten Feldkühlprozess in Abhängigkeit von der Streckenergie für zwei verschiedene Scangeschwindigkeiten bei einer Magnetfeldstärke von 15 kA/m

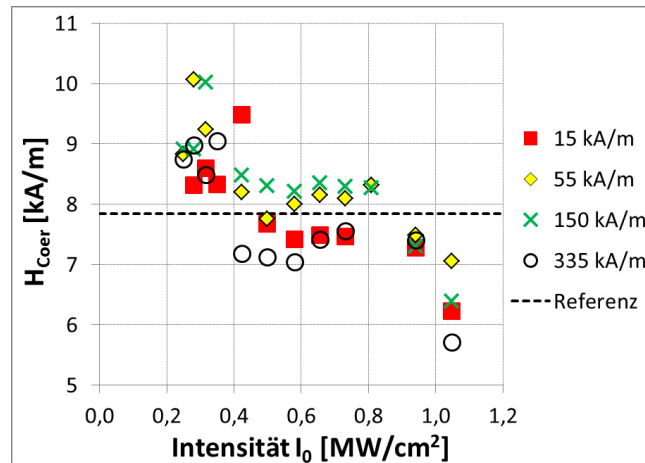


Abb. 6-23: Koerzitivfeldstärke nach dem Feldkühlprozess mit kontinuierlicher Laserstrahlung bei einer Scangeschwindigkeit von 1000 mm/s in Abhängigkeit von der Intensität für verschiedene Magnetfeldstärken. Der Initialzustand ist als Referenz gestrichelt markiert.

Weiterhin wurde wieder die resultierende Koerzitivfeldstärke der gepinnten ferromagnetischen Schicht nach dem Feldkühlprozess bestimmt. Abb. 6-23 stellt die Ergebnisse in Abhängigkeit von der Laserstrahlintensität für die vier verschiedenen Magnetfeldstärken dar. Bei Intensitäten zwischen 0,40 und 0,80 MW/cm², die zu einer vollständigen Umkehr der Austauschisotropie führten, überschritten die resultierenden Koerzitivfeldstärken den Referenzwert nicht wesentlich. Vermutlich wurden durch den Einsatz von kontinuierlicher Laserstrahlung weniger zusätzliche Defekte erzeugt als beim Feldkühlprozess mit gepulster Laserstrahlung. Infolgedessen erhöhte sich auch die Domänenzahl nicht wesentlich, sodass keine erhöhten Werte der Koerzitivfeldstärke auftraten. Dieses Verhalten wurde ebenfalls bei einer Scangeschwindigkeit von 100 mm/s beobachtet, vgl. Anlage A-I-5.

6.2.2 Untersuchungen durch nachträgliches Tempern

Unter 6.2.1.1 wurde bereits festgestellt, dass bei Einsatz gepulster Laserstrahlung nur ein betragsmäßig reduziertes Exchange Bias Feld erzielt werden konnte. Um die Ursache hierfür näher zu beleuchten, wurde ein nachträgliches Tempern im Magnetfeld durchgeführt. Die Untersuchung erfolgte am Institut für Physik in Chemnitz (Arbeitsgruppe Professor Albrecht). Dabei wurde die gesamte Probe, auf der sich die laserbestrahlten Testfelder befanden, im Vakuum auf eine Temperatur von 500 K aufgeheizt. Anschließend wurde die Probe im externen Magnetfeld der Stärke 55 kA/m abgekühlt. Das Magnetfeld war dabei so ausgerichtet, dass ein Pinning in der ursprünglichen Orientierung resultierte. Das in den Testfeldern neugesetzte Exchange Bias Feld wurde damit wieder umgekehrt, wie in Abb. 6-24 veranschaulicht ist. Anschließend wurden erneut die M(H)-Hysteresekurven der laserbeeinflussten Testfelder sowie der zuvor unbeeinflussten Bereiche aufgenommen.

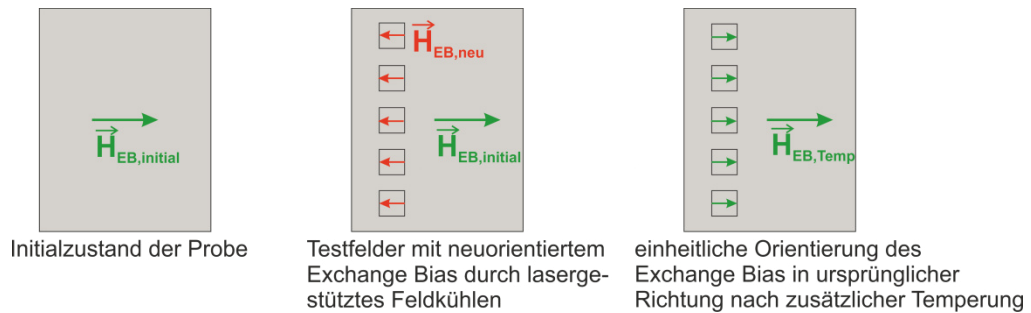


Abb. 6-24: Veranschaulichung der Probenzustände nach dem lasergestützten Feldkühlen (mitte) und dem nachträglichen Tempern (rechst)

Zunächst muss ermittelt werden, wie sich dieser zusätzliche Feldkühlprozess allgemein auf das Schichtsystem auswirkt. Abb. 6-25 vergleicht hierfür die $M(H)$ -Hysteresekurven des unbeeinflussten Probenbereichs vor dem Tempern mit der Kurve nach dem zusätzlichen Tempern. Daraus geht hervor, dass durch die zusätzliche Wärmebehandlung sowohl Exchange Bias Feldstärke als auch Koerzitivfeldstärke geringfügig anstiegen. Das Exchange Bias Feld erhöht sich dabei von 80,8 kA/m auf 81,9 kA/m und die Koerzitivfeldstärke von 15,7 kA/m auf 17,8 kA/m. Als Ursache kann hier wiederum eine Erhöhung der Defektanzahl durch die Wärmebehandlung aufgeführt werden. Laut Domain State Modell, vgl. Kap. 2.2.2.4, und Modell nach Malozemoff, vgl. Kap. 2.2.2.3, führt dies zu einer Erhöhung der Domänenanzahl und damit zur Verstärkung des Exchange Bias Effektes.

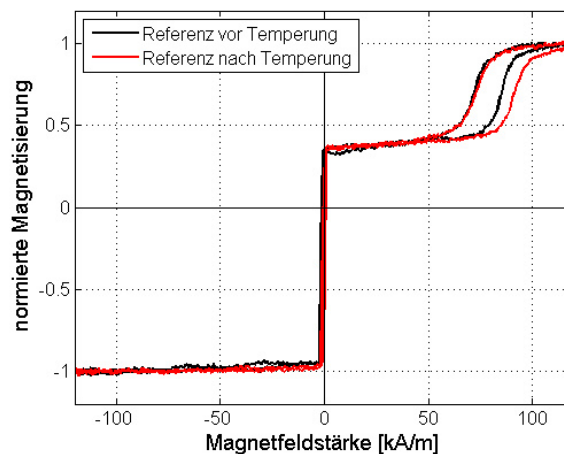


Abb. 6-25: $M(H)$ -Hysteresekurven des unbeeinflussten Probenbereichs vor und nach der zusätzlichen Temperung im externen Magnetfeld

Abb. 6-26 vergleicht die resultierenden Exchange Bias Feldstärken nach dem lasergestützten Feldkühlprozess mit den Werten nach der zusätzlichen Wärmebehandlung im externen Magnetfeld. Die aufgeführten Werte stammen dabei von den Testfeldern, die mit den kleinsten, zu einer vollständigen Umkehr des Exchange Bias führenden Pulsspitzenintensitäten beaufschlagt wurden. Die durch die Laserstrahlbeeinflussung hervorgerufenen strukturellen Veränderungen des Schichtsystems waren damit prozessbegrenzt minimal.

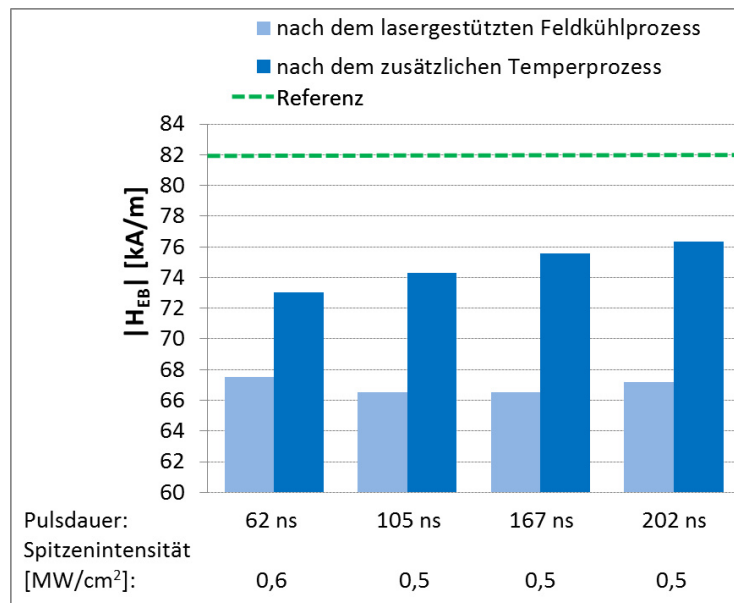


Abb. 6-26: Betrag der Exchange Bias Feldstärke nach dem Feldkühlprozess mittels gepulster Laserbestrahlung sowie nach dem zusätzlichen Temperprozess im Magnetfeld

Abb. 6-26 zeigt, dass das aus dem lasergestützten Feldkühlprozess resultierende Exchange Bias Feld durch einen nachträglichen Temperprozess im externen Magnetfeld betragsmäßig wieder deutlich erhöht werden konnte. Hierfür gibt es zwei mögliche Erklärungsansätze.

Einerseits ist es möglich, dass die durch die kurzen Pulsdauern hervorgerufene schnelle Abkühlphase zu kurz ist um ein vollständiges Neusetzen des Exchange Bias Feldes zu ermöglichen. Denn die in Kap. 5.3.1 aufgeführten Abkühlgeschwindigkeiten von 955 – 2732 K/ μ s führen zu extrem kurzen Abkühlzeiten von etwa 150 – 50 ns. Wie bereits unter 6.2.1.2 erläutert, erfolgt die Neuausrichtung der antiferromagnetischen Ordnung und damit des Exchange Bias Effektes innerhalb einer gewissen Relaxationszeit. Vermutlich war diese Relaxationszeit für einige Domänen größer als die kurze Abkühlzeit, sodass die Kopplung nicht vollständig und einheitlich neuausgerichtet werden konnte. Durch einen erneuten Temperprozess mit vergleichsweise langsamer Abkühlung im Magnetfeld konnte das Exchange Bias Feld folglich wieder betragsmäßig erhöht werden.

Eine weitere mögliche Ursache für das reduzierte Exchange Bias Feld nach dem Feldkühlprozess mit gepulster Laserstrahlung ist der sehr kleine laterale Bereich, der pro Puls erhitzt wird. Aufgrund der kleinen Pulswiederholraten (1 kHz – 13 kHz) war die durch den vorangegangenen Puls erhitzte Zone bereits abgekühlt, bevor der nächste Puls den Schichtstapel erreichte. Entsprechend bildete sich die antiferromagnetische Ordnung und damit die Grenzflächenkopplung immer nur in sehr kleinen lateralen Abmessungen neu aus. Bedingt durch die Domänenstruktur des Antiferromagneten wurde das Exchange Bias Feld dabei vermutlich nicht auf der gesamten Fläche vollständig und einheitlich neuausgerichtet. Entsprechend resultierte in der Summe eine reduzierte Exchange Bias Feldstärke. Der nachträgliche Tempervorgang erfolgte hingegen durch eine simultane Aufheizung und Abkühlung der gesamten Fläche. Es ist vorstellbar, dass dabei eine

homogenere Ausrichtung der Grenzflächenkopplung und damit ein stärkeres Exchange Bias Feld erzielt wurden.

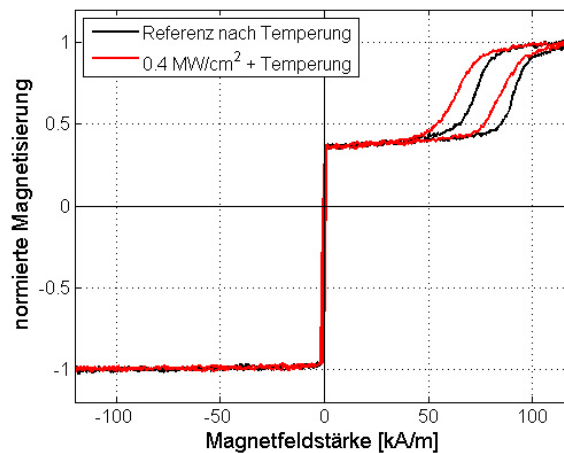


Abb. 6-27: M(H)-Hysteresekurve nach dem lasergestützten Feldkühlprozess (Pulsspitzenintensität $0,4 \text{ MW/cm}^2$, Pulsdauer 105 ns) und nachträglichem Tempern im externen Magnetfeld, verglichen mit der M(H)-Hysteresekurve des unbeeinflussten Probenbereichs nach dem Tempern.

Die Exchange Bias Feldstärke der zuvor mit gepulster Laserstrahlung beeinflussten Bereiche erreichte jedoch auch nach dem Magnetfeldtempern nicht den Wert des unbeeinflussten Bereichs, wie aus Abb. 6-26 und Abb. 6-27 hervorgeht. Nach dem zusätzlichen Tempern wurden hier maximal 93% des Referenzwertes für die Exchange Bias Feldstärke erreicht. Das lässt darauf schließen, dass die Laserstrahlbeeinflussung zu strukturellen Veränderungen im Schichtsystem geführt hat. Die hier dargestellten Ergebnisse beziehen sich jedoch auf den Feldkühlprozess unter Einsatz der kleinsten Pulsspitzenintensitäten, die noch zu einer vollständigen Umkehr des Exchange Bias Feldes führten. Entsprechend ist anzunehmen, dass strukturelle Veränderungen des Schichtsystems bei den vorliegenden Prozessbedingungen nicht ausgeschlossen werden können.

Als Ursache kann die räumliche Gaußverteilung der Laserpulse in Zusammenhang mit der Domänenstruktur des Antiferromagneten diskutiert werden. Wie bereits erwähnt werden bei Einsatz gepulster Laserstrahlung mit den kleinen Pulswiederholraten jeweils nur sehr kleine laterale Zonen und keine größeren zusammenhängenden Bereiche erhitzt. Aufgrund der Domänenstruktur des Antiferromagneten war wahrscheinlich eine Mindestgröße dieser erhitzten lateralen Zone erforderlich, damit eine Neuausrichtung der antiferromagnetischen Domänen und damit des Exchange Bias Feldes erfolgen konnte. In diesem Zusammenhang war die räumliche Gaußverteilung der Laserpulse nachteilig. War die Pulsspitzenintensität ausreichend, um eine lokale Erhitzung über die Blocking-Temperatur T_B zu induzieren, dann war womöglich die laterale Ausdehnung der erhitzten Zone aufgrund der Domänenstruktur unzureichend, um eine Neuausrichtung des Exchange Bias Feldes zu ermöglichen. Bei Einsatz höherer Pulsspitzenintensitäten vergrößerte sich schließlich der über die Blocking-Temperatur erhitzte Bereich und eine

Neuorientierung des Exchange Bias Feldes wurde ermöglicht. Wahrscheinlich war dann aber die Spitzenintensität bereits ausreichend, um zu lokalen Grenzflächendurchmischungen zu führen. Abb. 6-28 verdeutlicht diese Situation. Dadurch ergab sich in der Summe eine reduzierte Exchange Bias Feldstärke. Diese Vorstellung geht auch damit konform, dass der Anstieg des Umschaltvorganges der gepinnten ferromagnetischen Schicht nach Beeinflussung mit gepulster Laserstrahlung und nachträglichem Tempern weniger steil verlief (Abb. 6-27). Im Zentrum des Laserstrahlwirkbereichs führte die Spitzenintensität bereits zu Schäden des Schichtstapels und damit zum Löschen bzw. zur Abschwächung des Pinnings. Diese Bereiche schalteten in der Hysterese bereits bei kleineren Magnetfeldstärken um. Im Randgebiet des Laserstrahlwirkbereichs mit kleineren induzierten Temperaturen traten hingegen keine Schäden und damit keine Abschwächung des Pinnings auf. In der $M(H)$ -Hysterese schalteten diese Bereiche folglich erst bei höheren Magnetfeldstärken um. Damit war der Umschaltvorgang über einen größeren Feldstärkebereich verteilt, sodass ein geringerer Anstieg resultierte. In der Summe war das Exchange Bias Feld dadurch verringert.

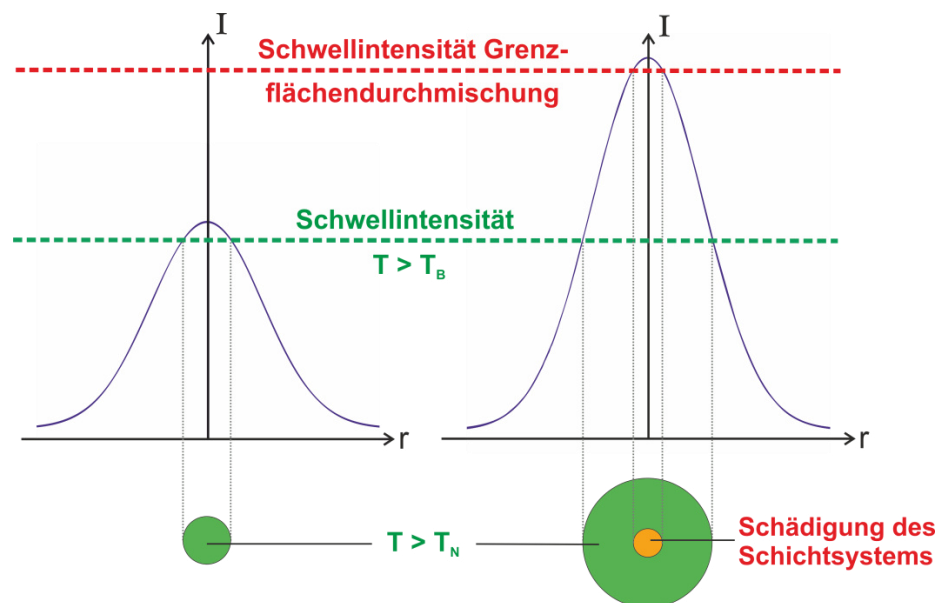


Abb. 6-28: Räumliche Intensitätsverteilungen unterschiedlicher Pulsspitzenintensitäten mit den Schwellintensitäten für das Erreichen der Blocking -Temperatur sowie für einsetzende Schäden am Schichtsystem. Darunter sind die resultierenden Wirkbereiche der Laserpulse dargestellt.

6.2.3 Bestimmung des wirksamen Durchmessers

Der wirksame Durchmesser eines Laserpulses bezieht sich hier auf den näherungsweise kreisrunden lateralen Bereich, in dem die durch den Puls induzierte Temperatur ausreichend für eine Neuorientierung der Austauschisotropie war. Aufgrund des geringen Auflösungsvermögens des Aufbaus aus Polarisationsmikroskop und magnetooptischem Sensor, stellte die magnetooptische Visualisierung der je Puls

neuorientierten Bereiche keine geeignete Variante zur Bestimmung des Wirkdurchmessers dar. Daher musste das MOKE-Messverfahren eingesetzt werden. Auf einer Fläche, die durch Aneinanderreihung einzelner Laserpulse magnetisch neugesetzt wurde, erfasst der Messlaserstrahl des MOKE-Aufbaus mit einem Spotdurchmesser von $d > 30 \mu\text{m}$ jeweils mehrere der einzelnen Laserpulswirkbereiche. War der Pulsabstand bei dem lasergestützten Feldkühlprozess zu groß gewählt, dann existieren zwischen den magnetisch neugesetzten Bereichen immer noch Regionen mit einem Exchange Bias Feld in ursprünglicher Richtung. Bei einer anschließenden MOKE-Messung werden beide Anteile erfasst, sodass eine dreistufige $M(H)$ -Hysteresekurve resultiert. Abb. 6-29 a veranschaulicht diesen Sachverhalt. Je kleiner der Pulsabstand gewählt wird, desto kleiner ist der Anteil mit dem ursprünglich gesetzten positiven Exchange Bias Feld. Bei ausreichend kleinem Pulsabstand wird die Austauschisotropie schließlich vollflächig neugesetzt und der positive Exchange Bias Anteil in der $M(H)$ -Hysteresekurve verschwindet (Abb. 6-29 b). Aus dem Pulsabstand, bei dem der positive Exchange Bias Anteil gerade verschwindet, kann der wirksame Durchmesser anhand Abb. 6-30 wie folgt berechnet werden:

$$d_{\text{wirk}} = 2r_{\text{wirk}} = \sqrt{2pd^2} \tag{6.1}$$

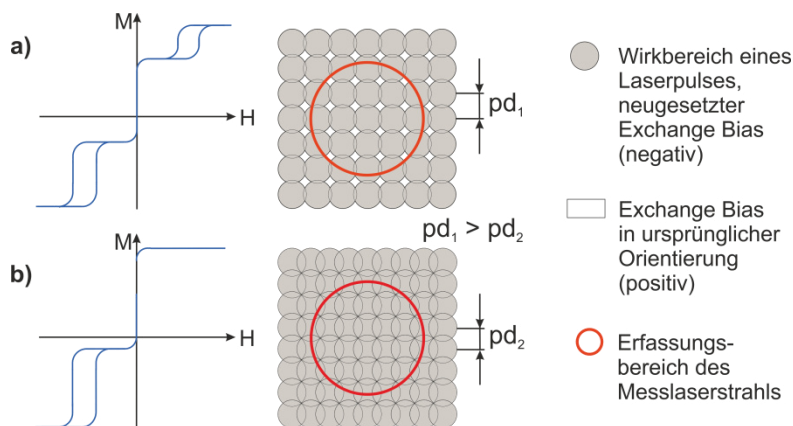


Abb. 6-29: Schematische Darstellung der Flächenanteile mit neugesetztem Exchange Bias bzw. in ursprünglicher Richtung verharrendem Exchange Bias, für zwei verschiedene Pulsabstände bei gleichem Wirkdurchmesser. Links daneben die resultierenden $M(H)$ -Hysteresekurven.

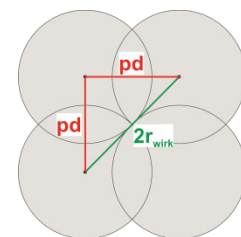


Abb. 6-30: Berechnung des wirksamen Durchmessers bei vollflächiger Neuorientierung des Exchange Bias

Bevor diese Methode angewandt werden konnte, musste jedoch zunächst die Größe des vom Messlaserstrahl erfassten Bereichs bestimmt werden. Denn in den $M(H)$ -Hysteresekurven, die auf den magnetischen neugesetzten Flächen von $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ aufgenommen wurden, traten stets auch positive Anteile des Exchange Bias Feldes auf, wie in Abb. 6-15 erkennbar. Dieser Anteil blieb unabhängig vom Pulsabstand bestehen und musste daher von einem größeren Erfassungsbereich des Messlaserstrahls herrühren. Der Erfassungsbereich war dabei offenbar so groß, dass der umgebende Bereich mit Exchange Bias in ursprünglicher Richtung noch Einfluss auf die Messung hatte, wenn mittig in einer neugesetzten Fläche von $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ gemessen wurde. Daher wurden zunächst Testfelder unterschiedlicher Größe generiert, auf denen das

Exchange Bias Feld neugesetzt wurde. Der Pulsabstand von $1 \mu\text{m}$ wurde dabei so klein gewählt, dass innerhalb der Testfelder mit Sicherheit keine Bereiche mit ursprünglicher Ausrichtung der Austauschisotropie mehr existierten. Positive Exchange Bias Anteile in den anschließend mittig in den Feldern aufgenommenen $M(H)$ -Hysteresekurven waren damit auf den Einfluss der angrenzenden Gebiete zurückzuführen. Abb. 6-31 zeigt die $M(H)$ -Hysteresekurven für verschiedene Testfeldgrößen. Daraus geht hervor, dass bis zu einer Testfeldgröße von $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ noch positive Exchange Bias Anteile registriert wurden. Erst ab einer Testfeldgröße von $400 \times 400 \mu\text{m}^2$ hatten die angrenzenden Gebiete keinen Einfluss mehr auf die Messung. Der Fokusbereich des Messlaserstrahls für den MOKE-Aufbau zur Analyse von Proben mit in-plane Exchange Bias war jedoch mit $30 \mu\text{m}$ angegeben. Zwar ist es wahrscheinlich, dass der tatsächliche Strahldurchmesser an der Probenoberfläche aufgrund von Defokussierung größer war. Aber ein derart großer Erfassungsbereich kann dadurch nicht erklärt werden. Wahrscheinlich wurden Strahlungsanteile aufgrund von Beugung an Aperturen im Strahlengang oder Interferenzen an feinkörnigen Verunreinigungen der Probenoberfläche auch an Oberflächenbereichen reflektiert, die weiter von der optischen Achse entfernt sind. Die reflektierte Strahlung enthielt damit Informationen aus einem größeren Probenbereich als nur den Fokusbereich.

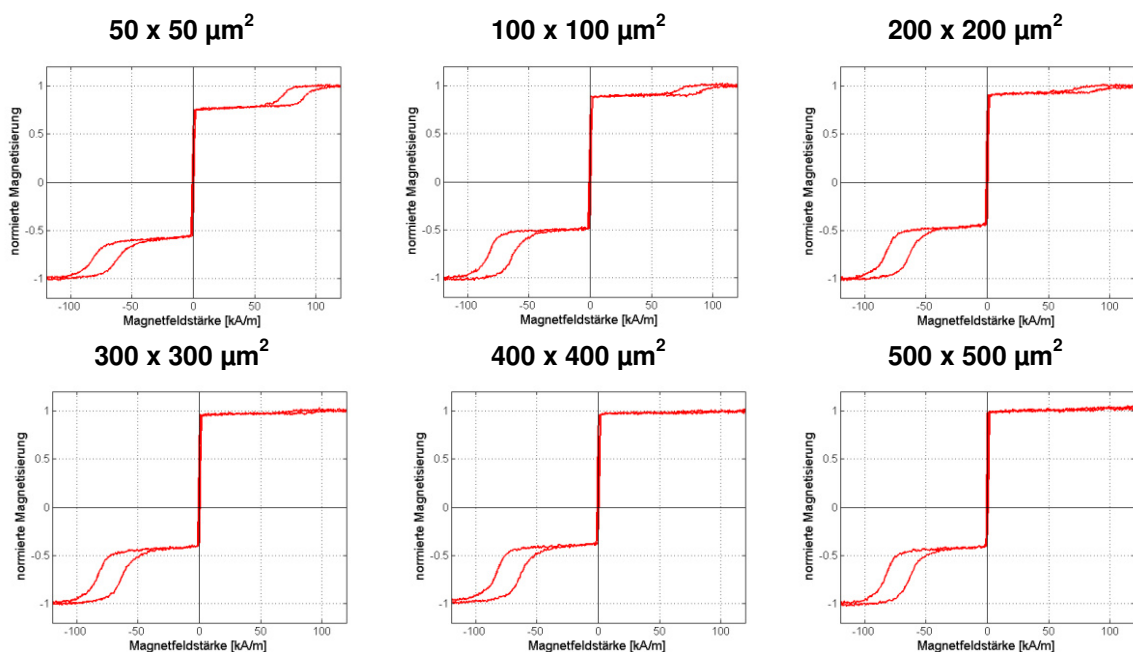


Abb. 6-31: $M(H)$ -Hysteresekurven, mittig in magnetisch neugesetzten Flächen unterschiedlicher Größe aufgenommen. Der Feldkühlprozess erfolgte mit einer Pulsspitzenintensität von 567 kW/cm^2 , einer Pulsdauer von 167 ns und einem Pulsabstand von $1 \mu\text{m}$. Die positiven Exchange Bias Anteile weisen auf einen Einfluss angrenzender Gebiete mit Exchange Bias in ursprünglicher Orientierung auf den Messprozess hin.

Um eine Beeinflussung der MOKE-Messungen durch angrenzende Gebiete auszuschließen, wurden für die Ermittlung des wirksamen Durchmessers Testfelder der Größe $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ generiert. Auf diesen Flächen wurde das Exchange Bias Feld durch Erhitzung mit bestimmten Pulsspitzenintensitäten und variiertem Pulsabstand neugesetzt.

Die untersuchten Prozessparameter sind in Tab. 6-6 aufgelistet.

Tab. 6-6: untersuchte Prozessparameter zur Bestimmung des wirksamen Durchmessers

Pulsdauer τ_H	Pulsspitzenintensität I_0	Pulsabstand pd
62 ns	0,60 MW/cm ²	6 μ m – 15 μ m (in 0,5 μ m –Schritten)
	1,54 MW/cm ²	
167 ns	0,51 kW/cm ²	
	0,90 kW/cm ²	

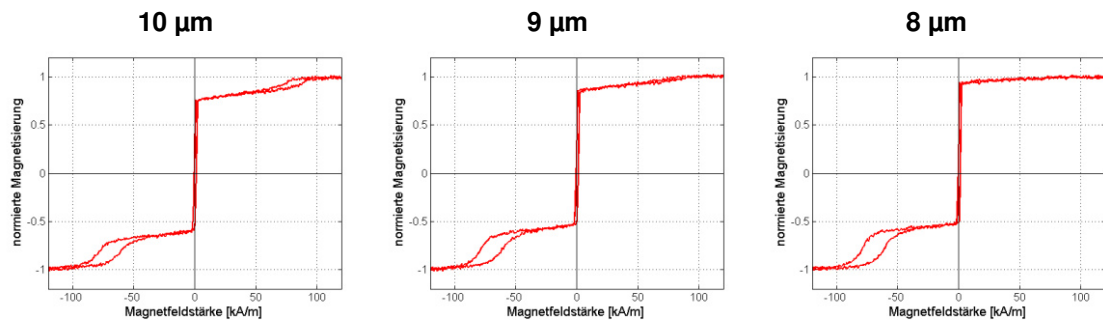


Abb. 6-32: M(H)-Hysteresekurven der magnetisch neugesetzten Flächen mit variiertem Pulsabstand. Parameter des Feldkühlprozesses: Pulsdauer 62 ns, Pulsspitzenintensität 0,6 MW/cm²

Mittels der M(H)-Hysteresekurven konnte anschließend ermittelt werden, ab welchem Pulsabstand keine Flächenanteile mehr mit positivem Exchange Bias Feld verblieben. Das ist der maximale Pulsabstand, der noch zu einer vollflächigen Neuorientierung des Exchange Bias Feldes führte. Für das dargestellte Beispiel in Abb. 6-32 mit einer Pulsdauer von 62 ns und einer Pulsspitzenintensität von 0,6 MW/cm² betrug der maximale Pulsabstand 8 μ m. Mit Gleichung (6.1) kann daraus der wirksame Laserstrahlradius bei den verwendeten Parametern auf 5,7 μ m abgeschätzt werden. Anhand der räumlichen Gaußverteilung der Laserstrahlintensität

$$I(r) = I_0 \cdot e^{-2\left(\frac{r}{w_{0,86}}\right)^2} \tag{6.2}$$

kann die Intensität für diesen Radius als Schwellintensität für das Erreichen der Blocking-Temperatur bestimmt werden. Abb. 6-33 veranschaulicht diesen Zusammenhang.

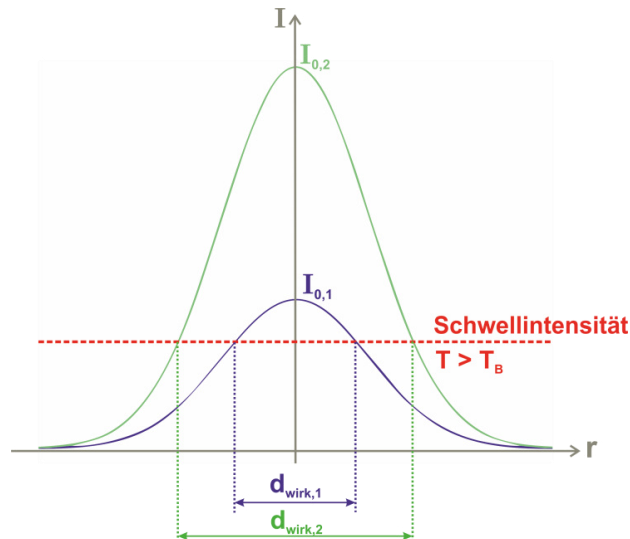


Abb. 6-33: Zusammenhang zwischen Pulsspitzenintensität, Schwellintensität und wirksamen Laserstrahldurchmessern

Tab. 6-7 fasst die maximalen Pulsabstände sowie die daraus berechneten wirksamen Laserstrahlradien und Schwellintensitäten für die vier untersuchten Parameterkombinationen zusammen. Die erkennbare Tendenz größerer Schwellintensitäten bei der Pulsdauer 62 ns im Vergleich zur Pulsdauer 167 ns stimmt mit den unter 6.2.1.1 dargelegten Ergebnissen überein. Hingegen sollte die Schwellintensität bei einer bestimmten Pulsdauer unabhängig von der Intensität konstant bleiben. Dieser Sachverhalt konnte durch die Untersuchungen jedoch nicht bestätigt werden. Denn für die höhere Pulsspitzenintensität ergab sich jeweils auch eine höhere Schwellintensität.

Tab. 6-7: maximale Pulsabstände, die bei den untersuchten Prozessparametern zu einer vollflächigen Neuorientierung des Exchange Bias Feldes führen, sowie daraus berechnete wirksame Laserstrahlradien und Schwellintensitäten

Prozessparameter		max. Pulsabstand	wirksamer Radius	berechnete Schwellintensität
τ_H [ns]	I_0 [MW/cm ²]	pd_{max} [μm]	r_{wirk} [μm]	I_s [MW/cm ²]
62 ns	0,60	8	5,7	0,38
	1,54	13	9,2	0,48
167 ns	0,51	10,5	7,4	0,24
	0,90	12	8,5	0,33

Faktisch ist diese Gegebenheit jedoch nicht auf einen tatsächlichen Anstieg der Schwellintensität mit höherer Pulsspitzenintensität zurückzuführen. Viel wahrscheinlicher ist, dass der theoretische Zusammenhang zwischen wirksamem Strahldurchmesser und Schwellintensität für den vorliegenden Anwendungsfall nicht gilt. Vermutlich ist dieser Widerspruch auf die Domänenstruktur des Antiferromagneten zurückzuführen. Die Schwellintensität zum Erreichen der Blocking-Temperatur war mit Sicherheit bei gleicher Pulsdauer konstant. Bedingt durch die Domänengröße und deren Verteilung weist der Antiferromagnet und damit die Austauschisotropie jedoch kein homogenes Verhalten in

Abhängigkeit von der Intensität auf. D.h. die Größe des magnetisch neugesetzten Bereichs war neben dem Strahlradius, innerhalb dessen die Schwellintensität zum Erreichen der Blocking-Temperatur überschritten wurde, vermutlich auch von der Domänengröße abhängig. Folglich wuchs der magnetisch neugesetzte Bereich mit höherer Pulsspitzenintensität nicht dem theoretischen Zusammenhang entsprechend an.

Weiterhin ist zu beachten, dass diese Methode zur Bestimmung des wirksamen Durchmessers auf stark vereinfachenden Annahmen beruhte. Beispielsweise war es praktisch nicht gegeben, dass die Pulse in einem derart regelmäßigen Raster angeordnet sind, wie es in Abb. 6-29 und Abb. 6-30 für die Berechnungsvorschrift angenommen wurde. Außerdem schwankte der wirksame Durchmesser aufgrund praktisch vorhandener Schwankungen der Pulsenergie. Daher sind die so ermittelten wirksamen Durchmesser und Schwellintensitäten sehr ungenau. Zur groben Abschätzung des notwendigen Pulsabstandes für eine vollflächige Neuorientierung des Exchange Bias ist dieses Verfahren jedoch ausreichend.

6.3 Vergleich experimenteller und simulierter Ergebnisse

Für den Einsatz kontinuierlicher Laserstrahlung ergab die Temperaturfeldsimulation, dass bei einer Scangeschwindigkeit von 1000 mm/s Spitzenintensitäten zwischen 0,4 und 0,5 MW/cm² für die Erhitzung auf die Blocking-Temperatur und damit für das Neusetzen des Exchange Bias Feldes notwendig sind. In den experimentellen Untersuchungen stellte sich heraus, dass bei einer Scangeschwindigkeit von 1000 mm/s eine Spitzenintensität von 0,42 MW/cm² bis 0,5 MW/cm² zu einer vollständigen Neuausrichtung des Exchange Bias führte. Die experimentellen und simulierten Ergebnisse stimmten für diesen Fall also sehr gut überein. Weiterhin zeigten die experimentellen Untersuchungen, dass bereits eine kleinere Intensität von 0,35 MW/cm² zu einer teilweisen Neuausrichtung des Exchange Bias Feldes führten. Dieser Sachverhalt ist darauf zurückzuführen, dass der Verlust der antiferromagnetischen Ordnung nicht plötzlich bei Erreichen der Blocking-Temperatur eintritt. Vielmehr nimmt die antiferromagnetische Ordnung allmählich mit steigender Temperatur ab bis sie bei Erreichen der Blocking-Temperatur schließlich ganz verschwindet. Entsprechend wurde die antiferromagnetische Ordnung und damit der Exchange Bias bereits bei Erreichen kleinerer Temperaturen teilweise neu ausgerichtet.

Die Simulation des durch einen Einzelpuls induzierten Temperaturfeldes auf der geschlossenen spintronischen Schicht in Kap. 5.3.1 ergab, dass die zum Neusetzen des Exchange Bias notwendige Temperatur von 500 K bei den Pulsdauern 167 ns und 202 ns ab einer Pulsspitzenintensität von 0,7 MW/cm² überschritten wird. Für die kürzeren Pulsdauern von 105 ns und 62 ns wurde diese Temperatur im Modell ab einer Pulsspitzenintensität von 0,8 MW/cm² erreicht.

Die experimentellen Untersuchungen unter Kap. 6.2.1.1 zeigten jedoch, dass bereits geringere Pulsspitzenintensitäten zu einer Neuorientierung des Exchange Bias Feldes führten. Für die Pulsdauern 105 ns, 167 ns und 202 ns war dabei eine Spitzenintensität von $0,4 \text{ MW/cm}^2$ ausreichend. Bei Einsatz der kürzesten Pulsdauer von 62 ns war hingegen eine höhere Spitzenintensität von $0,6 \text{ MW/cm}^2$ erforderlich. Damit entsprachen die experimentell notwendigen Spitzenintensitäten hier in etwa den notwendigen Spitzenintensitäten unter Einsatz kontinuierlicher Laserstrahlung. Folglich weichen die experimentellen und simulierten Befunde bei Einsatz gepulster Laserstrahlung voneinander ab.

Mögliche Ursache für diese Abweichung ist die bereits erwähnte teilweise Neuorientierung des Exchange Bias Feldes bei Temperaturen unterhalb der Blocking-Temperatur. Beim flächigen Neusetzen des Exchange Bias Feldes betrug der Pulsabstand nur $2,5 \mu\text{m}$ bzw. $5 \mu\text{m}$. Aufgrund der großen Pulsüberlappung wurden die einzelnen Bereiche mehrfach von Laserpulsen bestrahlt und damit mehrfach aufgeheizt. Gemäß den Ergebnissen der Temperaturfeldberechnung unter Kap. 5.3.1 wurden bei den experimentell benötigten Pulsspitzenintensitäten von $0,4 \text{ MW/cm}^2$ bzw. $0,6 \text{ MW/cm}^2$ maximale Temperaturen zwischen 410 K und 450 K induziert. In diesem Temperaturbereich wird die antiferromagnetische Ordnung bereits teilweise aufgelöst und das Exchange Bias Feld bei der anschließenden Abkühlung teilweise neu ausgerichtet. Es ist daher vorstellbar, dass die mehrfache Aufheizung auf eine Temperatur unterhalb der Blocking-Temperatur zu einer sukzessiven Neuorientierung des Exchange Bias geführt hat. Infolgedessen waren bereits geringere Temperaturen und damit geringere Pulsspitzenintensitäten ausreichend, um eine vollständige Neuorientierung des Exchange Bias hervorzurufen.

Widersprüchlich ist jedoch, dass in den experimentellen Untersuchungen bei Einsatz der kürzesten Pulsdauer von 62 ns eine um $0,2 \text{ MW/cm}^2$ höhere Pulsspitzenintensität für die vollständige Neuorientierung des Exchange Bias Feldes erforderlich war. Zwar ging auch aus den Simulationsergebnissen unter Kap. 5.3.1 hervor, dass bei kürzerer Pulsdauer eine geringfügig höhere Pulsspitzenintensität notwendig ist, jedoch kann die experimentell vorliegende größere Differenz damit nicht zufriedenstellend erklärt werden. Eine mögliche Ursache dafür ist die schnelle Abkühlgeschwindigkeit bei Einsatz der kurzen Pulsdauer von 62 ns, wie unter Kap. 5.3.1 gezeigt wurde. Unter Kap. 6.2.2 wurden die schnellen Abkühlgeschwindigkeiten bei Einsatz gepulster Laserstrahlung bereits als Ursache für den reduzierten Exchange Bias Feldstärkebetrag nach dem Feldkühlprozess diskutiert. Es ist vorstellbar, dass die höchste Abkühlgeschwindigkeit bei Einsatz der kürzesten Pulsdauer von 62 ns schließlich keine Neuausrichtung des Exchange Bias Effektes mehr zulässt. Womöglich wurde die Relaxationszeit zur Neuausrichtung der Grenzflächenkopplung aufgrund der schnellen Abkühlgeschwindigkeit von etwa $2700 \text{ K}/\mu\text{s}$ nach der Aufheizung auf ca. 500 K unterschritten. Daher war für die Neuorientierung des Exchange Bias Feldes mittels Pulsen der Pulsdauer 62 ns eine höhere Pulsspitzenintensität erforderlich. Infolgedessen wurden höhere Temperaturen und damit längere Abkühlauern erzielt, sodass eine Neuorientierung der antiferromagnetischen Ordnung und damit des

Exchange Bias wieder möglich war. Dieser Diskussionsansatz müsste jedoch durch weitere Untersuchungen mit noch kürzeren Pulsdauern überprüft werden.

6.4 Untersuchungen zur Anwendung des Verfahrens auf Leiterbahnstrukturen

6.4.1 Einführung

Für die Herstellung von GMR-Sensoren ist es notwendig den spintronischen Schichtstapel in Leiterbahnmäander zu strukturieren. Um einen Sensor mit einem Winkeldetektionsbereich von 360° zu realisieren, muss das Exchange Bias Feld anschließend in den einzelnen Mäandern gezielt neuausgerichtet werden. Daher wurde die Anwendungstauglichkeit des lasergestützten Feldkühlens auf Leiterbahnstrukturen untersucht.

Die strukturierten Proben wurden durch das *Fraunhofer-Institut ENAS (Chemnitz)* bereitgestellt. Dabei handelte es sich um mittels Sputterätzen hergestellte Mäanderstrukturen des Spin Valve Schichtsystems mit in plane Exchange Bias. Die Proben beinhalteten Strukturen verschiedener Leiterbahnbreiten ($1\ \mu\text{m}$, $2\ \mu\text{m}$, $4\ \mu\text{m}$) und Mäanderlängen ($25\ \mu\text{m}$, $50\ \mu\text{m}$). Die Leiterbahnmäander wurden durch eine SiO_2 -Schicht der Dicke $200\ \text{nm}$ passiviert. Um die Austauschisotropie des Schichtsystems möglichst nicht zu beeinflussen, wurde hierfür ein Niedrigtemperatur- SiO_2 bei 150°C abgeschieden. Die Kontakt-Pads an den Mäandern wurden durch Kupferabscheidung hergestellt (Abb. 6-34).

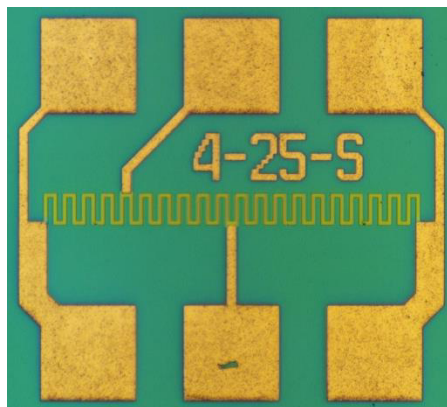


Abb. 6-34: Leiterbahnmäander mit Kupfer-Pads

6.4.2 Strukturdefekte durch Laserbestrahlung

Die ersten Untersuchungen zum Neusetzen des Exchange Bias in den Leiterbahnmäandern wurden unter Verwendung kontinuierlicher Laserstrahlung durchgeführt. Dabei wurden die Wafer-Bruchstücke, auf denen sich die Strukturen

befanden, ganzflächig durch Aneinanderreihung einzelner Laserbearbeitungsspuren gescannt. Die Prozessparameter wurden aus dem Parameterbereich ausgewählt, der sich beim Neusetzen des Exchange Bias auf geschlossener Fläche des Schichtsystems als geeignet erwiesen hat. Der Feldkühlprozess erfolgte entsprechend mit einer Scangeschwindigkeit von 1000 mm/s, einer Laserstrahlintensität von $0,47 \text{ MW/cm}^2$ und einem Linienabstand von $2,5 \mu\text{m}$.

Anders als bei den Untersuchungen an geschlossenen Schichten führte der Prozess hier jedoch zu erheblichen Strukturdefekten an den Leiterbahnmäandern (Abb. 6-35). Dabei traten die Defekte unregelmäßig und scheinbar zufällig verteilt auf.

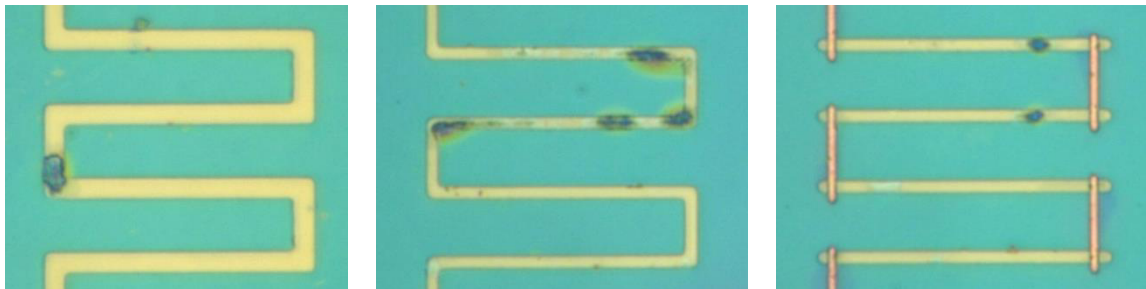


Abb. 6-35: lichtmikroskopische Aufnahmen der Strukturdefekte nach dem lasergestützten Feldkühlprozess mittels kontinuierlicher Laserstrahlung

6.4.3 Untersuchung möglicher Ursachen für die Strukturdefekte

6.4.3.1 Überhitzung aufgrund geringerer Wärmeableitung

Die durch die Strukturierung stark verringerte Ausdehnung der spintronischen Schicht in einer Dimension lässt vermuten, dass die dadurch verringerte Wärmeableitung zu einer Überhitzung der schmalen Leiterbahnen führt. Diese Vermutung konnte jedoch anhand der Temperaturfeldberechnung einer durch einen Einzelpuls bestrahlten Leiterbahn widerlegt werden. Denn wie unter Kap. 5.3.2 dargestellt, werden in der Leiterbahn eher geringere Temperaturen induziert als bei der Bestrahlung einer vollflächigen Schicht. Es kommt in der Leiterbahn also nicht zu einem Wärmestau aufgrund verringerter Wärmeableitung. Ursache dafür ist, wie bereits unter Kap. 5.3.2 diskutiert, das sehr kleine Volumen des dünnen Schichtstapels. Daher ist die innerhalb dieser sehr dünnen Schicht abgeleitete Wärmemenge vernachlässigbar klein und hat damit kaum Einfluss auf die resultierende Temperatur. Die lateral begrenzte Abmessung des Schichtstapels durch die Leiterbahnstrukturierung ist folglich nicht die Ursache für die durch Laserbestrahlung hervorgerufenen Strukturdefekte.

6.4.3.2 Zerstörschwelle des Niedrigtemperaturoxids

Als weiterer Ansatz wurde ein Einfluss durch das Niedrigtemperatur-SiO₂ vermutet. Aufgrund der Niedrigtemperaturabscheidung ist anzunehmen, dass die Siliziumoxid-Deckschicht leicht inhomogen ist, nur eine geringe Haftfestigkeit und eventuell

Schichtdickenschwankungen aufweist. Es ist daher vorstellbar, dass Interferenzeffekte oder durch Inhomogenitäten begründete Schwankungen der Energiebilanz zu den unregelmäßig auftretenden Strukturdefekten führen. Daher wurden Untersuchungen an einer unstrukturierten Probe des Spin Valve Schichtstapels mit einer Niedrigtemperatur-Oxidschicht der Dicke 200 nm durchgeführt. Auf diesem Schichtsystem wurden Flächen von $300 \times 300 \mu\text{m}$ durch Aneinanderreihung von Einzelspuren bzw. Laserpulsen gescannt. Untersucht wurde die Beeinflussung mittels kontinuierlicher und gepulster Laserstrahlung verschiedener Spitzenintensitäten. Dabei zeigte sich, dass ab bestimmten Intensitäten Strukturen auf dem Oxid entstehen. Bei der lichtmikroskopischen Betrachtung mit differentiellem Interferenzkontrast (DIC) konnten diese Strukturen mit gutem Kontrast dargestellt werden (Abb. 6-36). Das lässt darauf schließen, dass es sich tatsächlich um Strukturen mit Höhenunterschied handelt und nicht nur um eine Veränderung der optischen Eigenschaften des Oxids. Zunächst treten die Strukturen punktuell und unregelmäßig auf (Abb. 6-36 links). Bei Einsatz höherer Intensitäten bildet sich schließlich eine gleichmäßige Textur mit netzartiger Gestalt aus (Abb. 6-36 rechts).

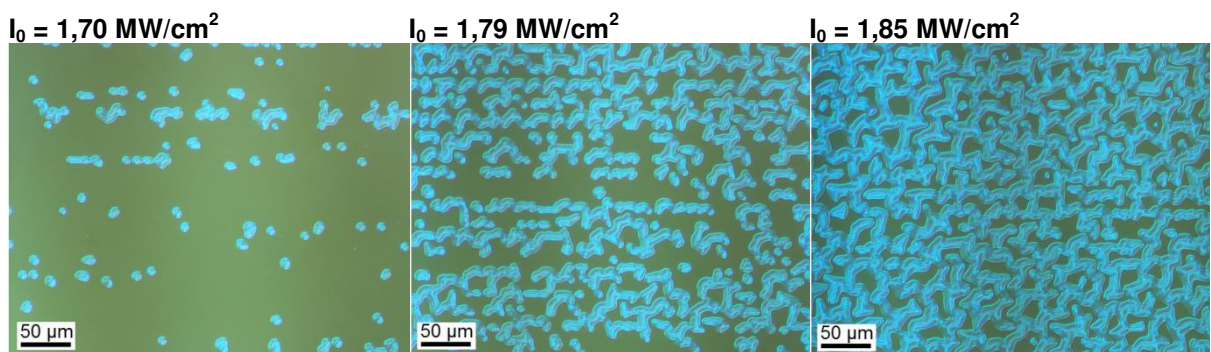


Abb. 6-36: lichtmikroskopische Aufnahmen mit differentiellem Interferenzkontrast der laserstrahlbeeinflussten Flächen des Niedrigtemperaturoxids (gepulste Laserstrahlung, Pulsdauer 167 ns, Pulsabstand $2,5 \mu\text{m}$)

Eine nähere Analyse dieser Oxidschichtstrukturen erfolgte zunächst mittels Konfokalmikroskopie. Die Ergebnisse dieser Untersuchung (Abb. 6-37) erwecken den Eindruck, dass es sich bei den Strukturen um Platos mit noch intaktem Oxid und dazwischen liegenden Gräben mit periodisch welligen Strukturen handelt. Aufgrund der Periodizität der welligen Strukturen sowie der Transparenz der Oxids ist jedoch anzunehmen, dass es sich dabei um Interferenzeffekte handelt.

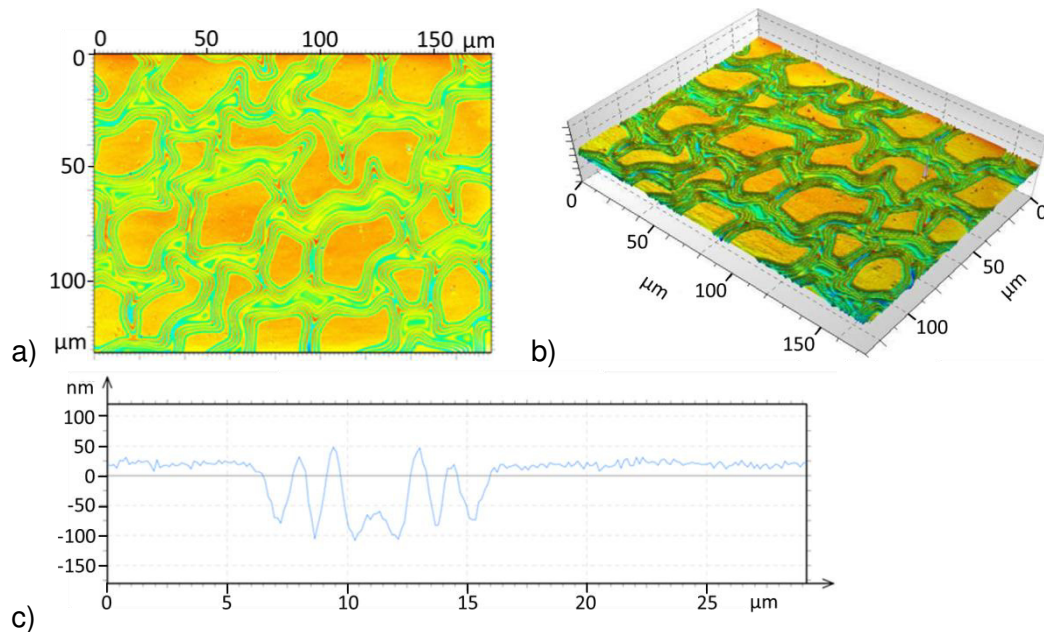


Abb. 6-37: Ergebnisse der Konfokalmikroskopie nach Zerstörung der Oxidschicht durch cw-Laserstrahlung ($I_0 = 0,63 \text{ MW/cm}^2$, 1000 mm/s)

- a) Topografie als Falschfarbenbild
- b) 3D-Darstellung der Oberfläche
- c) Höhenprofil

Viel wahrscheinlicher ist, dass das Oxid stellenweise aufgewölbt ist. An diesen Aufwölbungen transparenten Materials entstehen bei der Lichtmikroskopie Interferenzeffekte. Das Licht wird dabei zum Teil bereits an dem aufgewölbten Oxid reflektiert. Der restliche Strahlungsanteil durchdringt das Oxid und wird erst an der Oberfläche des Metallschichtstapels reflektiert. Schließlich überlagern sich die beiden reflektierten Strahlungsanteile, wobei sich in Abhängigkeit vom Phasenunterschied Interferenzmaxima und -minima ausbilden können. Da der Wegunterschied und damit die Phasendifferenz der beiden Strahlungsanteile an einer Oxidaufwölbung lateral variiert (Abb. 6-38), kommt es zur Ausbildung eines periodischen Musters von Interferenzmaxima und -minima. [60]

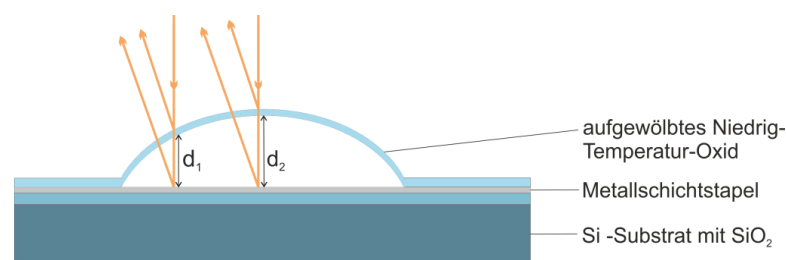


Abb. 6-38: schematische Darstellung zur Entstehung der Interferenzmuster an Oxidaufwölbungen in der Lichtmikroskopie

Aufgrund dieser irreführenden Interferenzerscheinungen in den lichtmikroskopischen Aufnahmen wurden weitere Untersuchungen mittels Atomkraftmikroskopie (AFM) durchgeführt. Die in Abb. 6-39 dargestellte AFM-Aufnahme wurde im Nicht-Kontakt-Modus mit $0,4 \text{ Linien/Sekunde}$ und einem Spitzenradius von 10 nm aufgenommen. Die Ergebnisse der AFM-Analyse bestätigen die Annahme, dass es sich bei den Strukturen

um Aufwölbungen der Oxidschicht handelt. Ursache dafür ist wahrscheinlich die Durchstrahlung der transparenten Oxidschicht und die Absorption der Laserstrahlung an der darunter liegenden Metallschicht. Infolgedessen bildet sich unter der Oxidschicht ein hoher lokaler Dampfdruck aus. Aufgrund der eher geringen Haftfestigkeit der Niedrigtemperaturoxidschicht führt das offenbar zu einem stellenweisen Abheben der Oxidschicht vom Untergrund. [60]

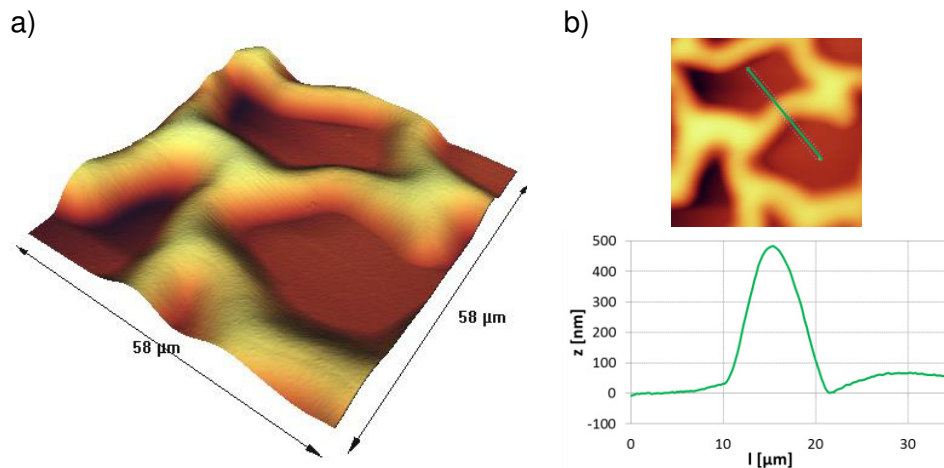


Abb. 6-39: AFM Analyse der Oxidschichtstrukturen nach der Laserstrahlbeeinflussung mit gepulster Laserstrahlung ($\tau_H = 167$ ns, $I_0 = 1,7$ MW/cm², Pulsabstand 2,5 μm);

- a) 3D-Darstellung der Oberfläche
- b) Höhenprofil

Diese Zerstörung der Oxidschicht durch Aufwölbung zeigt jedoch keine Ähnlichkeit mit den beobachteten Defekten auf den Leiterbahnen. Außerdem wurden die Schwellintensitäten für die einsetzende Oxidschichtaufwölbung ermittelt. Abb. 6-40 vergleicht die ermittelten Zerstörschwellen mit den notwendigen Intensitäten zum Neusetzen des Exchange Bias Feldes. Daraus geht hervor, dass die Zerstörschwelle des Oxids vor allem bei Verwendung gepulster Laserstrahlung wesentlich größer ist als die notwendige Intensität zum Neusetzen des Exchange Bias. Lediglich bei Einsatz kontinuierlicher Laserstrahlung besteht nur ein kleiner Unterschied zwischen den Schwellintensitäten. Jedoch sollte auch hier die Zerstörschwelle für das Oxid mit 0,57 MW/cm² ausreichend groß gegenüber der notwendigen Intensität für die Neuorientierung des Exchange Bias Feldes mit 0,42 MW/cm² sein. Auch die unter 5.3.2 verwendeten Prozessparameter (kontinuierliche Laserstrahlung, Scangeschwindigkeit 1000 mm/s, $I_0 = 0,47$ MW/cm²) überschreiten nicht die Zerstörschwelle der Oxidschicht. Das Abheben der Oxidschicht vom darunterliegenden Schichtstapel durch Laserbestrahlung kann daher nicht die Ursache für die beobachteten Strukturdefekte auf den Leiterbahnen sein.

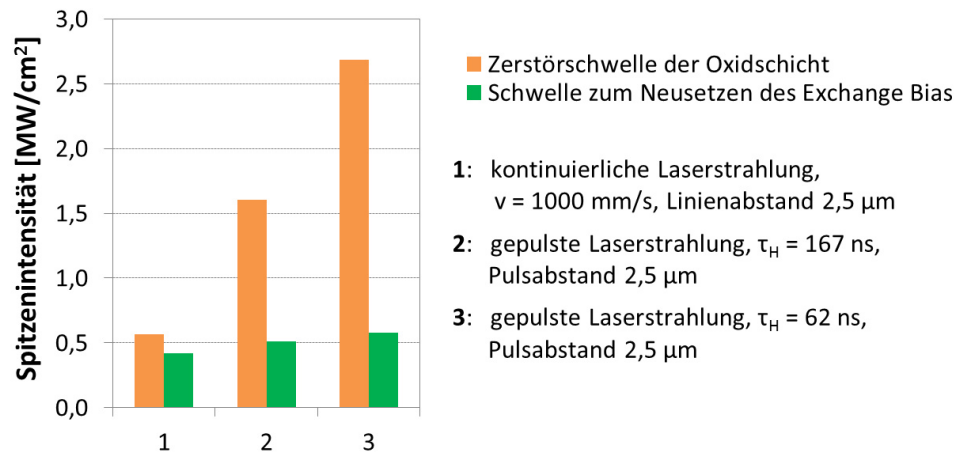


Abb. 6-40: Vergleich der Schwellintensitäten für die einsetzende Oxidschichtzerstörung und das Neusetzen des Exchange Bias

6.4.3.3 Defektanalyse der oxidgedeckten Strukturen

Eine weitere mögliche Ursache für das Entstehen der Strukturdefekte durch die Laserstrahlbeeinflussung wurde daher in Unregelmäßigkeiten der Leiterbahnstrukturen vermutet, die bereits bei der Strukturierung entstanden sind. Solche Unregelmäßigkeiten könnten z.B. Resist-Rückstände sein. Deshalb wurden die Leiterbahnstrukturen vor der Laserstrahlbeeinflussung näher untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass vor der Laserstrahlbeeinflussung bereits fehlerhafte Stellen des Oxids auf den Leiterbahnen existieren. Abb. 6-41 a) zeigt dieselbe Leiterbahnstruktur in lichtmikroskopischen Aufnahmen mit und ohne differentiellem Interferenzkontrast (DIC) sowie in einer REM-Aufnahme. In den Abbildungen sind zwei signifikante, fehlerhafte Stellen der Niedrigtemperaturoxidschicht rot markiert. In der lichtmikroskopischen Aufnahme erscheinen diese Stellen als helle Flecken auf der Leiterbahn. Mit differentiellem Interferenzkontrast wird hier ein deutlicher Kontrast erkennbar, was auf einen Höhenunterschied hindeutet. In der REM-Aufnahme erkennt man die fehlerhaften Stellen wieder als helle Flecken. Vermutlich handelt es sich dabei um Aufwölbungen der Oxidschicht. Abb. 6-41 b) zeigt die dieselbe Struktur wie in Abb. 6-41 a) nach der Laserstrahlbeeinflussung. Es ist deutlich erkennbar, dass die Laserstrahleinwirkung exakt an den Stellen mit aufgewölbtem Oxid zur lokalen Zerstörung der Leiterbahn durch Schmelzen und Verdampfen führt.

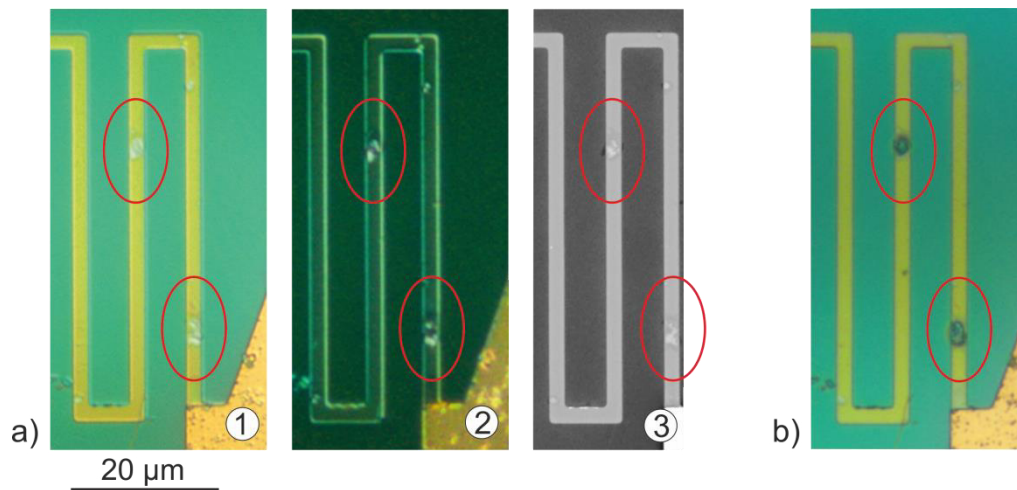


Abb. 6-41: a) fehlerhafte Stellen der Oxidschicht auf den Leiterbahnen vor der Laserstrahlbeeinflussung (1: lichtmikroskopisch, 2: lichtmikroskopisch mit DIC, 3: REM) b) Strukturdefekte der Leiterbahnen nach der Bestrahlung mit kontinuierlicher Laserstrahlung (Scangeschwindigkeit 4000 mm/s, $I_0 = 0,46 \text{ MW/cm}^2$)

Diese fehlerhaften Stellen auf den Leiterbahnstrukturen wurden durch REM-Aufnahmen näher untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass die Oxidaufwölbungen zumeist von Leiterbahnrand ausgehen, wie die REM-Aufnahmen in Abb. 6-42 belegen. In Zusammenarbeit mit dem Fraunhofer Institut ENAS (Chemnitz) wurde die Ursache auf Rückstände des Resistmaterials oder redeponiertes Material während der Strukturierung an den Leiterbahnrändern zurückverfolgt. An den Stellen solcher Materialrückstände wächst das Oxid offenbar fehlerhaft auf und bildet derartige Aufwölbungen. Bei der Laserstrahlbeeinflussung liegt an diesen Stellen ein erhöhter Energieeintrag vor, der entweder durch eine erhöhte Absorption durch die Materialrückstände oder durch Interferenzeffekte an den Oxidaufwölbungen zustande kommt.

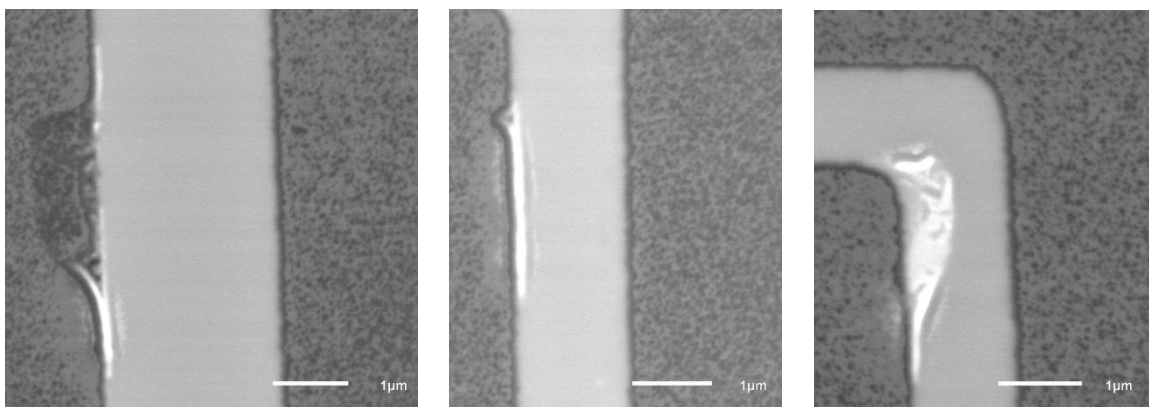


Abb. 6-42: REM-Aufnahmen der fehlerhaften Stellen der Leiterbahnstrukturen

Diese fehlerhaften Stellen treten dabei hauptsächlich auf den schmalen Leiterbahnen mit Breiten von 1 μm und 2 μm auf. Eine Anwendung des lasergestützten Feldkühlens auf diese Leiterbahnstrukturen erfordert daher eine Verbesserung des Strukturierungsverfahrens dahingehend, dass solche Materialrückstände vermieden

werden. Andererseits würde auch eine Beschränkung auf breitere Leiterbahnbreiten (4 μm) dieses Problem weitestgehend ausschließen.

7 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Neuorientierung des Exchange Bias in zwei verschiedenen spintronischen Schichtsystemen untersucht.

Am Schichtsystem mit out-of-plane Exchange Bias erfolgte die Neuausrichtung sowohl durch Einzelpulse und Einzelspuren als auch durch flächiges Scannen. Die magnetisch neuorientierten Bereiche durch Einzelpulse und Einzelspuren wurden mithilfe eines magnetooptischen Sensors visualisiert und analysiert. Es wurde gezeigt, dass durch die Bestrahlung mit Einzelpulsen kleine Gebiete mit einem Durchmesser von einigen μm magnetisch neu orientiert werden können. Durch Erhitzung von Einzelspuren wurde der Exchange Bias auf Spurbreiten zwischen $5\ \mu\text{m}$ und $20\ \mu\text{m}$ neugesetzt.

Die Analyse der Experimente zum flächigen Neusetzen des Exchange Bias erfolgte anhand der mittels Kerr-Magnetometrie aufgenommenen $M(H)$ -Hysteresekurven des Schichtstapels. Dabei wurden die resultierende Exchange Bias Feldstärke sowie die Koerzitivfeldstärke in Abhängigkeit von den Prozessparametern ermittelt.

Am Spin Valve Schichtsystem mit in-plane Exchange Bias erfolgte eine detaillierte Untersuchung der resultierenden Exchange Bias Feldstärke sowie Koerzitivfeldstärke in Abhängigkeit von den Prozessparametern. Insbesondere wurde hier der Einfluss der Pulsdauer sowie der externen Magnetfeldstärke untersucht. Im Vorfeld wurden dazu Temperaturfeldsimulationen durchgeführt.

Im experimentellen Teil wurde das Exchange Bias Feld flächig unter Einsatz kontinuierlicher sowie gepulster Laserstrahlung neugesetzt. Die Analyse erfolgte anhand der mittels Kerr-Magnetometrie aufgenommenen $M(H)$ -Hysteresekurven. Bei der Erhitzung mittels kontinuierlicher Laserstrahlung mit einer Scangeschwindigkeit von $1000\ \text{mm/s}$ wurde sowohl durch die Temperaturfeldsimulation als auch durch die experimentellen Befunde festgestellt, dass eine Spitzenintensität zwischen $0,4 - 0,5\ \text{MW/cm}^2$ für eine Neuausrichtung des Exchange Bias Feldes erforderlich ist. Das zugrundeliegende Modell für die Temperaturfeldsimulation sowie die getroffenen Vereinfachungen spiegeln die realen Bedingungen damit zufriedenstellend wider.

Bei der Erhitzung mittels gepulster Laserstrahlung zeigte sich experimentell, dass die notwendige Spitzenintensität für eine Neuausrichtung des Exchange Bias bei Einsatz der Pulsdauern $105\ \text{ns}$, $167\ \text{ns}$ und $202\ \text{ns}$ jeweils $0,4\ \text{MW/cm}^2$ betrug. In diesem Bereich lag somit keine Abhängigkeit von der Pulsdauer vor. Lediglich für die kürzeste Pulsdauer von $62\ \text{ns}$ war eine höhere Pulsspitzenintensität von $0,6\ \text{MW/cm}^2$ erforderlich.

Die notwendigen Spitzenintensitäten bei Einsatz gepulster Laserstrahlung waren damit deutlich kleiner als die durch eine Temperaturfeldsimulation ermittelten Werte. Als

mögliche Ursache wird in der Arbeit eine sukzessive Neuausrichtung des Exchange Bias, die durch die Mehrfachbestrahlung aufgrund der großen Pulsüberlappung denkbar ist, diskutiert. Die deutlich höhere notwendige Spitzenintensität bei Einsatz der Pulsdauer 62 ns kann neben dem geringeren Energieeintrag durch die kurze Pulsdauer auch auf die extrem schnelle Abkühlgeschwindigkeit zurückgeführt werden.

Der Vergleich der resultierenden Exchange Bias Feldstärkebeträge zeigte, dass mittels kontinuierlicher Laserstrahlung höhere Werte erzielt wurden als durch Einsatz gepulster Laserstrahlung. Durch einen nachträglichen Temperprozess konnte das Exchange Bias Feld in den zuvor mit gepulster Laserstrahlung beeinflussten Feldern wieder erhöht werden. Als Ursache für die reduzierten Exchange Bias Feldstärkewerte nach dem Feldkühlprozess mit gepulster Laserstrahlung wird in dieser Arbeit sowohl die räumliche als auch zeitliche Begrenzung der Aufheizung durch die kurzen Pulsdauern diskutiert. Demnach ist es denkbar, dass die anhand der Temperaturfeldsimulation nachgewiesenen schnellen Abkühlgeschwindigkeiten keine vollständige Neuausrichtung aller Domänen ermöglichen. Weiterhin ist es möglich, dass das Exchange Bias Feld aufgrund der nur sehr kleinen lateralen Bereiche, die je Puls erhitzt wurden, nicht vollständig und einheitlich neuausgerichtet wurde.

Insgesamt wurde in den experimentellen Untersuchungen keine deutliche Abhängigkeit der resultierenden Exchange Bias Feldstärke von der während dem Feldkühlprozess anliegenden externen Magnetfeldstärke festgestellt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass sich die ferromagnetische Schicht bei den untersuchten Magnetfeldstärken bereits in magnetischer Sättigung befand.

Außerdem wurden erste Untersuchungen zur Anwendbarkeit des lasergestützten Feldkühlprozesses auf Leiterbahnstrukturen durchgeführt. Dabei stellte sich die Problematik, dass die Laserbestrahlung der Leiterbahnen zur Generierung von Defekten führte. Anhand einer Temperaturfeldberechnung für die Bestrahlung einer schmalen Leiterbahn konnte nachgewiesen werden, dass die begrenzte laterale Ausdehnung der spintronischen Schicht nicht zu einem Wärmestau aufgrund verringerter lateraler Wärmeleitung führt. Denn aufgrund des äußerst geringen Volumens der dünnen spintronischen Schicht ist der Einfluss der Wärmeleitung innerhalb dieser Schicht vernachlässigbar. Durch weiterführende Untersuchungen konnten schließlich bereits vor der Laserbehandlung vorliegende Unregelmäßigkeiten in den Strukturen als Ursache für die durch Laserbestrahlung generierten Strukturdefekte identifiziert werden. Das nachträglich auf die Leiterbahnstrukturen aufgebraachte Niedrigtemperaturoxid wies stellenweise Aufwölbungen auf, die möglicherweise auf Resist-Rückstände des vorhergehenden Strukturierungsprozesses zurückzuführen sind. An diesen fehlerhaften Stellen liegt folglich eine veränderte Energiebilanz bei der Laserbestrahlung vor, die schließlich zum teilweisen Schmelzen und Verdampfen der spintronischen Schicht führt. Um das lasergestützte Feldkühlen auf Leiterbahnstrukturen anwenden zu können, müssen derartige Unregelmäßigkeiten auf den Strukturen vermieden werden.

Literaturverzeichnis

- [1] Detlev Tietjen: Kopplungen und Riesenmagnetowiderstand (GMR) in Mehrlagensystemen für die Magnetosensorik. Dissertation, TU Dresden, 2003.
- [2] Hans-Joerg Bullinger: Technologieführer: Grundlagen - Anwendungen - Trends, Magnetelektronik. Springer Verlag, 2007.
- [3] P. Grünberg et al.: Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers, Phys. Rev. Lett. 57, 1986, S. 2442-2445.
- [4] G. Binasch et al.: Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. Phys. Rev. B 39, 1989, S. 4828-4830.
- [5] M.N. Baibich et al.: Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Sublattices. Phys. Rev. Lett. 61, 1988, S. 2472-2475.
- [6] H. Frater, N. Podbregar, D. Lohmann: Wissen Hoch 12 2007/2008, Nobelpreis für Physik: Minitchnik dank Rieseneffekt. Springer, 2008, S. 76-77.
- [7] A.E. Berkowitz et al.: Giant magnetoresistance in heterogeneous Cu-Co and Ag-Co alloy films. J. Appl. Phys. 73, 1993, S. 5320-5325.
- [8] N.F. Mott: Electrons in transition metals. Adv. Phys. Vol.13, Issue 51, 1964 S. 325-422.
- [9] R. Gross, A. Marx: Vorlesungsskript Spinelektronik, Walther-Meissner-Institiut, TU München. [Online] 2004. [Zitat vom: 22. 03. 2013.]
http://www.wmi.badw.de/teaching/Lecturenotes/ME/ME_Kapitel2.pdf.
- [10] Peter Grünberg: Riesenmagnetowiderstand in magnetischen Schichtstrukturen. Phys. Bl. 51, 1995, S. 1077-1081.
- [11] Roland Johannes Steiner: Magnetotransport in Spinventil-Systemen mit amorphen magnetischen und supraleitenden Teilschichten. Dissertation, Universität Ulm, 2006.
- [12] W. H. Meiklejohn, C. P. Bean: New Magnetic Anisotropie. Phys. Rev. Lett. 102, 1956, S. 1413.
- [13] J. Nogues, I. K. Schuller: Exchange Bias. J. Magn. Mat. 192, 1999, S. 203 - 232.

- [14] W.H. Meiklejohn: Exchange Anisotropy - A Review. J. Appl. Phys. 33, 1962, S. 1328 - 1335.
- [15] Kornelius Nielsch: Hochgeordnete ferromagnetische Nano-Stabensembles: Elektrochemische Herstellung und magnetische Charakterisierung. Dissertation, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenburg, 2002.
- [16] D. Mauri et al.: Novel method for determining the anisotropy constant of MnFe in a NiFe/MnFe sandwich. J. Appl. Phys. 62, 1987, S. 2929.
- [17] C. A. Kleint et al.: Exchange anisotropy in epitaxial $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{CoO}$ and $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Co}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ bilayers grown by pulsed laser deposition. J. Appl. Phys. 84, 1998, S. 5097.
- [18] R. Jungblut et al.: Orientational dependence of the exchange biasing in molecularbeam epitaxygrown $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ bilayers, J. Appl. Phys. 75, 1994, S. 6659.
- [19] Peter Miltényi: Mikroskopischer Ursprung der Austauschkopplung in ferromagnetischen/antiferromagnetischen Schichten. Dissertation, Technische Hochschule Aachen, 2000.
- [20] Andrew Johnson: Spin Valve Systems for Angle Sensor Applications. Dissertation, TU Darmstadt, 2003.
- [21] D. Mauri et al.: Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate. J. Appl. Phys. 62, 1987, S. 3047.
- [22] A.P. Malozemoff: Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces. Phys. Rev. B 35, 1987, S. 3679.
- [23] Steffen Blomeier: Transmissionselektronenmikroskopie am ionenbestrahlten polykristallinen $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ Austausch-Verschiebungssystem. Diplomarbeit, TU Kaiserslautern, 2003.
- [24] U. Nowak et al.: Domain state model for exchange bias. J. Appl. Phys. 89, 2001, S. 7269.
- [25] U. Nowak et al.: Domain state model for exchange bias. I. Theory, Phys. Rev. B 66, 2002, S. 14430.
- [26] Peter Miltényi et al.: Diluted Antiferromagnets in Exchange Bias: Proof of the Domain State Model. Phys. Rev. Lett. 84, 2000, S. 4224-4227.
- [27] A. Mougín et al.: Local manipulation and reversal of the exchange bias field by ion irradiation in FeNi/FeMn double layers. Phys. Rev. B 63, 060409, 2001.

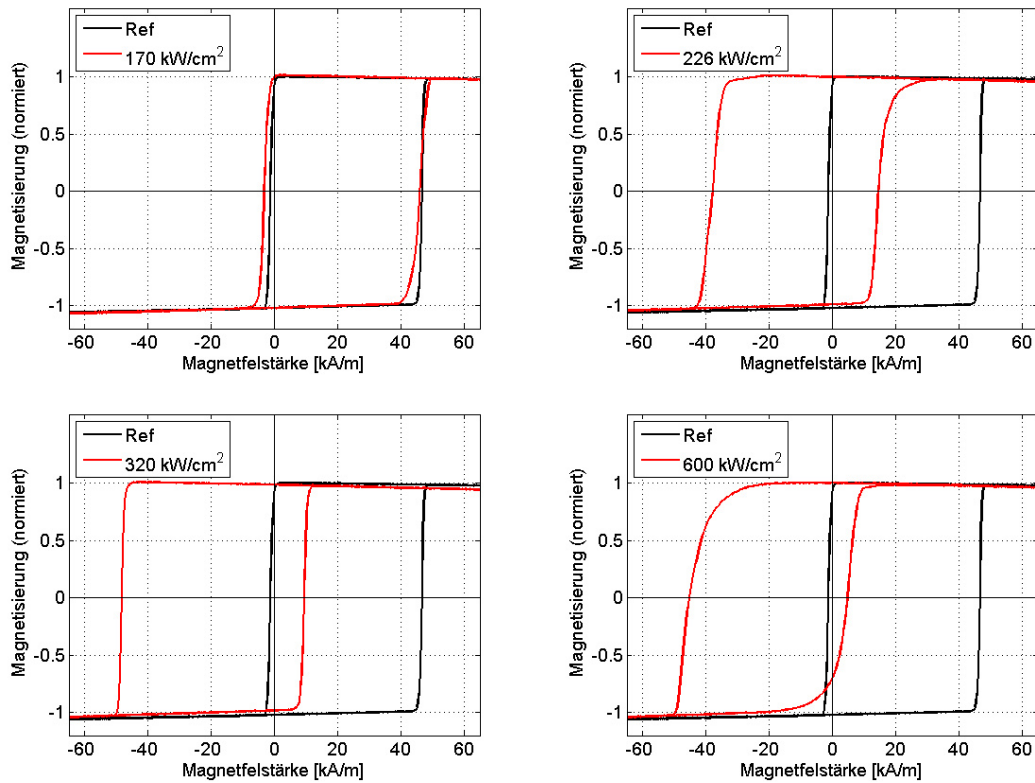
- [28] M. Pakala et al.: Effect of underlayer roughness, grain size and crystal texture on exchange coupled IrMn/CoFe thin films. J. Appl. Phys. 87, 2000, S. 6653.
- [29] T.C. Schulthess, W.H. Butler: Consequences of spin-flop coupling in exchange biased films, Phys. Rev. Lett. 81, 1998, S. 4516.
- [30] T.C. Schulthess, W.H. Butler: Coupling mechanisms in exchange biased films, J. Appl. Phys. 85, 1999, S. 5510.
- [31] M.D. Stiles, R.D. McMichael: Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers. Phys. Rev. B 59, 1999, S. 3722.
- [32] H. Suhl, I.K. Schuller: Spin-Wave theory of exchange-induced anisotropy. Phys. Rev. B 58, 1998, S. 258.
- [33] T. M. Hong: Simple mechanism for a positive exchange bias. Phys. Rev. B 58, 1998, S. 97.
- [34] B. Dieny et al.: Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayer., Phys. Rev. B 43, 1991, S. 1297-1300
- [35] K. Kalantar-zadeh, B. Fry: Nanotechnology - Enabled Sensors. Sensor Characteristics and Physical Effects. Springer, 2008, S. 13-16.
- [36] Website der Firma Matesy GmbH. [Online] [Zitat vom: 15. 04. 2013.] http://www.matesy.de/index.php?option=com_content&view=article&id=94&Itemid=96&lang=de.
- [37] Physikalisches Praktikum für Masterstudierende, B11: Magnetooptischer Kerr-Effekt und magnetische Anisotropien. Freie Universität Berlin. [Online] 2011. [Zitat vom: 24. April 2013.] http://www.physik.fu-berlin.de/studium/praktika-forward/fp_master_SoSe2011/doc/Ma12.pdf.
- [38] Haiwen Xi et al.: Annealing Effect on Exchange Bias in Ni₈₁Fe₁₉/Cr₅₀Mn₅₀ Bilayers. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 36, No. 5, 2000, S. 2644 - 2646.
- [39] M.F. Toney et al.: Thermal annealing study of exchange-biased NiFe-FeMn films. J. Appl. Phys. 70, 1991, S. 6227.
- [40] S. Mohanan et al.: Effect of pulsed laser irradiation on the structural and the magnetic properties of NiMn/Co exchange bias system. J. Appl. Phys. 103, 2008.
- [41] T. Mewes et al.: Suppression of exchange bias by ion irradiation. Appl. Phys. Lett. 76, 2000, S. 1057.

- [42] A. Mougin et al.: Local manipulation and reversal of the exchange bias field by ion irradiation in FeNi/FeMn double layers. *Phys. Rev. B* 63, 060409, 2001.
- [43] P. Borisov et al.: Magnetoelctric Switching of Exchange Bias. *Phys. Rev. Let.* 94,117203, 2005.
- [44] P. Borisov: Magnetoelktrische Materialien in Exchange Bias Systemen. Dissertation, Universität Duisburg Essen, 2009.
- [45] A. Hochstrat: Extrinsische Kontrolle des Exchange Bias in Metall-Isolator Heteroschichtstrukturen. Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2007.
- [46] Ch. Binek et al.: Electrically controlled exchange bias for spintronic applications, *J. Appl. Phys.* 97, 10C514, 2005.
- [47] Ch. Binek: Nanoscale Magnetic Materials and Applications, Kap. 6: Tunable Exchange Bias Effects, Springer, 2009.
- [48] Xi He et al.: Robust isothermal electric control of exchange bias at room temperature. *Nature Materials* 9, 2010, S. 579.
- [49] E. Kerr, S. van Dijken, J.M.D. Coey: Influence of the annealing field strength on exchange bias and magnetoresistance of spin valves with IrMn, *J. Appl. Phys.* 97, 093910, 2005.
- [50] S.D.Choi et al. Partial magnetization reversal using laser annealing in patterned NiFe/FeMn film. *Eur. Phys. J. B* 45, 2005, S. 219-222.
- [51] S.D. Choi et al.: Partial magnetization reversal in a perpendicular exchange-biased [Pd/Co]/FeMn film through laser annealing. *J. Appl.Phys.* 101, 09E519, 2007.
- [52] Andreas Paetzold: Thermische Stabilität und Modifizierung der magnetischen Austauschisotropie in Schichtsystemen. Dissertation, Universität Kassel, 2002.
- [53] Andrew Johnson: Spin Valve Systems for Angle Sensor Applications. Dissertation, Universität Darmstadt, 2003.
- [54] H. Herwig, A. Moschallski: Wärmeübertragung, Kap. 5: Wärmeleitung. Vieweg+Teubner, 2009, S. 21-56.
- [55] H.D. Baehr, K. Spephan: Wärme- und Stoffübertragung, Kap. 2: Wärmeleitung und Diffusion. Springer, 2010, S. 117-297.
- [56] J.H. Weaver, H.P.R. Frederikse: Optical properties of metals and semiconductors, *Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press LLC, 1998.

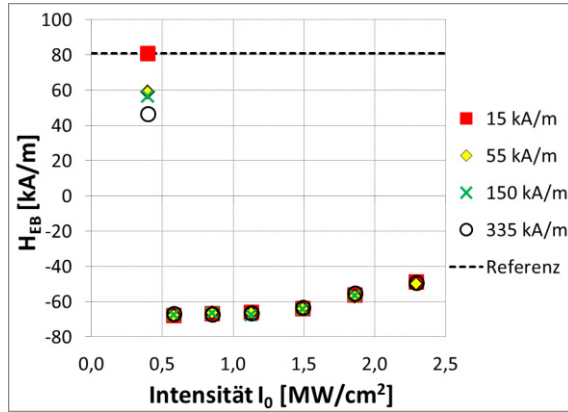
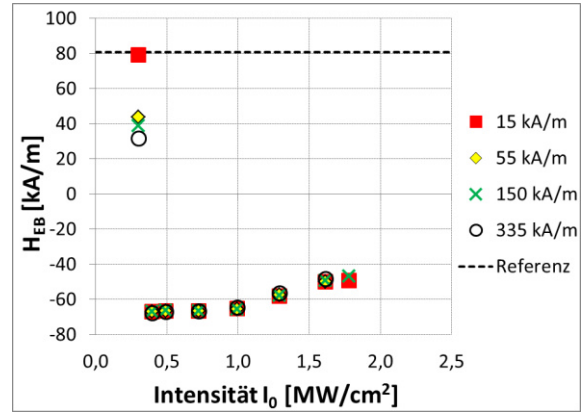
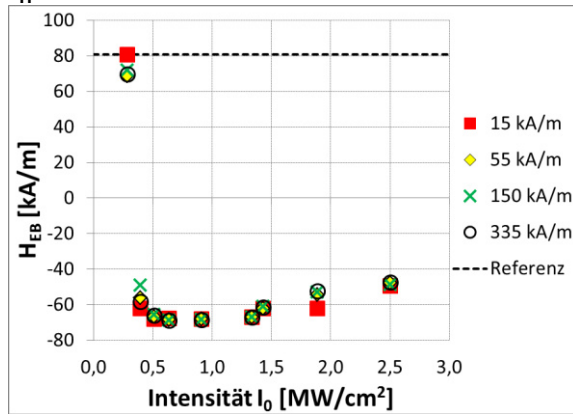
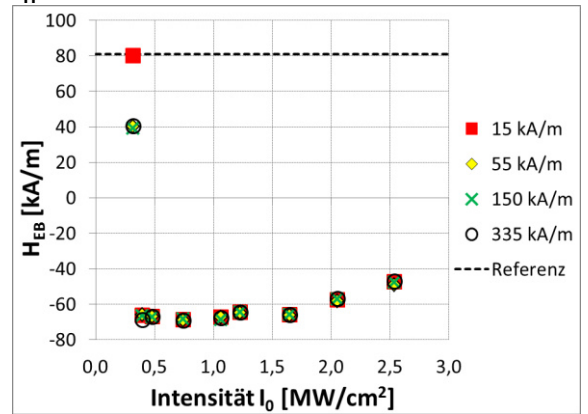
Literaturverzeichnis

- [57] F. Pedrotti, L. Pedrotti, W. Bausch, H. Schmidt: Optik für Ingenieure, 4. Auflage, Kapitel 19 - Interferenz an Mehrfachschichten, Springer, S. 554-564
- [58] A. Fischer: Theoretische und experimentelle Beiträge zur selektiven Lasermaterialbearbeitung, Dissertation, Mittweida, 1984
- [59] Gespräch mit Professor Albrecht (TU Chemnitz), Projekt-Meeting, 04.07.2013
- [60] Laborgespräch mit Dipl.-Ing. (FH) Rene Böttcher, Hochschule Mittweida, 17.07.2013

Anlagen

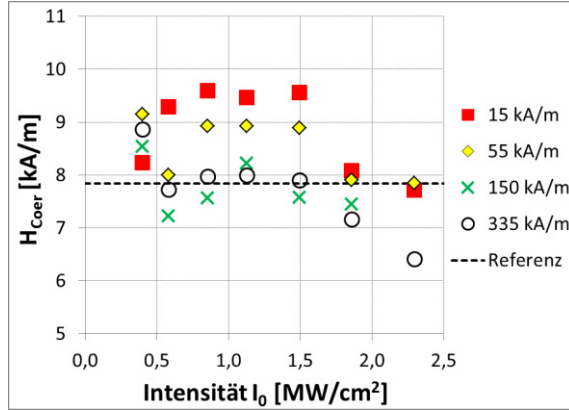


A-I-1: M(H)-Hysteresekurven des out of plane Exchange Bias Systems nach dem Feldkühlprozess mittels kontinuierlicher Laserstrahlung mit verschiedenen Intensitäten bei einer Scangeschwindigkeit von 4000 mm/s. Der Initialzustand ist jeweils schwarz als Referenz eingezeichnet.

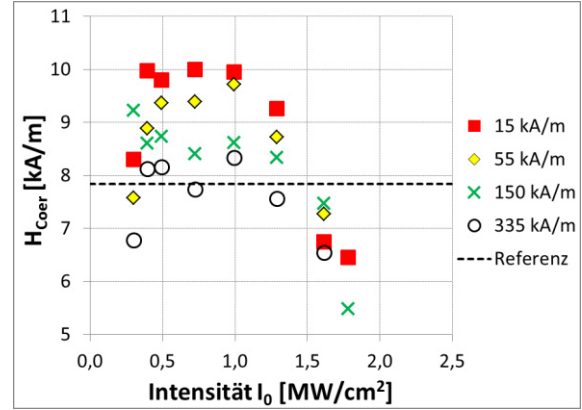
$\tau_H = 62 \text{ ns}$  $\tau_H = 105 \text{ ns}$  $\tau_H = 167 \text{ ns}$  $\tau_H = 202 \text{ ns}$ 

A-I-2: Exchange Bias Feldstärke des out-of-plane Schichtsystems nach dem lasergestützten Feldkühlprozess mit gepulster Laserstrahlung in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität für verschiedene Magnetfeldstärken und Pulsdauern

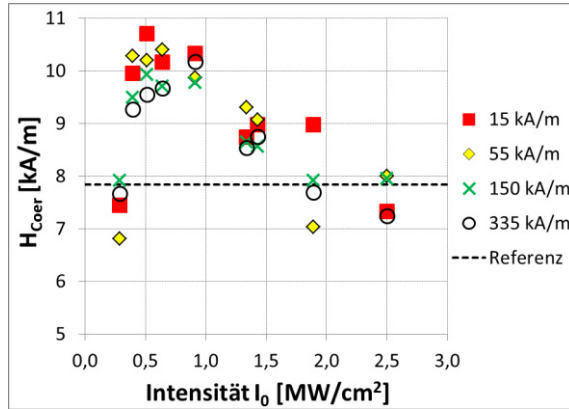
$\tau_H = 62 \text{ ns}$



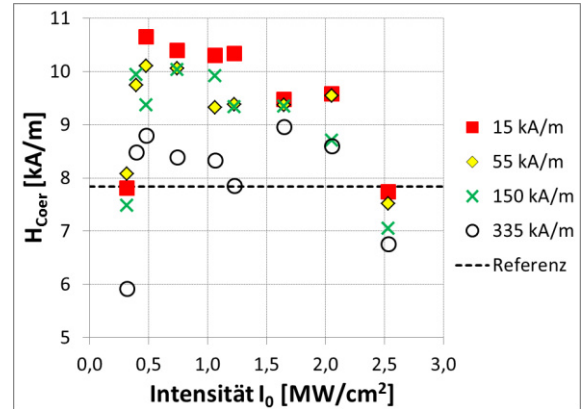
$\tau_H = 105 \text{ ns}$



$\tau_H = 167 \text{ ns}$

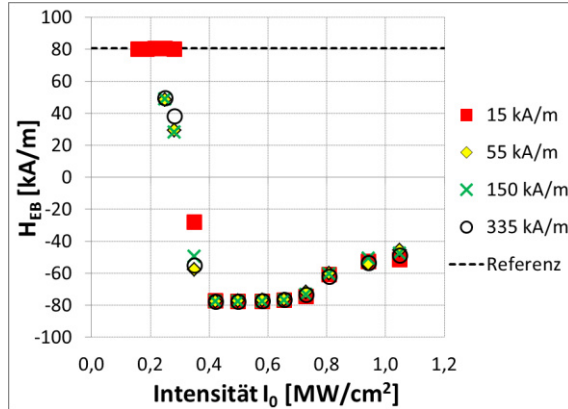


$\tau_H = 202 \text{ ns}$

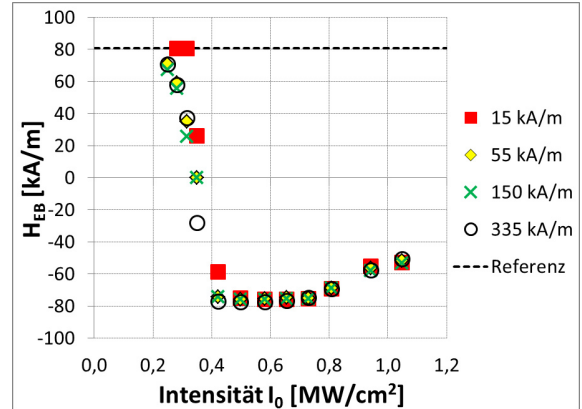


A-I-3: Koerzitivfeldstärke nach dem lasergestützten Feldkühlprozess mit gepulster Laserstrahlung in Abhängigkeit von der Pulsspitzenintensität für verschiedene Magnetfeldstärken und Pulsdauern

100 mm/s

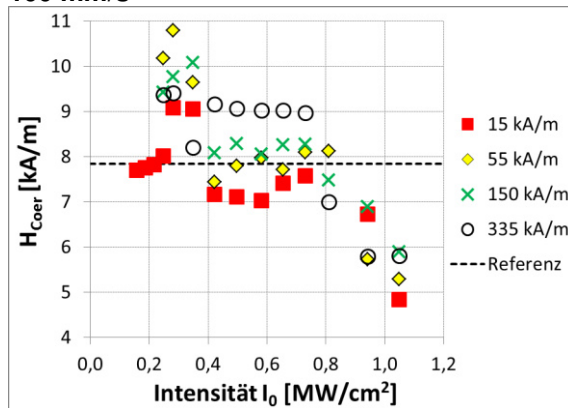


1000 mm/s

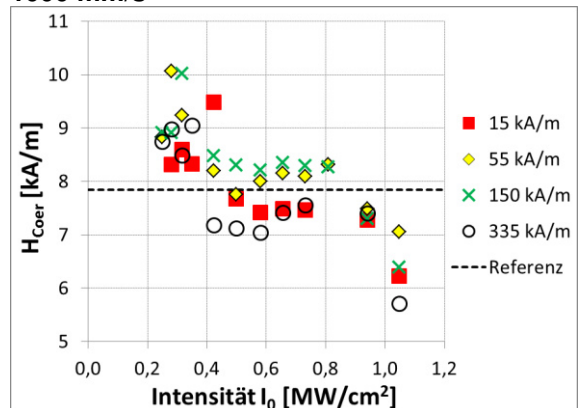


A-I-4: Exchange Bias Feldstärke nach dem lasergestützten Feldkühlprozess mit kontinuierlicher Laserstrahlung in Abhängigkeit von der Intensität für verschiedene Magnetfeldstärken und die zwei Scangeschwindigkeiten 100 mm/s und 1000 mm/s

100 mm/s



1000 mm/s



A-I-5: Koerzitivfeldstärke nach dem lasergestützten Feldkühlprozess mit kontinuierlicher Laserstrahlung in Abhängigkeit von der Intensität für verschiedene Magnetfeldstärken und die zwei Scangeschwindigkeiten 100 mm/s und 1000 mm/s

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Udo Löschner sowie Herrn Dipl.-Phys. Robby Ebert für die außerordentlich gute Betreuung dieser Masterarbeit.

Bei Herrn Professor Udo Löschner möchte ich mich für die fachliche Unterstützung und die anregenden Diskussionen insbesondere zur Thematik der Temperaturfeldberechnung bedanken. Außerdem danke ich ihm für die hilfreiche Kritik bei der schriftlichen Anfertigung dieser Arbeit.

Herrn Dipl.-Phys. Robby Ebert danke ich für die Bereitstellung dieses interessanten Themas, für die vielen Anregungen und die fachliche Unterstützung bei der Anfertigung dieser Arbeit.

Weiterhin möchte ich mich bei der Arbeitsgruppe Professor Albrecht an der TU Chemnitz für die Bereitstellung der Proben sowie der Messtechnik für die Kerr-Magnetometrie bedanken. Mein besonderer Dank gilt hier Herrn Dipl.-Phys. Patrick Matthes für seine Unterstützung bei den Messungen sowie die fachlichen Diskussionen.

Für die Bereitstellung der strukturierten Proben danke ich Frau Dr. Ramona Ecke sowie Herrn Dr. Olaf Ueberschär vom Fraunhofer Institut ENAS in Chemnitz.

Zudem danke ich Herrn Professor Andreas Fischer, Herrn Markus Olbrich (M.Sc.) und Herrn Sebastian Weinhold (M.Sc.) für die Hinweise und die Unterstützung bei der Erstellung eines Modells zur Temperaturfeldsimulation.

Für die Unterstützung hinsichtlich der Analysetechnik (AFM, Konfokalmikroskop, REM) danke ich Herrn Dipl.-Ing. (FH) René Böttcher sowie Herrn Dipl.-Ing. (FH) Frank Ullmann. Ebenso danke ich Herrn Dipl.-Ing. Sascha Klötzer und Herrn Dipl.-Ing. (FH) Lars Hartwig für die Unterstützung bezüglich der Anlagentechnik.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht.

Diese Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Mittweida, den 30.09.2013

Isabel Berthold