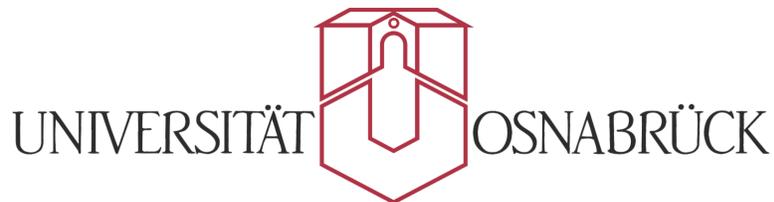


Vektor-MOKE-Untersuchungen an epitaktischen Eisenschichten

Diplomarbeit von Hauke Bardenhagen



Fachbereich Physik

Betreuer: Prof. Dr. Joachim Wollschläger

Zweitprüfer: Prof. Dr. Mirco Imlau

29. September 2009

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie zum magnetooptischen KERR-Effekt	3
2.1	Grundlagen zum magnetooptischen KERR-Effekt	3
2.1.1	Einführung zum MOKE	3
2.1.2	Verschiedene Arten des MOKE	4
2.1.3	KERR-Winkel und KERR-Elliptizität	6
2.1.4	Die Magnetisierungskurve	10
2.2	Quadratischer magnetooptischer KERR-Effekt	13
2.2.1	Herleitung des quadratischen MOKE	13
2.2.2	Trennung von quadratischem und linearem Anteil	18
2.3	Vektor-MOKE	22
2.3.1	Ermittlung der M_2 -Komponente	22
2.3.2	Beitrag durch die M_3 -Komponente	23
2.3.2.1	M_3 -Komponente bei kleinen Einfallswinkeln des Lichts . . .	23
2.3.2.2	M_3 -Komponente bei größeren Einfallswinkeln des Lichts . . .	25
2.3.2.3	M_3 -Komponente in Kombination mit QMOKE	26
2.3.2.4	M_3 -Komponente mit konstanter Ausrichtung	27
2.3.3	Bestimmung des Magnetisierungsvektors	28
2.3.3.1	Magnetisierungsvektor ohne M_3 -Komponente	29
2.3.3.2	Magnetisierungsvektor mit M_3 -Komponente	29
3	Experimentelle Grundlagen	31
3.1	Aufbau allgemein	32
3.2	Instrumentelle Verbesserungen	33
3.2.1	Winkelansteuerung	33
3.2.2	Magnetfeld	34
3.2.3	Lock-In-Verstärker und PEM	35
3.2.4	Kalibrierungsverfahren für die Messung des KERR-Winkels	37
3.3	Durchführung der Messungen	40
3.3.1	Messablauf	40
3.3.2	Aufbereitung der Messergebnisse	41
4	Materialsystem Fe auf MgO	45
5	Vorbereitende Untersuchungen	47
5.1	Vergleich der Kalibrierung mit externen Messungen	47

5.2	Vergleich der Verfahren zur Separation von LinMOKE und QMOKE	49
5.3	Untersuchung der QMOKE Anteile	52
6	Messergebnisse	55
6.1	Probe: Fe 7 nm auf MgO	55
6.1.1	Messung des KERR-Winkels der M_{1+3} -Komponente	55
6.1.2	Messung der KERR-Elliptizität der M_{1+3} -Komponente	58
6.1.3	Messung des KERR-Winkels der M_{2+3} -Komponente	60
6.1.4	Messung der KERR-Elliptizität der M_{2+3} -Komponente	63
6.1.5	Vergleich von M_1 -, M_2 - und M_3 -Komponente des KERR-Winkels . . .	65
6.1.6	Vergleich von M_1 -, M_2 - und M_3 -Komponente der KERR-Elliptizität . .	68
6.1.7	Zusammenfassung zum Vergleich der beiden Messgrößen	68
6.1.8	Ermittlung des Magnetisierungsvektors	70
6.2	Probe: Fe 4 nm auf MgO	75
6.2.1	Messung des KERR-Winkels der M_{1+3} -Komponente	75
6.2.2	Messung des KERR-Winkels der M_{2+3} -Komponente	77
6.2.3	Vergleich von M_1 -, M_2 - und M_3 -Komponente des KERR-Winkels . . .	79
6.2.4	Ermittlung des Magnetisierungsvektors	79
6.3	Probe: Fe 12 nm auf MgO	84
6.3.1	Messung des KERR-Winkels der M_{1+3} -Komponente	84
6.3.2	Messung des KERR-Winkels der M_{2+3} -Komponente	86
6.3.3	Vergleich von M_1 -, M_2 - und M_3 -Komponente des KERR-Winkels . . .	88
6.3.4	Ermittlung des Magnetisierungsvektors	90
7	Diskussion der Messergebnisse	93
7.1	Modell für das Verhalten der Magnetisierung	93
7.2	Abweichendes Verhalten	97
8	Zusammenfassung und Ausblick	101
A	Anhang	103
A.1	Signalermittlung	103
Literatur		107
Abbildungsverzeichnis		110

Hiermit versichere ich, diese Diplomarbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt zu haben.

Osnabrück, den 29. September 2009

(Hauke Bardenhagen)

1 Einleitung

Dünne magnetische Schichten finden in vielen technischen Bereichen Anwendung. So zum Beispiel in den Leseköpfen von Festplatten wo der GMR-Effekt (Giant Magneto Resistace) [1, 2]eingesetzt wird. Um diese Anwendungen zu optimieren ist es wichtig eine möglichst genaue Kenntniss vom Verhalten der Magnetisierung in dünnen Schichten und Schichtsystemen zu besitzen. Der magnetooptische KERR-Effekt ist eine Möglichkeit diese zu untersuchen. Allerdings setzt sich dieser schon bei einer einzelnen Schicht aus mehreren Anteilen zusammen. Daher ist es notwendig diese für eine einzelne Schichtt zu verstehen, bevor Schichtsysteme untersucht werden. Wie dies funktioniert wird in dieser Arbeit gezeigt.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Hintergründe zum magnetooptischen KERR-Effekt (MOKE) vorgestellt. Dabei wird auch der quadratische magnetooptische KERR-Effekt (QMOKE) beschrieben. Da dieser die Auswertung der Messergebnisse erschwert wird dargelegt auf welche weise sich lineare und quadratische Anteile des Messsignals trennen lassen. Desweiteren wird gezeigt wie es durch Messungen mit unterschiedlicher Ausrichtung des äußeren Magnetfelds und verschiedenen Polarisationen des einfallenden Lichts möglich ist die Komponenten des Magnetisierungsvektors für die drei Raumrichtungen zu trennen.

Der in der Arbeit verwendete Aufbau ist in Kapitel 3 beschrieben. Dabei wird auch darauf besonders darauf eingegangen welche Veränderungen im Rahmen dieser Arbeit vorgenommen wurden um die Messungen zu verbessern. So wurde unter anderem eine Automatisierung von Messreihen mit Probendrehung umgesetzt und ein Verfahren entwickelt mit dem der gemessene KERR-Winkel kalibriert werden kann.

Die bei den Messungen Untersuchten Proben sind dünne epitaktische Eisenschichten auf Magnesiumoxid. Einige Grundlegende Informationen zu diesem Materialsystem sind in Kapitel 4 zusammengefasst. Im Anschließendenden Kapitel 5 werden grundlegende Untersuchungen für die Auswertung der Messergebnisse gezeigt. Dabei wird durch Vergleich mit externen Messungen das entwickelte Kalibrierungsverfahren überprüft und die Separation der QMOKE Anteile vorgeführt.

In Kapitel 6 werden einige Messergebnisse für die drei untersuchten Fe auf MgO Proben vorgestellt. Für eine Probe findet dabei ein Vergleich von Messungen des KERR-Winkel und der KERR-Elliptizität statt. Bei allen Proben werden die Komponenten der Magnetisierung und das daraus resultierende Verhalten des Magnetisierungsvektors ermittelt.

Die Diskussion der Messergebnisse befindet sich in Kapitel 7, wo aus diesen ein Modell für des Verhalten der Magnetisierung von dünnen Eisenschichten abgeleitet wird. Außerdem werden die Abweichungen von diesem Modell bei den einzelnen Proben betrachtet.

In Kapitel 8 wird die Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick gegeben, in welchen Bereichen weiteren Verbesserungen am Untersuchungsverfahren möglich wären und wie noch genauere Ergebnisse über das Verhalten der Magnetisierung erlangt werden können.

2 Theorie zum magnetooptischen KERR-Effekt

In diesem Kapitel wird der MOKE beschrieben. Dieser wird in der vorliegenden Arbeit als Methode zur Messung der Magnetisierung von dünnen Schichten verwendet. Das grundlegende Prinzip des magnetooptischen KERR-Effekts wird in Abschnitt 2.1 vorgestellt. Dabei wird gezeigt, dass dieser in erster Ordnung proportional zur Magnetisierung ist. In Abschnitt 2.2 wird auf die Anteile des magnetooptischen KERR-Effekts eingegangen, die von der zweiten Ordnung der Magnetisierung abhängen und es werden Verfahren vorgestellt, mit denen sich die Terme erster und zweiter Ordnung trennen lassen. Um ein vollständiges Bild vom Verhalten der Magnetisierung zu erhalten, müssen alle Komponenten des Magnetisierungsvektors bekannt sein. In Abschnitt 2.3 wird erläutert, wie man diese ermitteln kann und auf welchem Weg daraus das vollständige Verhalten der Magnetisierung bestimmt werden kann.

2.1 Grundlagen zum magnetooptischen KERR-Effekt

Zu Beginn dieses Kapitels wird der MOKE in Abschnitt 2.1.1 vorgestellt, bevor in Abschnitt 2.1.2 auf die verschiedenen Arten des MOKE eingegangen wird. Anschließend werden in Abschnitt 2.1.3 die Messgrößen vorgestellt, die den MOKE charakterisieren, und es wird gezeigt, dass diese proportional zur Magnetisierung sind. Die Ergebnisse von MOKE-Messungen erhält man typischerweise in Form von Magnetisierungskurven, deren grundlegende Form in Abschnitt 2.1.4 genauer analysiert wird.

2.1.1 Einführung zum MOKE

Der MOKE wurde erstmals 1877 von John KERR beschrieben [3]. Er tritt auf, wenn Licht an einem magnetisierten Objekt reflektiert wird. Dabei ändern sich die Eigenschaften des reflektierten Lichts in Abhängigkeit von der Magnetisierung.

Je nach Ausrichtung der Magnetisierung (siehe Kap. 2.1.2) können sich dabei, wie in Abb. 2.1 dargestellt, Richtung und Elliptizität der Polarisation und/oder die Intensität des Lichts ändern. Entscheidend für diesen Effekt ist dabei die Magnetisierung nahe der Oberfläche einer Probe. Als Maß dafür, welche Schichtdicke tatsächlich relevant ist, kann die Eindringtiefe δ des Lichts in einem Festkörper herangezogen werden. Für diese gilt

$$\delta = \frac{\lambda_0}{2\pi k} \quad . \quad (2.1)$$

Dabei ist λ_0 die Wellenlänge des Lichts im Vakuum und k der wellenlängenabhängige Extinktionskoeffizient. Für den in dieser Arbeit verwendeten Aufbau (siehe Kap. 3) gilt dabei $\lambda_0 = 632,8 \text{ nm}$. Bei den untersuchten Proben handelt es sich um dünne Eisenschichten. Eisen hat für die verwendete Wellenlänge einen Extinktionskoeffizienten von $k \approx 3,1$ [4]. Mit diesen Werten ergibt sich eine Eindringtiefe von $\delta \approx 32 \text{ nm}$. Die bei senkrecht einfallendem Licht im Material zurückgelegte Strecke entspricht der doppelten Eindringtiefe, daher kann die halbe Eindringtiefe $\delta_{1/2} \approx 16 \text{ nm}$ als Maß für die Schichtdicke herangezogen werden, die einen Beitrag zum MOKE liefert [5, 6]. Da das Licht bei dem in dieser Arbeit verwendeten Aufbau unter 45° einfällt, muss ein zusätzlicher Faktor $1/\sqrt{2}$ berücksichtigt werden. Die Schichtdicke

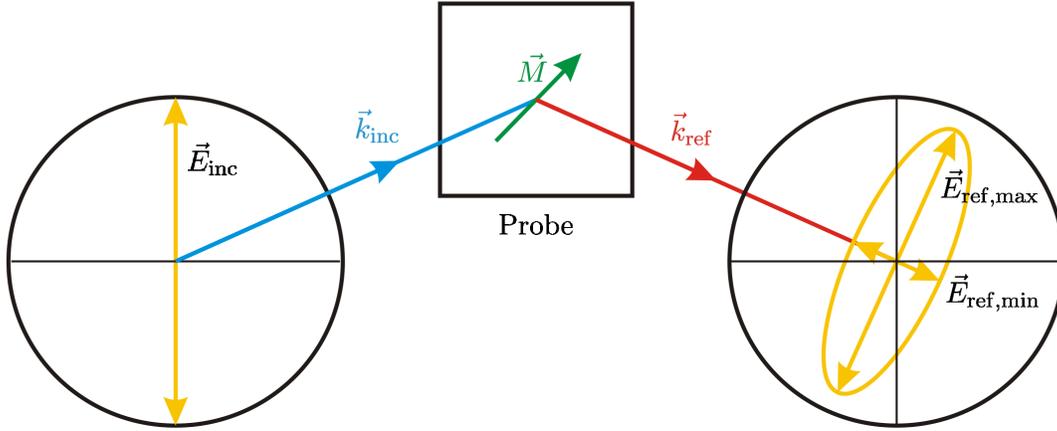


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des magneto-optischen KERR-Effekts. An der magnetisierten Probe wird linear polarisiertes einfallendes Licht reflektiert. Die Eigenschaften wie Polarisationsrichtung und Elliptizität des Lichts ändern sich dabei. \vec{M} : Magnetisierungsvektor der Probe, \vec{k}_{inc} : Wellenvektor des einfallenden Lichts, \vec{k}_{ref} : Wellenvektor des reflektierten Lichts, \vec{E}_{inc} : E-Vektor des einfallenden Lichts, $\vec{E}_{\text{ref,max}}$ und $\vec{E}_{\text{ref,min}}$: E-Vektoren des reflektierten Lichts, die zusammen die elliptische Polarisation beschreiben.

die einen Beitrag zum MOKE liefert beträgt somit ≈ 11 nm. Die dickste Schicht, die in dieser Arbeit vermessen wird, ist 12 nm dick, daher kann näherungsweise angenommen werden, dass immer die Magnetisierung der kompletten Schicht untersucht wird.

2.1.2 Verschiedene Arten des MOKE

Man unterscheidet drei verschiedene Arten des MOKE. Entscheidend dafür, durch welche Arten des MOKE die Eigenschaften des Lichts verändert werden, sind zwei Winkel. Das ist zum einen der Winkel zwischen der *Einfallsebene des Lichts* und der Richtung der Magnetisierung innerhalb der Probe, zum anderen der Winkel zwischen der *Probenoberfläche* und der Richtung der Magnetisierung innerhalb der Probe. Dabei gilt, dass jede beliebige Magnetisierung als Linearkombination von Magnetisierungskomponenten betrachtet werden kann, welche jeweils Ursache für eine der drei unterschiedlichen MOKE-Arten sind. Im Folgenden werden die verschiedenen Arten des MOKE kurz vorgestellt. Dabei wird auch der Einfluss des Einfallswinkels des Lichts und der Polarisation vor der Reflexion betrachtet. Eine graphische Darstellung befindet sich in Abbildung 2.2.

- **Longitudinaler MOKE**

Der longitudinale MOKE (LMOKE) tritt auf, wenn eine Magnetisierung in der Probe vorhanden ist, die parallel zur Einfallsebene des Lichts und zur Probenoberfläche (in-plane) liegt. Durch den LMOKE verändern sich Richtung und Elliptizität der Polarisation des einfallenden Lichts. Für die Spezialfälle von s- und p-polarisiertem Licht unterscheidet sich die Veränderung dabei im Vorzeichen (siehe Kap. 2.2.1). Trifft das Licht senkrecht auf die Probe, bewirkt der LMOKE keine Veränderung der Polarisation.

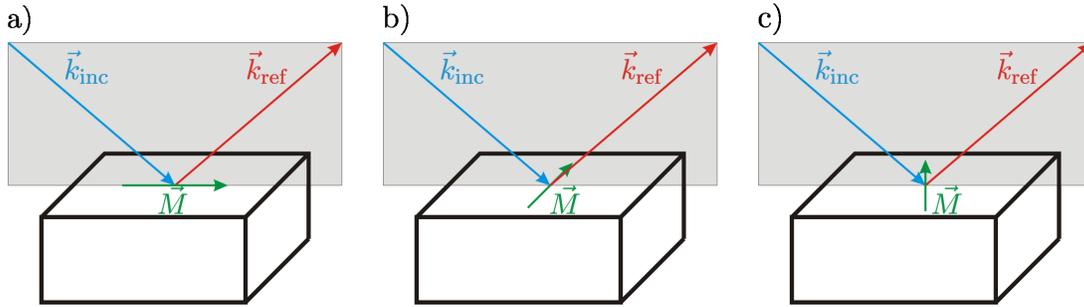


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der verschiedenen MOKE-Arten. Die Einfallsebene des Lichts wird durch den einfallenden \vec{k}_{inc} und den reflektierten \vec{k}_{ref} Wellenvektor aufgespannt. Die Ausrichtung der Magnetisierung \vec{M} relativ zur Einfallsebene des Lichts und zur Probenoberfläche entscheidet, welche Art des MOKE vorliegt. a) longitudinaler MOKE b) transversaler MOKE c) polarer MOKE.

Mit zunehmendem Einfallswinkel vergrößert sich auch der Einfluss durch den LMOKE. Allerdings muss berücksichtigt werden, dass sich gleichzeitig auch die Reflektivität für s- und p-polarisiertes Licht verändert. Auf diesen Umstand wird in Kap. 2.3.2 noch genauer eingegangen. In dieser Arbeit wird hauptsächlich der LMOKE verwendet.

- **Transversaler MOKE**

Der transversale MOKE (TMOKE) tritt auf, wenn eine Magnetisierung vorhanden ist, die senkrecht zur Einfallsebene des Lichts und parallel zur Probenoberfläche (in-plane) liegt. Durch den TMOKE verändert sich bei der Reflexion die Intensität des Lichts, Richtung und Elliptizität der Polarisation bleiben unbeeinflusst. Da der in dieser Arbeit verwendete Aufbau den TMOKE nicht detektieren kann, wird auf diesen im weiteren nicht genauer eingegangen.

- **Polarer MOKE**

Der polare MOKE (PMOKE) tritt auf, wenn eine Magnetisierung vorhanden ist, die parallel zur Einfallsebene des Lichts und senkrecht zur Probenoberfläche (out-of-plane) liegt. Durch den PMOKE verändern sich Richtung und Elliptizität der Polarisation des einfallenden Lichts. Die Veränderungen durch den PMOKE werden stärker, je kleiner der Einfallswinkel wird. Im Fall senkrecht einfallenden Lichts ist er maximal. Außerdem ist er in diesem Fall unabhängig von der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts. Der PMOKE ist in dieser Arbeit relevant, da er die gleichen Auswirkungen wie der LMOKE hat. Deshalb kann er bei Messungen des LMOKE im detektierten Signal enthalten sein (siehe Kap. 2.3.2).

Da die drei MOKE-Arten bei entsprechender Magnetisierung in der untersuchten Probe gemischt vorliegen, muss sehr genau beachtet werden, welche davon man detektiert. Dies gilt auch, wenn ein äußeres Magnetfeld mit einer klar definierten Richtung vorhanden ist. Zwar ist im Falle eines ausreichend starken externen Magnetfeldes sichergestellt, dass sich die Magnetisierung der Probe in der Sättigung parallel zum äußeren Feld befindet, da aber im Besonderen

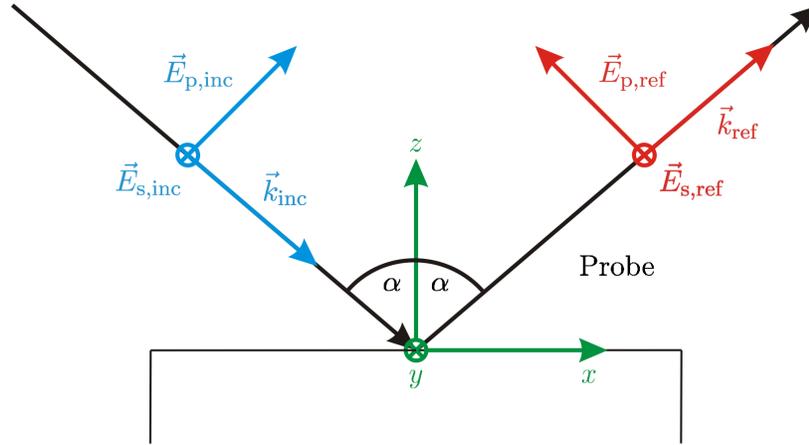


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des in der Arbeit verwendeten Koordinatensystems. Es bezeichnet \vec{k} den Wellenvektor, \vec{E}_s die senkrecht polarisierte Komponente des E-Vektors und \vec{E}_p die parallel polarisierte Komponente des E-Vektors. Dies gilt sowohl für das blau dargestellte einfallende (inc) als auch für das rot dargestellte reflektierte (ref) Licht. α ist der Einfallswinkel des Lichts. Die x -, y - und z -Achse (grün) bilden ein rechtshändiges Koordinatensystem.

Prozesse während des Umpolens des äußeren Feldes untersucht werden, kann die Magnetisierung dabei auch in andere Raumrichtungen zeigen. Deshalb muss gerade beim Messen von Änderungen der Richtung und Elliptizität der Polarisation beachtet werden, dass die detektierte Änderung möglicherweise das Resultat einer Kombination von LMOKE und PMOKE ist. Durch geschickte Variation des Aufbaus ist es jedoch möglich das Entstehen von Magnetisierungskomponenten, die im Standardaufbau nicht parallel zum äußeren Magnetfeld liegen, gezielt zu detektieren. Auf diese Weise lässt sich mehr über den Umschlagsprozess in der untersuchten Probe lernen. Diese Möglichkeit wird in Kap. 2.3.1 genauer dargelegt.

In dieser Arbeit wird das Koordinatensystem aus Abb. 2.3 verwendet. Die x -Achse liegt in der Probenoberfläche und in der Einfallsebene des Lichts. Die y -Achse liegt in der Probenoberfläche und steht senkrecht auf der Einfallsebene des Lichts. Die z -Achse steht senkrecht zur Probenoberfläche. Somit entspricht die Einfallsebene des Lichts der xz -Ebene. Die Oberfläche der Probe entspricht der xy -Ebene. Der Magnetisierungsvektor \vec{M} setzt sich aus Komponenten M_i zusammen, die parallel zu den Koordinatenachsen liegen. M_1 liegt parallel zur x -Achse, M_2 liegt parallel zur y -Achse und M_3 liegt parallel zur z -Achse. Daraus folgt für die Komponenten folgende Verknüpfung zu den Arten des MOKE. Der LMOKE resultiert aus M_1 , der TMOKE resultiert aus M_2 und der PMOKE resultiert aus M_3 .

2.1.3 KERR-Winkel und KERR-Elliptizität

Die Messgrößen, anhand derer der LMOKE und der PMOKE charakterisiert werden, sind der KERR-Winkel Θ_K und die KERR-Elliptizität e_K . Im Folgenden werden diese Größen kurz vorgestellt. In Abb. 2.4 befindet sich eine schematische Darstellung dazu.

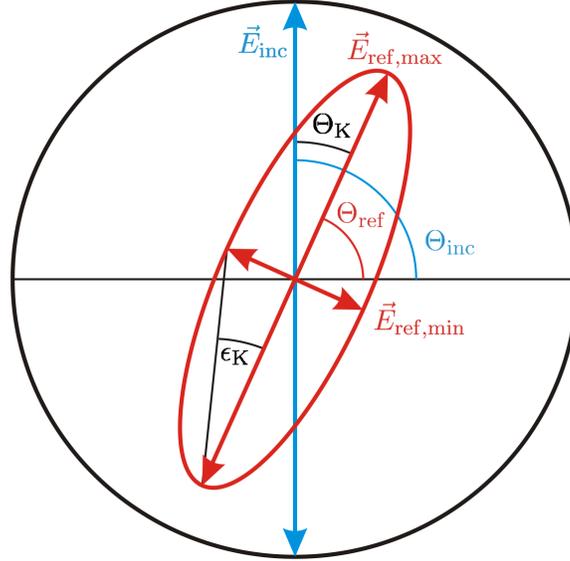


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung von KERR-Winkel und KERR-Elliptizität. Für den Fall von senkrecht linear polarisiertem einfallendem Licht \vec{E}_{inc} (blau) mit dem Polarisationswinkel Θ_{inc} . Der Polarisationswinkel Θ_{ref} des reflektierten Lichts (rot) unterscheidet sich davon um den KERR-Winkel Θ_{K} . Außerdem tritt eine Elliptizität auf. Diese wird durch den Elliptizitätswinkel ϵ_{K} beschrieben, der durch das Verhältnis der großen $\vec{E}_{\text{ref,max}}$ und kleinen $\vec{E}_{\text{ref,min}}$ Halbachse festgelegt wird.

- **KERR-Winkel**

Der KERR-Winkel Θ_{K} ist der Unterschied zwischen den Polarisationswinkeln Θ des einfallenden (inc) und reflektierten (ref) Lichts. Nach der Reflexion an der magnetisierten Probe hat sich die Richtung der Polarisation des Lichts um den Winkel

$$\Theta_{\text{K}} = \Theta_{\text{inc}} - \Theta_{\text{ref}} \quad (2.2)$$

gedreht. Dabei entspricht ein positiver KERR-Winkel einer Drehung im Uhrzeigersinn, wenn man auf den ankommenden Strahl blickt.

- **KERR-Elliptizität**

Die KERR-Elliptizität e_{K} ist ein Maß dafür, wie stark elliptisch das Licht nach der Reflexion polarisiert ist. Die Elliptizität e_{K} hängt dabei über den Elliptizitätswinkel ϵ_{K} vom Verhältnis der beiden Achsen der Ellipse E_{max} und E_{min} ab. Es gilt die Relation

$$e_{\text{K}} = \tan(\epsilon_{\text{K}}) = \frac{E_{\text{min}}}{E_{\text{max}}} \quad , \quad (2.3)$$

wobei man für kleine Winkel die Näherung $e_{\text{K}} \approx \epsilon_{\text{K}}$ benutzen kann. Es ist zu beachten, dass die Gleichung 2.3 nur für linear polarisiertes einfallendes Licht gilt.

Es ist möglich den KERR-Winkel und die KERR-Elliptizität zu einer Größe zusammenzufassen. Der sich daraus ergebende komplexe KERR-Winkel Φ_K kann gemäß [7] als

$$\Phi_K = \Theta_K + ie_K \quad (2.4)$$

definiert werden. Er enthält den KERR-Winkel Θ_K als Realteil und die KERR-Elliptizität e_K als Imaginärteil.

Für den MOKE ist entscheidend, dass der komplexe KERR-Winkel proportional zur Magnetisierung der Probe ist. Wie sich diese Proportionalität herleiten lässt, wird jetzt kurz gezeigt. Zur Messungen des MOKE werden die Eigenschaften des reflektierten Lichts analysiert (siehe Kap. 3.2.3). Wie sich die Eigenschaften des Lichts bei der Reflexion verändern, hängt dabei von den Reflexionskoeffizienten ab. Zur Beschreibung des Lichts und des Einflusses der optischen Bauelemente werden JONES-Matrizen verwendet [8]. In dieser Schreibweise können die Reflexionskoeffizienten in der Reflexionsmatrix

$$\hat{R} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

zusammengefasst werden. Auf das einfallende Licht wirkt die Reflexionsmatrix wie eine Drehmatrix. Bei kleinen Winkeln kann man deshalb den komplexen KERR-Winkel für lineares s- und p-polarisiertes einfallendes Licht durch die Beziehungen

$$\Phi_K^s = -\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \quad (2.6)$$

und

$$\Phi_K^p = \frac{r_{sp}}{r_{pp}} \quad (2.7)$$

ausdrücken [7]. Die Elemente der Reflexionsmatrix hängen vom Dielektrizitätstensor $\hat{\epsilon}$ des untersuchten Materials ab.

Zur Berechnung dieser Abhängigkeit ist der JONES-Formalismus nicht mehr ausreichend. Denn in diesem wird die vom Magnetfeld hervorgerufene Anisotropie in der Probe, durch welche der MOKE entsteht, nicht berücksichtigt. Stattdessen wird der 4x4 Matrix Formalismus [9, 10, 11] verwendet, bei dem die Beschreibung des Lichts durch vier Partialwellen erfolgt. Bei der Reflexion an der Probe koppeln diese vier Partialwellen und es ergibt sich die reflektierte Polarisation in Abhängigkeit von der Anisotropie [12]. Mit dem 4x4 Matrix Formalismus kann man berechnen, wie die Elemente der Reflexionsmatrix mit dem Dielektrizitätstensor

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

verknüpft sind [13, 14]. Der Dielektrizitätstensor kann quantenmechanisch berechnet werden [15]. Unter Benutzung der KUBO-Formel [16] kann dabei gezeigt werden, dass die Verhältnisse

$-r_{ps}/r_{ss}$ und r_{sp}/r_{pp} nur von den Nichtdiagonalelementen des Dielektrizitätstensors abhängen (siehe Kap. 2.2.1). Damit Nichtdiagonalelemente vorhanden sind, müssen die Energieniveaus aufgrund von Spin-Bahn-Kopplung und Austauschwechselwirkung aufgespalten sein [17]. Wenn das der Fall ist, sind sie proportional zum magnetischen Fluß B in der Probe. Für Materialien mit hoher Suszeptibilität ist näherungsweise $B \propto M$. Zusammengefasst gilt also

$$\Phi_K = \frac{r_{sp}}{r_{pp}} \left(\text{bzw. } -\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \right) \propto \epsilon_{ij} \propto B \propto M \quad , \quad (2.9)$$

mit der Bedingung $i \neq j$. Es kann also über Messungen der Veränderung der Polarisation die Magnetisierung in der Probe qualitativ bestimmt werden. Es ist jedoch nicht möglich direkt den absoluten Wert der Magnetisierung zu bestimmen. Daher ist beim Vergleich von Messungen darauf zu achten, ob derselbe Proportionalitätsfaktor zwischen dem MOKE und der Magnetisierung vorliegt, denn wenn dies nicht der Fall ist können die Messungen nicht verglichen werden. In Kapitel 2.3.3 wird auf diesen Umstand genauer eingegangen.

Aufgrund des gewählten Koordinatensystems ist jedes der Nichtdiagonalelemente des Dielektrizitätstensors nur zu einer Komponente der Magnetisierung proportional (Beweis siehe

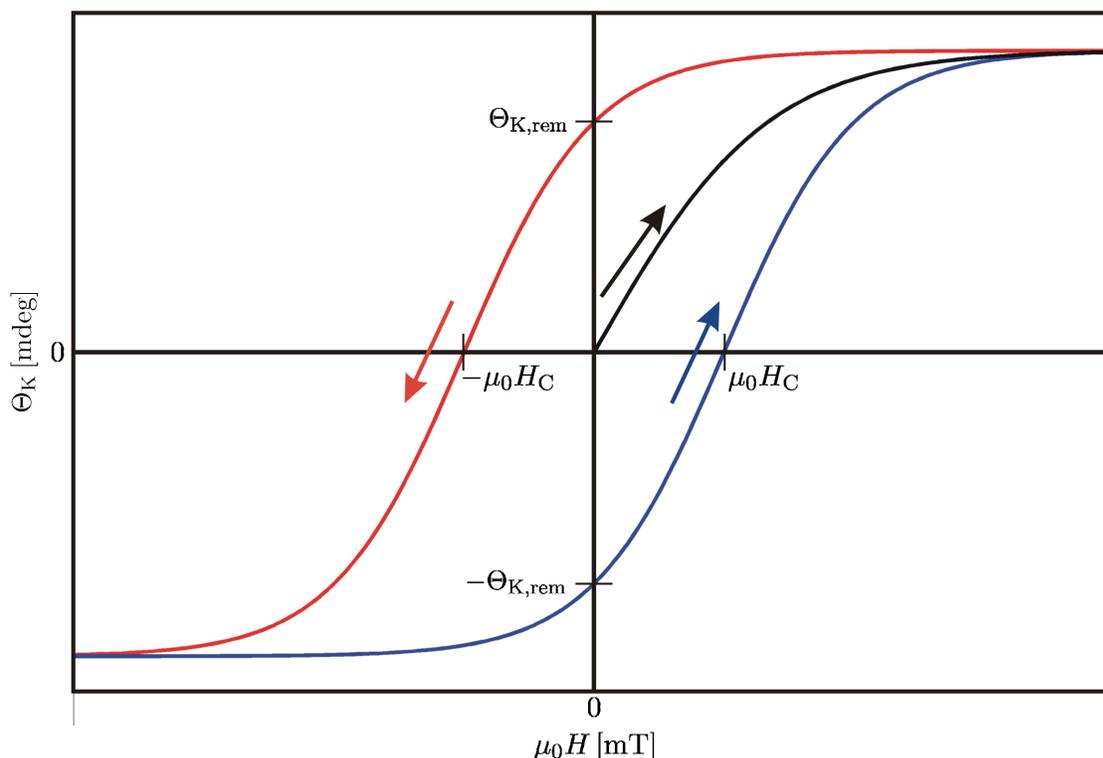


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung einer typischen Magnetisierungskurve für den KERR-Winkel mit den relevanten Kenngrößen. Wenn man eine bisher unmagnetisierte Probe vermisst, während ein äußeres Magnetfeld anliegt, dass mit der Zeit stärker wird, erhält man eine Neukurve (schwarz). Polt man den Magneten um, und nimmt währenddessen den KERR-Winkel auf, ergibt sich der rot eingezeichnete Verlauf. Ein erneutes Umpolen ergibt den blauen Verlauf. Für die Auswertung relevante Werte sind die Remanenz $\Theta_{K,rem}$, der KERR-Winkel in der Sättigung $\Theta_{K,sat}$ und das Koerzitivfeld $\mu_0H_C - \mu_0H_C$.

Kap. 2.2.1). Die Komponente der Magnetisierung M_1 entlang der x-Achse, die den LMOKE hervorruft, ist damit proportional zu den Elementen ϵ_{yz} und ϵ_{zy} . Analog gilt für den PMOKE, der durch die Komponente der Magnetisierung M_3 entlang der z-Achse entsteht, dass er proportional zu ϵ_{xy} und ϵ_{yx} ist.

2.1.4 Die Magnetisierungskurve

Mit dem in Kap. 3 beschriebenen Aufbau ist es möglich die Polarisationsänderung zu messen. In diesem Abschnitt wird nun darauf eingegangen, welche Form die Messergebnisse aufweisen und weshalb diese Form entsteht.

Die Magnetisierung der Proben soll auf ihr Verhalten in externen Magnetfeldern untersucht werden. Daher wird die Probe in einem regelbaren Magnetfeld platziert. In Abhängigkeit von der Ausrichtung des Magnetfelds erhält man unterschiedliche Ergebnisse. Hier wird nur auf ein äußeres Magnetfeld entlang der x-Achse eingegangen. Ein äußeres Magnetfeld in y-Richtung wird in Kap. 2.3.1 theoretisch diskutiert und in Kap. 6 wird auf die in diesem Fall auftretenden Formen der Magnetisierungskurve eingegangen.

Der Kurvenverlauf wird jetzt am Beispiel einer Messung des KERR-Winkels diskutiert. In Abb. 2.5 ist schematisch dargestellt, welchen Verlauf eine solche Magnetisierungskurve im einfachsten Fall hat. Für ferromagnetische Proben handelt es sich dabei um Hysteresekurven.

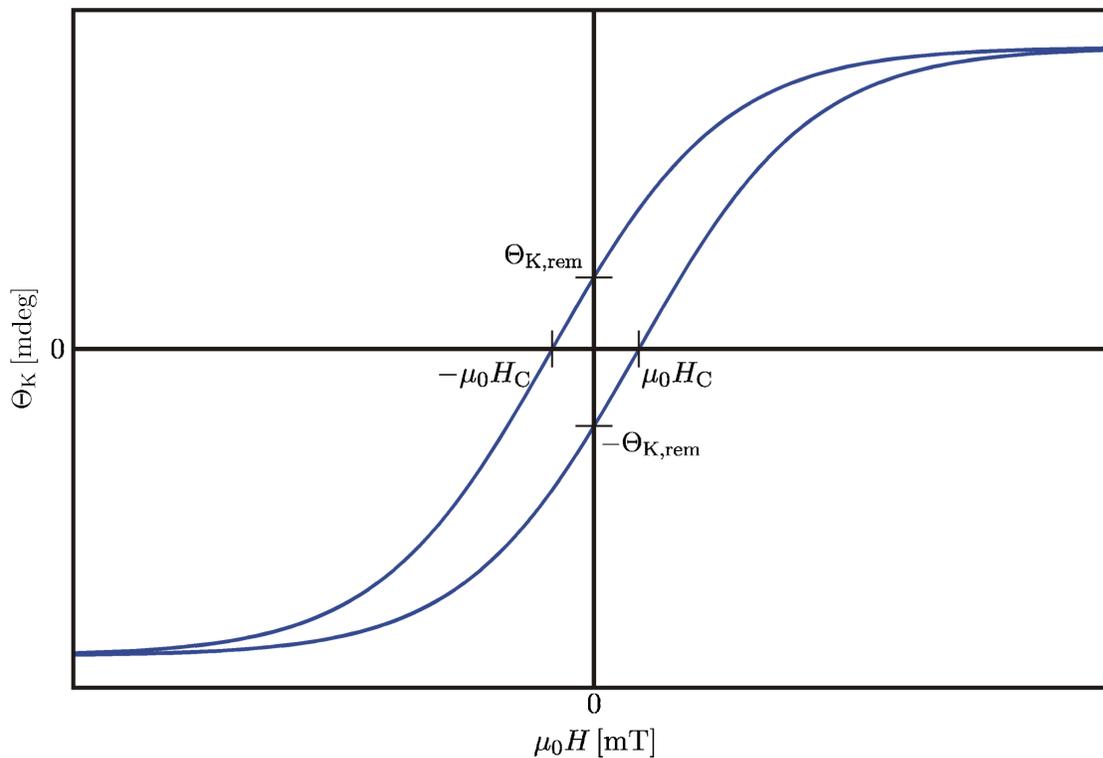


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung einer Magnetisierungskurve für eine magnetisch schwere Richtung. In schweren Richtungen ist sowohl das Koerzitivfeld als auch die Remanenz klein.

Aufgrund der Proportionalität des KERR-Winkels Θ_K zu der Magnetisierung M der Probe muss diese dasselbe Verhalten aufweisen. Wobei für diese grundlegende Betrachtung angenommen wird, dass $M_3 = 0$ gilt und man somit nur die Komponente M_1 untersucht (für $M_3 \neq 0$ siehe Kap. 2.3.2).

Auf der Abszisse wird das äußere Magnetfeld $\mu_0 H$ in mT und auf der Ordinate der gemessene KERR-Winkel in mdeg aufgetragen. Es zeigt sich, dass der Verlauf der Magnetisierungskurven nicht reversibel ist. Dies lässt sich folgendermaßen erklären.

Bei einer unmagnetisierten Probe steigt die Magnetisierung von Null beginnend an, wenn man das äußere Magnetfeld vergrößert. Ab einem gewissen Magnetfeld steigt die Magnetisierung nicht weiter. Dieser Verlauf wird als Neukurve bezeichnet. Die Magnetisierung befindet sich nun in Sättigung, das heißt alle magnetischen Dipolmomente in der Probe sind parallel zum äußeren Feld ausgerichtet und es gilt $|\vec{M}| = M_1$. In dieser Konstellation wird der KERR-Winkel für die Sättigung $\Theta_{K,\text{sat}}$ gemessen. Reduziert man nun die Stärke des äußeren Magnetfelds, so verringert sich die Magnetisierung langsam wieder.

Diese Verringerung kann zwei verschiedenen Ursachen haben. Die erste mögliche Ursache ist, dass sich die Ausrichtung aller Dipolmomente in der Probe auf die gleiche Weise, weshalb die gemessene Komponente M_1 kleiner wird während $|\vec{M}|$ konstant bleibt. Die zweite Möglichkeit ist, dass die Magnetisierung in Domänen zerfällt, in denen die Dipolmomente unterschiedliche Ausrichtungen haben, wodurch sie sich teilweise kompensieren und $|\vec{M}|$ kleiner wird.

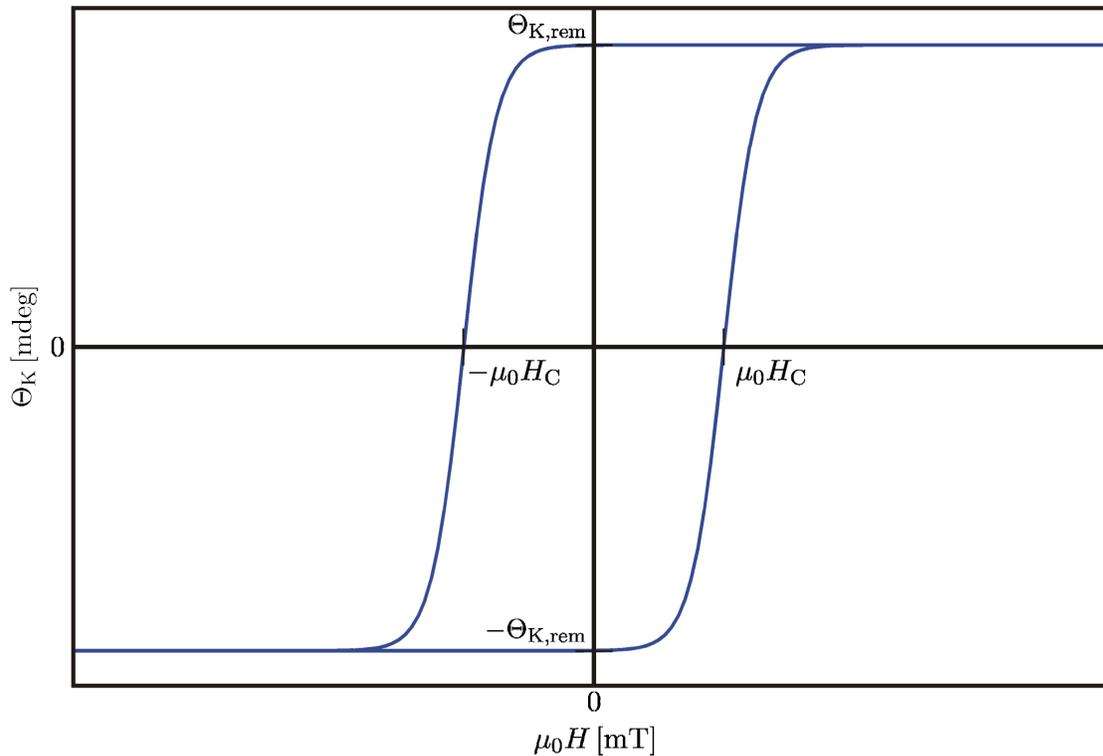


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung einer Magnetisierungskurve für eine magnetisch leichte Richtung. In leichten Richtungen ist das Koerzitivfeld groß und es liegt eine große Remanenz vor.

Wenn das äußere Magnetfeld verschwunden ist, liegt immer noch eine Magnetisierung in der Probe vor, die Remanenz $\Theta_{K,rem}$. Wird nun ein äußeres Magnetfeld in die entgegengesetzte Richtung angelegt, so sinkt die Magnetisierung weiter und wird schließlich Null. Das äußere Magnetfeld, bei dem dies geschieht, wird als Koerzitivfeld H_C bezeichnet. Nach Überschreiten des Koerzitivfeldes bildet sich wieder eine Magnetisierung aus, diesmal jedoch in die Gegenrichtung. Sie steigt mit größer werdendem Magnetfeld an bis die Sättigung in diese Richtung erreicht wird. Wechselt man erneut die Magnetfeldrichtung zeigt sich dasselbe Verhalten.

Wenn das untersuchte Material nicht isotrop ist, unterscheiden sich die Magnetisierungskurven für unterschiedliche Materialrichtungen in ihrer Form. Vergleicht man Remanenz und Koerzitivfeld für unterschiedliche Materialrichtungen, so kann man diese in leichte und schwere magnetische Richtungen unterteilen. Von einer leichten Richtung spricht man, wenn eine große Remanenz vorliegt und ein starkes Koerzitivfeld notwendig ist, um die Magnetisierung aufzuheben (siehe Abb. 2.7 a)). In einer schweren Richtung liegt hingegen eine kleine Remanenz vor und es wird nur ein schwaches Koerzitivfeld zum Aufheben der Magnetisierung benötigt (siehe Abb. 2.6).

2.2 Quadratischer magnetooptischer KERR-Effekt

In diesem Teil der Arbeit wird auf Anteile des MOKE eingegangen, die quadratisch von der Magnetisierung abhängen. In Abschnitt 2.2.1 wird der Dielektrizitätstensor bis zur 2. Ordnung hergeleitet und gezeigt wie er mit dem KERR-Winkel verknüpft ist. Anschließend werden in Abschnitt 2.2.2 Verfahren vorgestellt, mit denen es möglich ist lineare und quadratische Anteile zu separieren.

2.2.1 Herleitung des quadratischen MOKE

Mit der in Kapitel 2.1.1 vorgestellten Theorie lassen sich die meisten auftretenden Magnetisierungskurven interpretieren, jedoch nicht alle. In Abbildung 2.8 ist eine Magnetisierungskurve dargestellt, zu deren Interpretation eine erweiterte Theorie benötigt wird. Denn wie zu erkennen ist, nimmt der gemessene KERR-Winkel während des Umpolens Werte an, die größer sind als die in der Sättigung gemessenen. Da beim LMOKE $\Theta_K \propto M_x$ gilt, muss für diesen, wenn die Magnetisierung gesättigt ist, $|\Theta_K|$ maximal sein. Somit kann der LMOKE eine Magnetisierungskurve wie die in Abbildung 2.8 gezeigte nicht erklären. Weil durch den PMOKE ebenfalls ein KERR-Winkel auftritt, kann über diesen eine abweichende Form der Magnetisierungskurve erklärt werden (siehe Kap. 2.3.2). Aber es zeigt sich, dass der PMOKE als alleinige Erklärung nicht für alle gemessenen Magnetisierungskurven ausreichend ist. Für eine umfassende Erklärung ist es nötig auch den quadratischen MOKE (QMOKE) zu berücksichtigen.

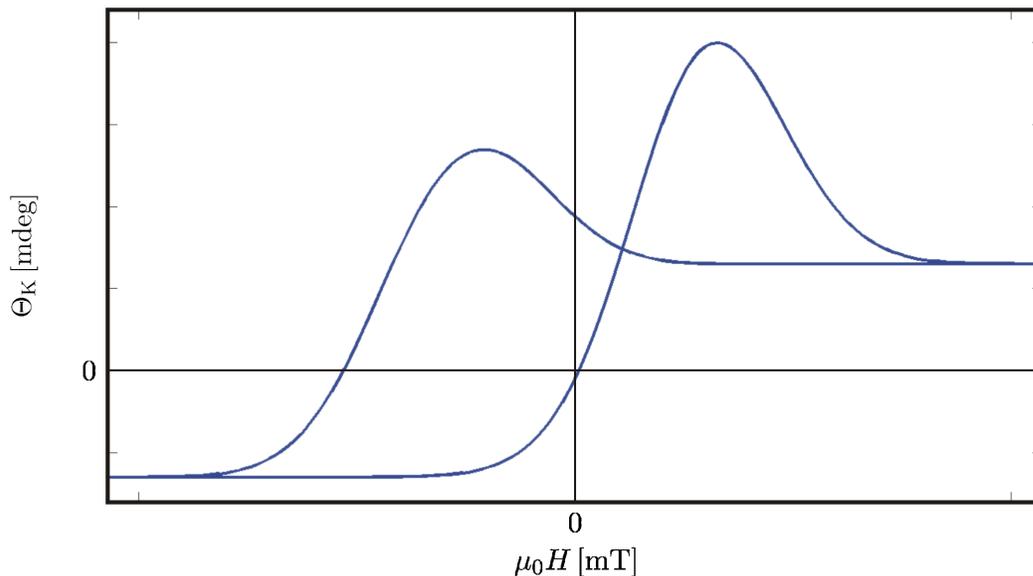


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung einer Magnetisierungskurve die mit LMOKE und PMOKE nicht zu erklären ist, da sie einen Beitrag durch den quadratischen MOKE enthält.

Der QMOKE berücksichtigt die Anteile des MOKE die nicht linear von den Komponenten der Magnetisierung abhängen. Für die Herleitung des QMOKE müssen auch die Elemente höherer Ordnung des Dielektrizitätstensor berücksichtigt werden [18]. Diese können durch die

Reihenentwicklung

$$\epsilon_{ij}(\vec{M}) = \epsilon_{ij}^{(0)} + \left[\frac{\partial \epsilon_{ij}}{\partial M_k} \right]_{\vec{M}=0} M_k + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 \epsilon_{ij}}{\partial M_k \partial M_l} \right]_{\vec{M}=0} M_k M_l + \dots \quad (2.10)$$

dargestellt werden. Woraus folgt, dass

$$\epsilon_{ij}(\vec{M}) = \epsilon_{ij}^{(0)} + K_{ijk} M_k + G_{ijks} M_k M_s + \dots \quad (2.11)$$

gilt [19], wobei entsprechend der Summenkonvention über doppelte Indizes summiert wird. Die $\epsilon_{ij}^{(0)}$ sind dabei die Elemente des Dielektrizitätstensors 0. Ordnung, die von der Magnetisierung unabhängig sind. Die K_{ijk} sind die Faktoren, die das Verhältnis der Elemente des Tensors 1. Ordnung zu den Komponenten der Magnetisierung angeben. Die G_{ijks} sind die Faktoren, die das Verhältnis der Elemente des Tensors 2. Ordnung zu den Komponenten der Magnetisierung angeben. Höhere Ordnungen werden nicht betrachtet, da ihr Einfluss klein genug ist, um ihn zu vernachlässigen.

Welche Form die Elemente des Dielektrizitätstensors annehmen, hängt entscheidend von der Ausrichtung der Probe und ihrer Struktur ab. Die in dieser Arbeit verwendeten Proben haben alle eine kubische Struktur. Für die Herleitung des Dielektrizitätstensors wird das Koordinatensystem so gewählt, dass die Kristallrichtungen parallel zu den Koordinatenachsen liegen. Dabei wird die x-Achse mit der [100]-Richtung des Materials und die z-Achse mit der [001]-Richtung des Materials identifiziert.

Nach der ONSAGER Relation [20]

$$\epsilon_{ij}(M) = \epsilon_{ji}(-M) \quad (2.12)$$

gelten für die Elemente einige Regeln. Diese werden zunächst alle aufgeführt, bevor anschließend auf die Auswirkungen für die einzelnen Ordnungen des Dielektrizitätstensors eingegangen wird. Die Elemente 0. Ordnung müssen der Bedingung

$$\epsilon_{ij}^{(0)} = \epsilon_{ji}^{(0)} \quad (2.13)$$

genügen. Für die Elemente 1. Ordnung muss

$$\epsilon_{ij}^{(1)} = K_{ijk} M_k = -K_{jik} M_k = -\epsilon_{ji}^{(1)} \quad , \quad (2.14)$$

erfüllt sein, was den Bedingungen

$$K_{iik} = 0 \quad (2.15)$$

und

$$K_{ijk} = -K_{jik} \quad (2.16)$$

entspricht. Zwischen den Elementen der 2. Ordnung müssen die Beziehungen

$$\epsilon_{ij}^{(2)} = G_{ijkl} M_k M_l = G_{ijkl} (-M_k) (-M_l) = \epsilon_{ji}^{(2)} \quad (2.17)$$

und

$$G_{ijkl} = G_{jikl} = G_{ijlk} = G_{jilk} \quad (2.18)$$

gelten.

Mit diesen Bedingungen können die Dielektrizitätstensoren der einzelnen Ordnungen bestimmt werden. Zur weiteren Vereinfachung wird die Struktur der Proben ausgenutzt, wegen der die Tensoren die Symmetriebedingungen für kubische Kristallstrukturen erfüllen müssen. Der Dielektrizitätstensor 0. Ordnung hat allgemein die Form

$$\hat{\epsilon}^{(0)} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11}^{(0)} & \epsilon_{12}^{(0)} & \epsilon_{13}^{(0)} \\ \epsilon_{21}^{(0)} & \epsilon_{22}^{(0)} & \epsilon_{23}^{(0)} \\ \epsilon_{31}^{(0)} & \epsilon_{32}^{(0)} & \epsilon_{33}^{(0)} \end{pmatrix} . \quad (2.19)$$

Die Elemente sind dabei alle von der Magnetisierung unabhängig. Durch Anwenden von Gl. 2.13 und der Symmetriebedingungen vereinfacht er sich zu

$$\hat{\epsilon}^{(0)} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11}^{(0)} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11}^{(0)} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{11}^{(0)} \end{pmatrix} . \quad (2.20)$$

Der Tensor enthält also nur noch Diagonalelemente. Da aber der MOKE nur von den Nicht-diagonalelementen des Tensors abhängt, trägt die 0. Ordnung somit nicht zum MOKE bei.

Die Elemente des Dielektrizitätstensors 1. Ordnung können über die Gleichung

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{23}^{(1)} \\ \epsilon_{31}^{(1)} \\ \epsilon_{12}^{(1)} \\ \epsilon_{32}^{(1)} \\ \epsilon_{13}^{(1)} \\ \epsilon_{21}^{(1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{231} & K_{232} & K_{233} \\ K_{311} & K_{312} & K_{313} \\ K_{121} & K_{122} & K_{123} \\ -K_{231} & -K_{232} & -K_{233} \\ -K_{311} & -K_{312} & -K_{313} \\ -K_{121} & -K_{122} & -K_{123} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1 \\ M_2 \\ M_3 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

bestimmt werden [21]. Dabei sind die Elemente $\epsilon_{ii}^{(1)}$ nicht aufgeführt, da sie gemäß Gl. 2.15 null sein müssen. Bei den Elementen mit negativem Vorzeichen sind die Indizes entsprechend Gl. 2.16 umbenannt. Die M_i bezeichnen die Komponenten des Magnetisierungsvektors. Aufgrund der Symmetriebedingungen kann die Gleichung weiter vereinfacht werden. Es ergibt

sich

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{23}^{(1)} \\ \epsilon_{31}^{(1)} \\ \epsilon_{12}^{(1)} \\ \epsilon_{32}^{(1)} \\ \epsilon_{13}^{(1)} \\ \epsilon_{21}^{(1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{123} & 0 & 0 \\ 0 & K_{123} & 0 \\ 0 & 0 & K_{123} \\ -K_{123} & 0 & 0 \\ 0 & -K_{123} & 0 \\ 0 & 0 & -K_{123} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1 \\ M_2 \\ M_3 \end{pmatrix}. \quad (2.22)$$

Da nur noch ein Element vorkommt, wird zur Vereinfachung die Schreibweise $K_{123} = K$ verwendet. Fügt man aus diesen Elementen den Tensor zusammen, erhält man

$$\hat{\epsilon}^{(1)} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11}^{(1)} & \epsilon_{12}^{(1)} & \epsilon_{13}^{(1)} \\ \epsilon_{21}^{(1)} & \epsilon_{22}^{(1)} & \epsilon_{23}^{(1)} \\ \epsilon_{31}^{(1)} & \epsilon_{32}^{(1)} & \epsilon_{33}^{(1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & KM_3 & -KM_2 \\ -KM_3 & 0 & KM_1 \\ KM_2 & -KM_1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.23)$$

Wie man sieht, sind die Diagonalelemente Null und jedes der Nichtdiagonalelemente hängt nur von einer Komponente der Magnetisierung ab. Wählt man für die Komponenten des Magnetisierungsvektors M_i die Achsen des verwendeten Koordinatensystems mit $x = 1$, $y = 2$ und $z = 3$, können den Elementen des Tensors direkt die verschiedenen Arten des MOKE zugeordnet werden und es ergeben sich die in Kap. 2.1 vorgestellten Beziehungen für LMOKE und PMOKE.

Zusätzlich dazu wird nun der Tensor 2. Ordnung berücksichtigt, dessen Elemente sich gemäß

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{11}^{(2)} \\ \epsilon_{22}^{(2)} \\ \epsilon_{33}^{(2)} \\ \epsilon_{23}^{(2)} \\ \epsilon_{31}^{(2)} \\ \epsilon_{12}^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{1111} & G_{1122} & G_{1133} & G_{1123} & G_{1131} & G_{1112} \\ G_{2211} & G_{2222} & G_{2233} & G_{2223} & G_{2231} & G_{2212} \\ G_{3311} & G_{3322} & G_{3333} & G_{3323} & G_{3331} & G_{3312} \\ G_{2311} & G_{2322} & G_{2333} & G_{2323} & G_{2331} & G_{2312} \\ G_{3111} & G_{3122} & G_{3133} & G_{3123} & G_{3131} & G_{3112} \\ G_{1211} & G_{1222} & G_{1233} & G_{1223} & G_{1231} & G_{1212} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1^2 \\ M_2^2 \\ M_3^2 \\ M_2 M_3 \\ M_3 M_1 \\ M_1 M_2 \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

ergeben [19]. Diese Gleichung ist bereits durch die Beziehung $\epsilon_{ij}^{(2)} = \epsilon_{ji}^{(2)}$ (vgl. Gl. 2.17) ver-

einfacht. Durch Anwenden der Symmetriebedingungen erhält der Ausdruck die Form

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{11}^{(2)} \\ \epsilon_{22}^{(2)} \\ \epsilon_{33}^{(2)} \\ \epsilon_{23}^{(2)} \\ \epsilon_{31}^{(2)} \\ \epsilon_{12}^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{1111} & G_{1122} & G_{1122} & 0 & 0 & 0 \\ G_{1122} & G_{1111} & G_{1122} & 0 & 0 & 0 \\ G_{1122} & G_{1122} & G_{1111} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2G_{2323} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2G_{2323} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2G_{2323} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1^2 \\ M_2^2 \\ M_3^2 \\ M_2M_3 \\ M_3M_1 \\ M_1M_2 \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Es kommen nur noch drei unterschiedliche G vor. Zur Verkürzung der Schreibweise wird die „two suffix notation“ verwendet [22], nach der $G_{1111} = G_{11}$, $G_{1122} = G_{12}$ und $G_{2323} = G_{44}$ gilt. Wird der Tensor 2. Ordnung aus diesen Elementen zusammengesetzt, erhält man

$$\hat{\epsilon}^{(2)} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11}^{(2)} & \epsilon_{12}^{(2)} & \epsilon_{13}^{(2)} \\ \epsilon_{21}^{(2)} & \epsilon_{22}^{(2)} & \epsilon_{23}^{(2)} \\ \epsilon_{31}^{(2)} & \epsilon_{32}^{(2)} & \epsilon_{33}^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{11}M_1^2 + G_{12}M_2^2 + G_{12}M_3^2 & 2G_{44}M_1M_2 & 2G_{44}M_3M_1 \\ 2G_{44}M_1M_2 & G_{12}M_1^2 + G_{11}M_2^2 + G_{12}M_3^2 & 2G_{44}M_2M_3 \\ 2G_{44}M_3M_1 & 2G_{44}M_2M_3 & G_{12}M_1^2 + G_{12}M_2^2 + G_{11}M_3^2 \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Die Diagonalelemente des Tensors beschreiben die Abhängigkeit von den Quadraten der einzelnen Magnetisierungskomponenten M_i^2 , während die Nichtdiagonalelemente jeweils vom Produkt zweier der Magnetisierungskomponenten M_iM_j (mit $j \neq i$) abhängen.

Mit den Gleichungen 2.20, 2.23 und 2.26 liegen die Dielektrizitätstensoren 0., 1. und 2. Ordnung vor. Den zusammengefassten Dielektrizitätstensor erhält man durch Addition der einzelnen Tensoren. Dieser hat die Form

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11}^{(0)} + G_{11}M_1^2 + G_{12}M_2^2 + G_{12}M_3^2 & KM_3 + 2G_{44}M_1M_2 & -KM_2 + 2G_{44}M_3M_1 \\ -KM_3 + 2G_{44}M_1M_2 & \epsilon_{11}^{(0)} + G_{12}M_1^2 + G_{11}M_2^2 + G_{12}M_3^2 & KM_1 + 2G_{44}M_2M_3 \\ KM_2 + 2G_{44}M_3M_1 & -KM_1 + 2G_{44}M_2M_3 & \epsilon_{11}^{(0)} + G_{12}M_1^2 + G_{12}M_2^2 + G_{11}M_3^2 \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Nach dem 4x4 Matrix-Formalismus kann man aufgrund dieses Dielektrizitätstensors den KERR-Winkel berechnen [22, 14]. Dabei wird als Näherung angenommen, dass es sich um eine dünne Schicht handelt für die gilt $d \ll \lambda/4\pi N$ [23]. Dabei ist d die Dicke der Schicht, N der Brechungsindex des Materials und λ die Wellenlänge des einfallenden Lichts. Für senkrecht polarisiertes einfallendes Licht ergibt sich gemäß [24]

$$\Phi_K^s = -\frac{r_{ps}}{r_{ss}} = A_s \left(\epsilon_{21} - \frac{\epsilon_{13}\epsilon_{23}}{\epsilon_{11}^{(0)}} \right) + B_s \epsilon_{23} \quad (2.28)$$

und für parallel polarisiertes einfallendes Licht

$$\Phi_K^p = \frac{r_{sp}}{r_{pp}} = -A_p \left(\epsilon_{12} - \frac{\epsilon_{32}\epsilon_{31}}{\epsilon_{11}^{(0)}} \right) + B_p \epsilon_{32} \quad . \quad (2.29)$$

Die Parameter A und B geben dabei die Abhängigkeit vom Einfallswinkel an. Die weiteren Berechnungen erfolgen für den Fall, dass die Magnetisierung out-of-plane immer null ist, also $M_3 = 0$ gilt. Diese Näherung ist für die meisten dünnen Filme zutreffend, da aufgrund der Formanisotropie eine Ausrichtung der Dipolmomente innerhalb der Probenebene energetisch günstiger ist. Der Dielektrizitätstensor vereinfacht sich damit zu

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11}^{(0)} + G_{11}M_1^2 + G_{12}M_2^2 & 2G_{44}M_1M_2 & -KM_2 \\ 2G_{44}M_1M_2 & \epsilon_{11}^{(0)} + G_{12}M_1^2 + G_{11}M_2^2 & KM_1 \\ KM_2 & -KM_1 & \epsilon_{11}^{(0)} + G_{12}M_1^2 + G_{12}M_2^2 \end{pmatrix} \quad . \quad (2.30)$$

Diese Form des Dielektrizitätstensors gilt für den Fall, dass die Kristallrichtungen entlang der Koordinatenachsen liegen. Für andere Ausrichtungen der Probe verändert sich die Form. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten werden die Proben um die z-Achse gedreht. Diese Drehung wird durch den Winkel α zwischen der x-Achse des Koordinatensystems und der [100]-Richtung des Eisens charakterisiert. Setzt man nach Anwendung der Drehung die Elemente des Dielektrizitätstensors in die Gleichungen (2.28) und (2.29) ein, so erhält man für den KERR-Winkel den Ausdruck [24]

$$\begin{aligned} \Phi_K^{s/p} = & \pm B_{s/p} KM_1 \\ & \pm A_{s/p} \left[2G_{44} + \frac{\Delta G}{2} (1 - \cos 4\alpha) + \frac{K^2}{\epsilon_{11}^{(0)}} \right] M_1 M_2 \\ & \mp A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \sin 4\alpha (M_1^2 - M_2^2) \quad . \end{aligned} \quad (2.31)$$

Dabei ist $\Delta G = G_{11} - G_{12} - 2G_{44}$ die Anisotropiekonstante des Materials. Im Fall eines isotropen Materials gilt $2G_{44} = G_{11} - G_{12}$ [25], und somit wird $\Delta G = 0$.

Der KERR-Winkel setzt sich aus mehreren Termen zusammen. Der erste Term ist von M_1 abhängig und entspricht dem LMOKE. Der in diesem Fall nicht enthaltene Term, der von M_3 abhängt (siehe Kap. 2.3.2), erzeugt den PMOKE. Die übrigen Terme sind von der 2. Ordnung der Magnetisierung abhängig und werden im QMOKE zusammengefasst. Für $M_3 = 0$ sind dies zwei, der eine hängt von $M_1^2 - M_2^2$ ab und variiert mit $\sin 4\alpha$ entsprechend der Probendrehung. Der andere hängt von $M_1 M_2$ ab und variiert mit $\cos 4\alpha$ bei Drehung der Probe. Zusätzlich enthält dieser Term einen konstanten Anteil, der von der Probendrehung unabhängig ist.

2.2.2 Trennung von quadratischem und linearem Anteil

Durch die in Gleichung 2.31 aufgeführten QMOKE Terme verändert sich die Form der Magnetisierungskurven. Anders als bei der in Kap. 2.1.4 gezeigten Form ist es möglich, dass

während des Umpolens KERR-Winkel auftreten, die größer sind als der Wert in der Sättigung. Außerdem ist die Form der Magnetisierungskurven nicht mehr punktsymmetrisch um den Nullpunkt, wenn ein QMOKE Anteil vorhanden ist. Abbildung 2.8 zeigt eine schematische Darstellung einer Magnetisierungskurve.

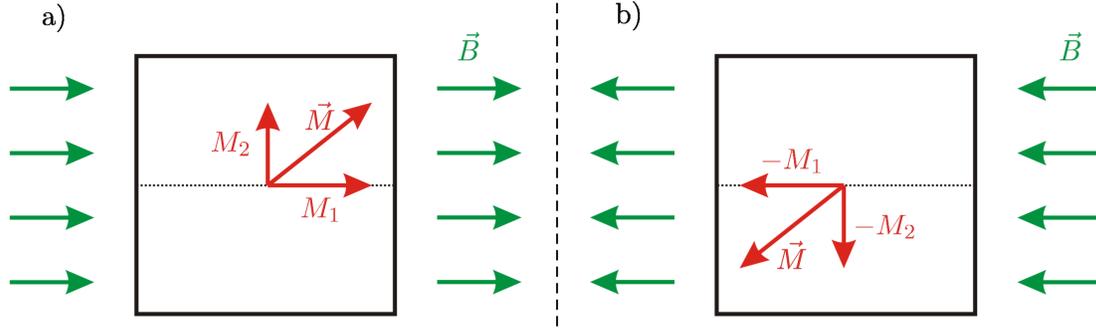


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung zur Erklärung der Symmetrie des QMOKE Anteils in der Magnetisierungskurve. Wenn man die beiden entgegengesetzten Magnetfeldausrichtungen vergleicht, gilt $M_{1,a} = -M_{1,b}$, $M_{1,a}M_{2,a} = M_{1,b}M_{2,b}$, $M_{1,a}^2 = M_{1,b}^2$ und $M_{2,a}^2 = M_{2,b}^2$.

Wie es zu der Asymmetrie kommt, kann man sich anhand von Abbildung 2.9 klarmachen. Dort ist die Magnetisierung der Probe für ein äußeres Magnetfeld mit entgegengesetztem Vorzeichen gezeigt, wobei die magnetische Vorgeschichte bis auf das Vorzeichen ebenfalls gleich gewesen sein soll. Weil die Probe eine kubische Struktur hat, kann man aus Symmetriegründen davon ausgehen, dass sich die Magnetisierung genau entgegengesetzt ausrichtet.

Man kann die Terme aus Gleichung (2.31) bezüglich ihrer Symmetrie untersuchen. Das Vorzeichen des von M_x abhängigen linearen Terms wechselt, wenn sich die Magnetisierung umkehrt. Daraus folgt, dass der Beitrag dieses Terms zur Magnetisierungskurve punktsymmetrisch sein muss. Da der LMOKE nur durch diesen Term entsteht, sind die klassischen Magnetisierungskurven (siehe Kap. 2.1.4) immer vollständig punktsymmetrisch.

Für die beiden quadratischen Terme, die von M_1M_2 bzw. $(M_1^2 - M_2^2)$ abhängen, findet hingegen kein Wechsel des Vorzeichens statt, wenn sich die Magnetisierung umkehrt. Daher erzeugen die quadratischen Terme einen an der Ordinate achsensymmetrischen Beitrag zur Magnetisierungskurve.

Diese Symmetriebedingungen kann man ausnutzen, um die QMOKE Anteile vom LMOKE Anteil der Magnetisierungskurven zu trennen. Es werden hier zwei Möglichkeiten dafür vorgestellt.

- **Trennung von punkt- und achsensymmetrischen Anteilen**

Bei der Trennung von punkt- und achsensymmetrischen Anteilen [24] wird die in Abbildung 2.9 dargestellte Symmetrie ausgenutzt. Man kann sich die Funktionsweise anhand von Gleichung (2.31) klarmachen. Es werden die beiden Laufrichtungen der Magnetisierungskurve miteinander verrechnet, und zwar jeweils die Werte für das entgegengesetzte Magnetfeld. Bildet man die Summe

$$2\Phi_{K,\text{quad}}^{s/p}(H) = \Phi_K^{s/p}(H) + \Phi_K^{s/p}(-H) \quad (2.32)$$

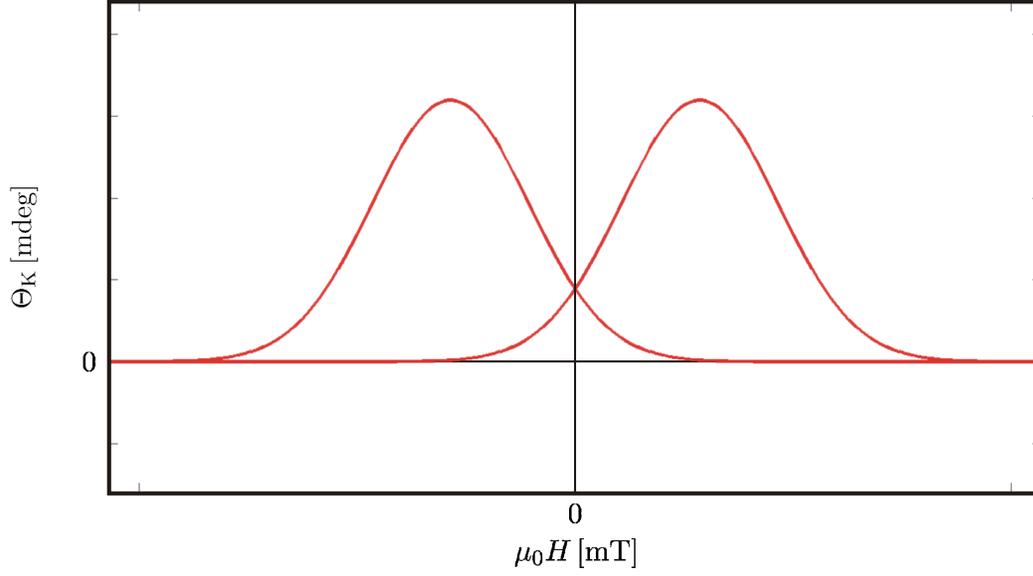


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung des QMOKE Anteils der Magnetisierungskurve aus Abbildung 2.8.

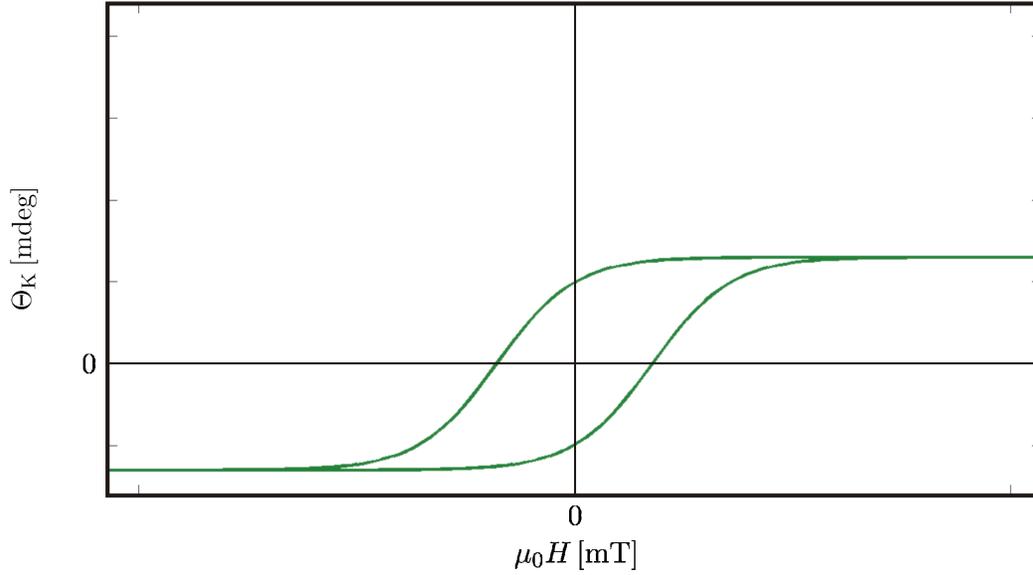


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung des LMOKE Anteils der Magnetisierungskurve aus Abbildung 2.8.

und setzt Gleichung (2.31) ein, ergibt sich

$$\begin{aligned}
 2\Phi_{K,\text{quad}}^{s/p}(H) = & \pm 2 \left[A_{s/p} \left[2G_{44} + \frac{\Delta G}{2} (1 - \cos 4\alpha) + \frac{K^2}{\epsilon_{11}^{(0)}} \right] M_1(H) M_2(H) \right] \\
 & \mp 2 \left[A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \sin 4\alpha (M_1^2(H) - M_2^2(H)) \right] . \quad (2.33)
 \end{aligned}$$

Der LMOKE Term wird null, während sich der QMOKE Term verdoppelt. Bildet man hingegen die Differenz

$$2\Phi_{K,\text{lin}}^{\text{s/p}}(H) = \Phi_K^{\text{s/p}}(H) - \Phi_K^{\text{s/p}}(-H) \quad (2.34)$$

und setzt Gleichung (2.31) ein, ergibt sich

$$2\Phi_{K,\text{lin}}^{\text{s/p}}(H) = \pm 2 [B_{\text{s/p}} K M_1(H)] \quad (2.35)$$

In diesem Fall verschwinden also die QMOKE Terme, während sich der LMOKE Term verdoppelt.

- **Verrechnung von Magnetisierungskurven mit 180° Probendrehung**

Die zweite Möglichkeit lineare und quadratische Terme zu trennen liegt in der Verrechnung von zwei aufgenommenen Magnetisierungskurven, zwischen denen die Probe um 180° gedreht wurde [26]. Es werden dabei die Punkte der Magnetisierungskurven verrechnet, bei denen die Magnetisierung dieselbe Ausrichtung innerhalb der Probe hat. Diese erhält man, wenn ein entgegengesetztes äußeres Feld vorliegt. Bildet man nun die Summe der beiden Kurven

$$2\Phi_{K,\text{quad}}^{\text{s/p}}(H) = \Phi_K^{\text{s/p}}(H, \alpha) + \Phi_K^{\text{s/p}}(-H, \alpha + 180) \quad , \quad (2.36)$$

und setzt Gleichung (2.31) ein, ergibt sich der QMOKE Anteil wie in Gleichung (2.33). Analog liefert die Differenz

$$2\Phi_{K,\text{lin}}^{\text{s/p}}(H) = \Phi_K^{\text{s/p}}(H, \alpha) - \Phi_K^{\text{s/p}}(-H, \alpha + 180) \quad , \quad (2.37)$$

wenn man Gleichung (2.31) einsetzt, den in Gleichung (2.35) dargestellten LMOKE Anteil.

Eine schematische Darstellung der zerlegten Anteile befindet sich in den Abbildungen 2.10 und 2.11. Die beiden Methoden liefern nach den Gleichungen (2.33) und (2.35) also exakt dasselbe Ergebnis. In der Praxis besteht aber ein Unterschied. Die mit der Trennung von punkt- und achsensymmetrischen Anteilen einer Kurve erzeugten Graphen für LMOKE und QMOKE Anteil sind immer perfekt punkt- bzw. achsensymmetrisch. Denn die Werte für beide Laufrichtungen werden aus denselben Punkten der Ursprungsdaten errechnet. Bei der Methode mit 180° Probendrehung ist diese Symmetrie nicht schon durch die Rechenvorschrift erzwungen, so dass bei dieser Methode auch Abweichungen auftreten können.

Außerdem wirkt sich die gewählte Methode auf winkelabhängige Messungen aus. Bei der 180° Methode sind die Verrechnungsergebnisse für um 180° zueinander verdrehte Richtungen gleich, da sie aus denselben Ursprungsdaten generiert werden. Deshalb sind bei dieser Methode nur Winkelbetrachtungen über einen Bereich von 180° Probendrehung sinnvoll.

Es gibt weitere Methoden die LMOKE und QMOKE Anteile zu trennen, bei denen Veränderungen des Einfallswinkels [22] oder der Magnetfeldrichtung [27] benutzt werden. Auf diese Verfahren wird hier nicht eingegangen, da sie in dieser Arbeit nicht verwendet werden.

2.3 Vektor-MOKE

In diesem Teil der Arbeit wird die bisher für die M_1 -Komponente der Magnetisierung entwickelte Theorie auf die anderen Komponenten erweitert. Dafür wird in Abschnitt 2.3.1 gezeigt, wie durch eine Modifikation am Aufbau die M_2 -Komponente der Magnetisierung bestimmt werden kann. In Abschnitt 2.3.2 wird erläutert, wie es möglich ist die M_3 -Komponente unter Verwendung von Messungen für s- und p-polarisiertes einfallendes Licht zu errechnen. Zum Abschluss der MOKE Theorie werden in Abschnitt 2.3.3 die Ergebnisse der bisherigen Kapitel dazu genutzt ein vollständiges Bild vom Verhalten der Magnetisierung zu erstellen.

2.3.1 Ermittlung der M_2 -Komponente

Neben der M_1 -Komponente der Magnetisierung, die in x-Richtung liegt, sind auch die Magnetisierungen in die anderen Raumrichtungen interessant. Durch eine zusätzliche Bestimmung der in y-Richtung liegenden M_2 -Komponente kann das Verhalten der Magnetisierung in der Probenebene charakterisiert werden [28]. Die M_2 -Komponente bewirkt im verwendeten Koordinatensystem den TMOKE. Da durch diesen die Polarisation des Lichts nicht verändert wird, kann er mit dem verwendeten Aufbau (siehe Kap. 3) nicht detektiert werden.

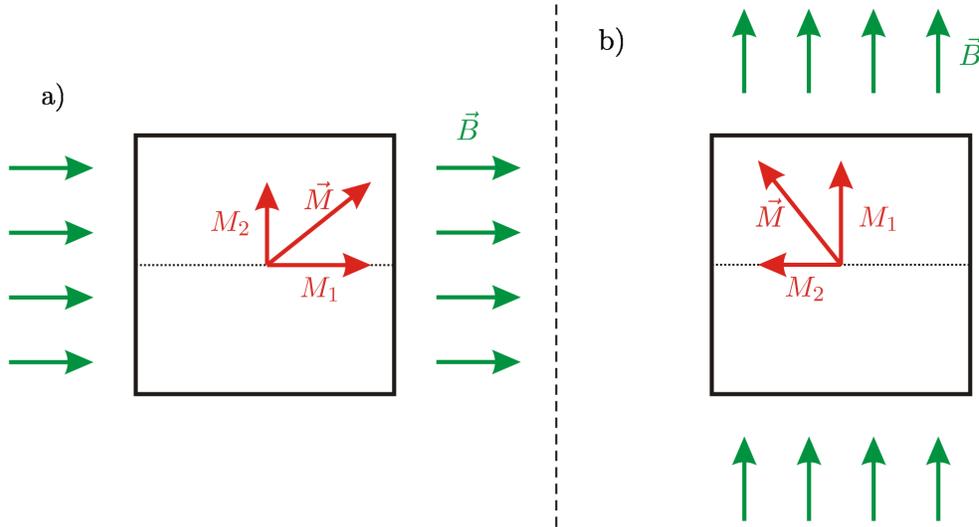


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung zur Ermittlung der M_2 -Komponente. Im Vergleich zu a) sind Probe und äußeres Magnetfeld in b) um 90° gedreht. Die Magnetisierung setzt sich in beiden Fällen aus denselben Komponenten zusammen. Die Zuordnung zu den Koordinatenachsen hat sich jedoch geändert. Die M_2 -Komponente liegt jetzt in negative x-Richtung, während die M_1 -Komponente jetzt in y-Richtung liegt.

Dieses Problem kann mit einer Modifikation des Aufbaus umgangen werden. Hierfür werden äußeres Magnetfeld und Probe um jeweils 90° gedreht [29]. Weil der relative Winkel zwischen Probe und äußerem Magnetfeld sich nicht verändert hat, zeigt die Magnetisierung während des Umpolens des äußeren Feldes immer noch dasselbe Verhalten. Durch die Drehung liegt die Komponente der Magnetisierung, die vorher parallel zur y-Achse, lag nun parallel zur x-Achse (siehe Abb. 2.12). Somit wird nun durch die Komponente, die senkrecht zum äußeren Magnet-

feld und in der Probenoberfläche liegt, der LMOKE hervorgerufen. Die Messung von M_2 ist damit nach Veränderung des Aufbaus analog zu M_1 messbar, einschließlich der Separation von LMOKE und QMOKE.

Da die Messung mit derselben Art des MOKE erfolgt, gilt auch die gleiche Proportionalität zum KERR-Winkel. Dies ermöglicht es das Verhalten der Magnetisierung in-plane exakt zu beschreiben (siehe Kap. 2.3.3).

2.3.2 Beitrag durch die M_3 -Komponente

Bei allen bisherigen Betrachtungen wird davon ausgegangen, dass keine Magnetisierung out-of-plane auftritt. Solange kein äußeres Magnetfeld mit einer Komponente in z-Richtung anliegt, ist diese Vermutung bei dünnen Schichten aufgrund der Formanisotropie naheliegend. Trotzdem ist es sinnvoll zu überprüfen, ob diese Annahme tatsächlich korrekt ist, denn da der PMOKE und der LMOKE die Polarisation des Lichts auf die gleiche Weise ändern, liefert der PMOKE, wenn er vorhanden ist, bei jeder Messung des LMOKE einen Beitrag. In dieser Arbeit wird die Summe aus LMOKE und PMOKE als LinMOKE bezeichnet. Bei der Untersuchung der M_3 -Komponente müssen verschiedene Fälle unterschieden werden, auf die nacheinander eingegangen wird.

2.3.2.1 M_3 -Komponente bei kleinen Einfallswinkeln des Lichts

Am einfachsten kann die M_3 -Komponente bestimmt werden, wenn das Licht mit einem kleinen Einfallswinkel auf die Probe fällt. Da für diesen Fall ein Verfahren existiert, mit dem potentiell vorhandene M_3 -Komponenten ermittelt werden können. Gemäß [30] können durch Verrechnen von Magnetisierungskurven für senkrecht und parallel polarisiertes einfallendes Licht die M_1 - und M_3 -Komponente separiert werden. Die Verrechnungsvorschriften dafür lauten

$$\Phi_K^s - \Phi_K^p \propto M_1 \quad (2.38)$$

und

$$-(\Phi_K^s + \Phi_K^p) \propto M_3 \quad . \quad (2.39)$$

Allerdings werden dabei in [30] zwei Einschränkungen vorgenommen. Zum einen werden Terme höherer Ordnung vernachlässigt, zum anderen muss der Einfallswinkel in einem bestimmten Bereich liegen. Betrachtungen zu höheren Termen befinden sich in Kapitel 2.3.2.3, während hier zunächst genauer auf den Einfallswinkel eingegangen wird.

Damit die Verrechnung möglich ist, muss die Reflektivität der Probe für s- und p-polarisiertes einfallendes Licht vergleichbar sein. Diese Bedingung ist für Einfallswinkel $\alpha < 25^\circ$ erfüllt. In Abbildung 2.13 ist eine theoretische Berechnung der Reflexionskoeffizienten für eine der in dieser Arbeit verwendeten Proben zu sehen [31]. Die Unterschiede in der Reflektivität entstehen durch die Reflexionskoeffizienten r_{ss} und r_{pp} . Wie in der Abbildung zu erkennen ist, vergrößert sich die Differenz dieser beiden Reflexionskoeffizienten mit dem Einfallswinkel,

bevor sie ab $\approx 75^\circ$ wieder geringer wird. Aufgrund des Verlaufs von r_{sp} und r_{ps} wird das LMOKE Signal mit steigendem Einfallswinkel größer, bevor es ab $\approx 65^\circ$ wieder kleiner wird, deshalb kann der Winkel auch nicht zu klein oder zu groß gewählt werden. Welcher Winkel das optimale Verhältnis zwischen Signalstärke und Genauigkeit bietet, hängt dabei von den genauen Eigenschaften der Probe ab. Bei größeren Winkeln muss für die Berechnungen der

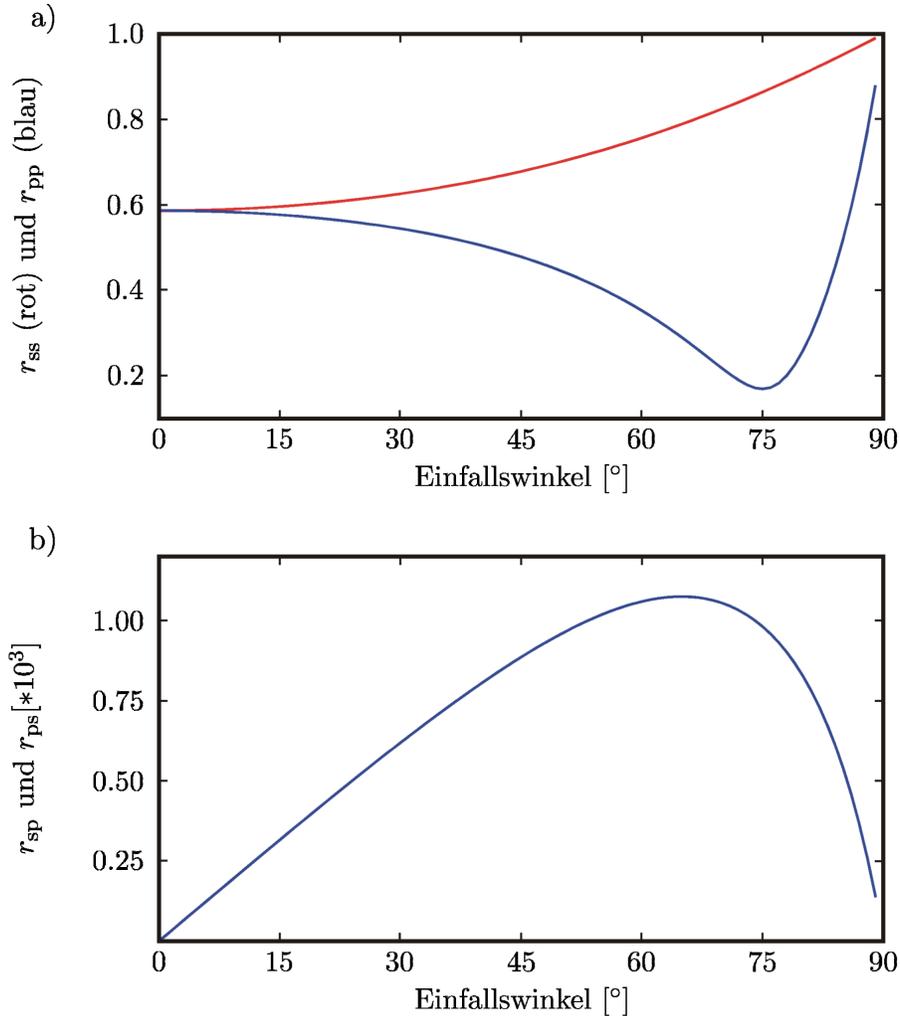


Abbildung 2.13: Berechnung der Reflexionskoeffizienten in Abhängigkeit vom Einfallswinkel des Lichts für eine der verwendeten Proben. In a) sind die Beträge der Reflexionskoeffizienten r_{ss} (rot) und r_{pp} (blau) aufgetragen. Man sieht, dass die beiden Reflexionskoeffizienten für senkrechten Lichteinfall gleich sind. Mit zunehmendem Einfallswinkel wird die Differenz der beiden Werte zunächst größer, bevor sie sich ab $\approx 75^\circ$ wieder verringert. In b) sind die Beträge der Reflexionskoeffizienten r_{sp} und r_{ps} aufgetragen. Im gezeigten Fall sind die Beträge dieser beiden Reflexionskoeffizienten gleich. Die Darstellungen in a) und b) sind für eine Magnetisierung der Probe in x-Richtung berechnet. Eine Veränderung der Magnetisierung lässt r_{ss} und r_{pp} fast vollkommen unbeeinflusst. r_{sp} und r_{ps} hingegen verändern ihren Verlauf mit der Magnetisierung und sobald eine M_3 -Komponente auftritt, unterscheiden sie sich auch voneinander.

M_1 - und M_3 -Komponente eine deutliche Ungenauigkeit in Betracht gezogen werden. Das gilt auch für die in dieser Arbeit vorgenommenen Messungen.

Diese Angaben werden nun durch Formeln verdeutlicht. Für den Fall, dass eine M_3 -Komponente vorhanden ist, aber gleichzeitig kein quadratischer Anteil vorliegt, vereinfachen sich die Gleichungen (2.28) und (2.29) zu

$$\Phi_K^{s/p} = \pm B_{s/p} K M_1 - A_{s/p} K M_3 \quad . \quad (2.40)$$

Die Formeln (2.38) und (2.39) gelten somit offensichtlich, wenn $B_s = B_p$ und $A_s = A_p$ gegeben ist. Man erhält die Beziehungen

$$\Phi_K^s - \Phi_K^p = [B_s K M_1 - A_s K M_3 + B_p K M_1 + A_p K M_3] = 2B_s K M_1 \quad (2.41)$$

und

$$-(\Phi_K^s + \Phi_K^p) = -[B_s K M_1 - A_s K M_3 - B_p K M_1 - A_p K M_3] = 2A_s K M_3 \quad . \quad (2.42)$$

Gleichung (2.41) liefert den LMOKE und Gleichung (2.42) liefert den PMOKE.

2.3.2.2 M_3 -Komponente bei größeren Einfallswinkeln des Lichts

Wenn der Einfallswinkel des Lichts über $\approx 25^\circ$ liegt, sind die Gleichungen (2.38) und (2.39) nur noch eingeschränkt gültig. Die Begründung dafür liegt in der Winkelabhängigkeit von $A_{s/p}$ und $B_{s/p}$. Diese Größen sind hauptsächlich von den Brechungsindizes des Materials und vom Einfallswinkel des Lichts abhängig [14]. Je kleiner der Einfallswinkel ist, desto weniger unterscheiden sich A_s und A_p bzw. B_s und B_p . Daher gelten die Gleichungen (2.41) und (2.42) nur für kleine Einfallswinkel. Das Verhältnis der Parameter B_s und B_p lässt sich jedoch auch direkt aus den Magnetisierungskurven ablesen. Wenn sich die Magnetisierung in der Probe in Sättigung parallel zum äußeren Magnetfeld in x-Richtung befindet, gilt

$$\Phi_{K,\text{sat}}^s = B_s K M_{1,\text{sat}} \quad (2.43)$$

und

$$\Phi_{K,\text{sat}}^p = -B_p K M_{1,\text{sat}} \quad . \quad (2.44)$$

Daraus folgt für das Verhältnis der beiden Parameter

$$-k = \frac{\Phi_{K,\text{sat}}^s}{\Phi_{K,\text{sat}}^p} = -\frac{B_s K M_{1,\text{sat}}}{B_p K M_{1,\text{sat}}} = -\frac{B_s}{B_p} \quad . \quad (2.45)$$

Diesen Parameter kann man nun wiederum bei der Verrechnung nach Gleichung (2.39) verwenden. So kann auch für größere Einfallswinkel die M_3 -Komponente ermittelt werden. Es ergibt sich unter Anwendung der Gleichung (2.45)

$$-(\Phi_K^s + k\Phi_K^p) = -B_s K M_1 + A_s K M_3 + kB_p K M_1 + kA_p K M_3 = (A_s + kA_p) K M_3 \quad . \quad (2.46)$$

Durch diese Verrechnung erhält man eine Magnetisierungskurve, die proportional zur M_3 -Komponente der Magnetisierung und somit auch zum PMOKE ist. Für die Differenz der beiden Magnetisierungskurven ergibt sich

$$\begin{aligned}\Phi_K^s - k\Phi_K^p &= B_s K M_1 - A_s K M_3 + k B_p K M_1 + k A_p K M_3 \\ &= 2B_s K M_1 + (kA_p - A_s) K M_3 \quad .\end{aligned}\tag{2.47}$$

Bei der Ermittlung der M_1 -Komponente wird somit die M_3 -Komponente nicht vollständig separiert. Der in der resultierenden Magnetisierungskurve enthaltene M_3 -Anteil ist jedoch geringer als der in den Ursprungskurven enthaltene, denn von den M_1 -Anteilen wird die Summe gebildet, während von den M_3 -Anteilen nur die Differenz enthalten ist. Die Differenz zwischen kA_p und A_s ist umso größer je höher der Anteil der M_3 -Komponente an $|\vec{M}|$ ist. Trotzdem ist die auf diese Weise bestimmte Magnetisierungskurve in jedem Fall näher am wirklichen Verhalten der M_1 -Komponente als die Ursprungskurven.

Bisher wurde hier nur die Separation von M_1 - und M_3 -Komponenten der Magnetisierung betrachtet. Aber da die M_2 -Komponente der Magnetisierung, nach Modifikation des Aufbaus, ebenfalls durch Messung des LMOKE ermittelt werden kann, gelten für diesen Fall prinzipiell die gleichen Regeln. Bei den Betrachtung für größere Einfallswinkel kann der Skalierungsfaktor jedoch nicht auf die gleiche Weise ermittelt werden, denn wenn sich die Magnetisierung in Sättigung parallel zum äußeren Magnetfeld befindet gilt weiterhin $|\vec{M}_{\text{sat}}| = M_1$ aber nicht $|\vec{M}_{\text{sat}}| = M_2$, was für eine Skalierung der M_2 -Komponente nötig wäre. Da die Skalierungsfaktoren jedoch bei den Messungen für die M_2 -Komponente mit denen von der Messung der M_1 -Komponente identisch sein müssen, ist es möglich die Skalierungsfaktoren für die M_2 -Komponenten aus den Messungen der zugehörigen M_1 -Komponenten zu übernehmen.

2.3.2.3 M_3 -Komponente in Kombination mit QMOKE

Nun wird darauf eingegangen, was zu beachten ist, wenn gleichzeitig eine M_3 -Komponente und QMOKE Anteile vorhanden sind. Aus den Gleichungen (2.28) und (2.29) kann der KERR-Winkel auch für den Fall ermittelt werden, dass ein QMOKE-Anteil existiert. Hierfür muss der Dielektrizitätstensor aus Gleichung (2.27) verwendet werden. Durch Ausmultiplizieren erhält man

$$\begin{aligned}\Phi_K^{s/p} &= \pm B_{s/p} K_1 M_1 + B_{s/p} C_1 M_2 M_3 \\ &\pm A_{s/p} C_2 M_1 M_2 \pm A_{s/p} C_3 M_2^2 M_3 \mp A_{s/p} C_4 M_1^2 M_3 + A_{s/p} C_5 M_1 M_2 M_3^2 \\ &- A_{s/p} K_2 M_3 + A_{s/p} C_6 M_1^2 + A_{s/p} C_7 M_2^2 + A_{s/p} C_8 M_3^2 \quad ,\end{aligned}\tag{2.48}$$

dabei sind zur Vereinfachung in den K_x die Winkelabhängigkeiten der Probendrehung und K zusammengefasst, während in den C_x die Winkelabhängigkeiten der Probendrehung, K , G_{11} , G_{12} , G_{44} und $\epsilon_{11}^{(0)}$ enthalten sind. Gleichung (2.48) enthält Terme, die von 1., 2., 3. und 4. Ordnung in der Magnetisierung sind. Die Terme 3. und 4. Ordnung können vernachlässigt

werden, da ihr Einfluss zu klein ist. Damit vereinfacht sich die Gleichung zu

$$\begin{aligned}\Phi_{\text{K}}^{\text{s/p}} = & \pm B_{\text{s/p}}K_1M_1 + B_{\text{s/p}}C_1M_2M_3 \\ & \pm A_{\text{s/p}}C_2M_1M_2 \\ & - A_{\text{s/p}}K_2M_3 + A_{\text{s/p}}C_6M_1^2 + A_{\text{s/p}}C_7M_2^2 + A_{\text{s/p}}C_8M_3^2 \quad .\end{aligned}\quad (2.49)$$

Zusätzlich ist es möglich die Terme 1. und 2. Ordnung voneinander zu trennen, indem man die Magnetisierungskurven in punkt- und achsensymmetrische Anteile aufteilt. Man erhält dann für die 1. Ordnung

$$\Phi_{\text{K},1.\text{Ord}}^{\text{s/p}} = \pm B_{\text{s/p}}K_1M_1 - A_{\text{s/p}}K_2M_3 \quad (2.50)$$

und für die 2. Ordnung

$$\begin{aligned}\Phi_{\text{K},2.\text{Ord}}^{\text{s/p}} = & + B_{\text{s/p}}C_1M_2M_3 \pm A_{\text{s/p}}C_2M_1M_2 \\ & + A_{\text{s/p}}C_6M_1^2 + A_{\text{s/p}}C_7M_2^2 + A_{\text{s/p}}C_8M_3^2 \quad .\end{aligned}\quad (2.51)$$

Die Magnetisierungskurve, welche zur Gleichung (2.50) gehört, beschreibt den LinMOKE. Die Form von $\Phi_{\text{K},1.\text{Ord}}^{\text{s/p}}$ ist mit Gleichung (2.40) identisch, deshalb kann die Trennung von M_1 - und M_3 -Komponente wie oben beschrieben durchgeführt werden.

Für die ermittelte M_3 -Komponente muss in jedem Fall beachtet werden, dass sie eine andere Proportionalität zum gemessenen KERR-Winkel aufweist, da sich $A_{\text{s/p}}$ und $B_{\text{s/p}}$ unterscheiden. Es ist also nicht möglich die M_3 -Komponente direkt mit den M_1 - und M_2 -Komponenten zu verrechnen. Um eine solche Verrechnung zu ermöglichen, muss eine Kalibrierung vorgenommen werden, indem die M_3 -Komponente durch ein äußeres Magnetfeld in z-Richtung in Sättigung gebracht wird. Der für diesen Fall gemessene KERR-Winkel wird dann zu dem KERR-Winkel, der bei Sättigung in x-Richtung gemessen wird, in Beziehung gesetzt. Da das Anlegen eines Magnetfelds in z-Richtung beim verwendeten Aufbau bisher nicht möglich ist, wird eine Kalibrierung der z-Komponente in Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

2.3.2.4 M_3 -Komponente mit konstanter Ausrichtung

Die bisherigen Betrachtungen zur M_3 -Komponente sind für den Fall gültig, dass sich die M_3 -Komponente während des Umschlagens für eine Umschaltrichtung in positive z-Richtung ausrichtet und für die andere in negative z-Richtung. Da dünne Schichten untersucht werden, die unterschiedliche Grenzflächen auf der Unterseite zum Substrat und an der Oberseite zur Schutzschicht haben, ist dieses Verhalten jedoch nicht zwingend gegeben.

Es kann daher Proben geben, bei denen die M_3 -Komponente während des Umpolens immer in positive z-Richtung oder immer in negative z-Richtung auftritt. In diesem Fall sind nicht mehr alle der bisher vorgestellten Verrechnungsmethoden gültig. Wenn man die punkt- und achsensymmetrischen Anteile von Gleichung (2.49) trennt, erhält man in diesem Fall für die punktsymmetrischen Anteile

$$\Phi_{\text{K}}^{\text{s/p}} = \pm B_{\text{s/p}}K_1M_1 + B_{\text{s/p}}C_1M_2M_3 \quad (2.52)$$

und für die achsensymmetrischen Anteile

$$\begin{aligned} \Phi_K^{s/p} = & \pm A_{s/p} C_2 M_1 M_2 \\ & - A_{s/p} K_2 M_3 + A_{s/p} C_6 M_1^2 + A_{s/p} C_7 M_2^2 + A_{s/p} C_8 M_3^2 \quad . \end{aligned} \quad (2.53)$$

Somit findet in diesem Fall keine Trennung des QMOKE vom LinMOKE statt. Der in Gleichung (2.53) enthaltene PMOKE Anteil kann deshalb nicht von den QMOKE Anteilen getrennt werden. Es ist jedoch möglich den in Gleichung (2.52) enthaltenen LMOKE Anteil zu separieren. Wenn man für die Magnetisierungskurven für s- und p-polarisiertes einfallendes Licht entsprechend den Gleichungen (2.43) bis (2.45) den Parameter k ermittelt, kann man durch Bilden der Summe

$$\begin{aligned} -(\Phi_K^s + k\Phi_K^p) &= -[B_s K_1 M_1 + B_s C_1 M_2 M_3 - k B_p K_1 M_1 + k B_p C_1 M_2 M_3] \\ &= 2B_s C_1 M_2 M_3 \end{aligned} \quad (2.54)$$

den von $M_2 M_3$ abhängigen Anteil berechnen. Durch bilden der Differenz

$$\begin{aligned} \Phi_K^s - k\Phi_K^p &= B_s K_1 M_1 + B_s C_1 M_2 M_3 + k B_p K_1 M_1 - k B_p C_1 M_2 M_3 \\ &= 2B_s K_1 M_1 \end{aligned} \quad (2.55)$$

erhält man der LMOKE Anteil.

Wenn die M_3 -Komponente sich immer in die gleiche Richtung ausrichtet, ist es also nicht mehr möglich sie zu separieren. Dafür kann die M_1 -Komponente bei beliebigen Einfallswinkeln vollständig von den QMOKE und PMOKE Anteilen getrennt werden.

Zuletzt soll jetzt auch noch die Möglichkeit angesprochen werden, dass eine Mischung der beiden Verhaltensweisen der M_3 -Komponente vorliegt. Ein solcher Fall kann zum Beispiel auftreten, wenn sich die M_3 -Komponente beim Umpolen in unterschiedliche Richtungen ausrichtet und zusätzlich Domänen mit einer Magnetisierung mit M_3 -Komponente existieren, die so stabil sind, dass sie ihre Ausrichtung bei den verwendeten Magnetfeldern gar nicht ändern.

In diesem Fall ist eine Behandlung entsprechend den Gleichungen (2.48) bis (2.51) möglich. Allerdings liefert Gleichung (2.39) beim Anwenden

$$-(\Phi_K^s + \Phi_K^p) = (A_s + kA_p) K M_{3,\text{Sym}} + B_{s/p} C_1 M_2 M_{3,\text{Asym}} \quad , \quad (2.56)$$

wobei $M_{3,\text{Sym}}$ den Teil der M_3 -Komponente beschreibt, der das Vorzeichen mit der Richtung des Umpolens wechselt, und $M_{3,\text{Asym}}$ den Teil, der immer dasselbe Vorzeichen hat. Somit kann in diesem Fall keine Magnetisierungskurve für die M_3 -Komponente ermittelt werden, weil ein Mischterm mit M_2 enthalten bleibt.

2.3.3 Bestimmung des Magnetisierungsvektors

In diesem Abschnitt wird darauf eingegangen, wie man aus den einzelnen Komponenten der Magnetisierung das Verhalten des Magnetisierungsvektors ermitteln kann. Die M_1 - und

M_2 -Komponente sind mit der gleichen Proportionalität zum KERR-Winkel messbar. Beide Komponenten können mit den vorgestellten Verfahren vom QMOKE Anteil getrennt werden, jedoch ist es beim verwendeten Einfallswinkel nicht möglich sie vollständig von der M_3 -Komponente zu trennen. Aufgrund des anderen Proportionalitätsfaktors zum KERR-Winkel und der fehlenden Kalibrierung kann die ermittelte M_3 -Komponente nicht mit den anderen beiden Komponenten verrechnet werden. Daher ist eine Verrechnung aller drei Komponenten der Magnetisierung momentan noch nicht möglich und je nachdem, ob eine M_3 -Komponente vorhanden ist oder nicht, muss unterschiedlich vorgegangen werden.

2.3.3.1 Magnetisierungsvektor ohne M_3 -Komponente

Solange für die M_3 -Komponente gilt, dass sie klein im Vergleich zu der M_1 - und M_2 -Komponente ist, kann die Länge des Magnetisierungsvektors mit der Formel

$$|\vec{M}| = \sqrt{M_1^2 + M_2^2} \quad (2.57)$$

bestimmt werden. Für den Winkel φ zwischen Magnetisierungsvektor und x-Achse gilt

$$\varphi = \tan^{-1} \left(\frac{M_2}{M_1} \right) . \quad (2.58)$$

Somit kann das Verhalten der Magnetisierung für diesen Fall vollständig beschrieben werden.

2.3.3.2 Magnetisierungsvektor mit M_3 -Komponente

Auch in dem Fall, dass eine deutliche M_3 -Komponente vorhanden ist, kann ohne Kalibrierung nur das Verhalten des Magnetisierungsvektors in der x-y-Ebene bestimmt werden. Dafür werden ebenfalls die Gleichungen (2.57) und (2.58) verwendet. Allerdings enthalten die für die Berechnung verwendeten Magnetisierungskurven für die M_1 - und M_2 -Komponenten einen Rest der M_3 -Komponente. Dadurch enthalten sowohl $|\vec{M}|$ als auch φ einen gewissen Fehler.

Der Einfluss durch die M_3 -Komponente kann sich dabei auf verschiedene Weise auswirken, je nachdem, ob die vom LMOKE und vom PMOKE erzeugten KERR-Winkel das gleiche oder ein entgegengesetztes Vorzeichen haben. Entweder der KERR-Winkel für die gemessenen M_1 - und M_2 -Komponenten wird für beide vergrößert, für beide verkleinert oder eine Komponente wird vergrößert und die andere verkleinert. Für die beiden ersten Fälle ist der Einfluss der M_3 -Komponente auf $|\vec{M}|$ und φ deutlich größer als im dritten, da sich dort die Auswirkungen teilweise kompensieren.

Welcher der Fälle vorliegt, kann bestimmt werden, indem man das Vorzeichen der berechneten M_3 -Komponente mit den Vorzeichen der beiden anderen Komponenten vergleicht. Da die Vorzeichen des KERR-Winkels für die einzelnen Komponenten während des Umpolens nicht konstant sind, kann der Einfluss der M_3 -Komponente in verschiedenen Bereichen der Kurven unterschiedlich sein.

Um zu untersuchen, welchen Einfluss der noch enthaltene Anteil von M_3 auf $|\vec{M}|$ und φ hat, können verschiedene Kriterien betrachtet werden. Der Einfluss wird sich dabei deutlicher in $|\vec{M}|$ zeigen, da der Rest der M_3 -Komponente diesen quadratisch beeinflusst. Zunächst einmal kann das Verhalten von $|\vec{M}|$ während des Umpolens betrachtet werden. Der Wert, der in der Sättigung vorliegt, entspricht in jedem Fall $|\vec{M}_{\text{sat}}| = M_1$ und dient damit als Referenz für die maximale Länge des Magnetisierungsvektors.

Sollte $|\vec{M}|$ während des Umpolens über diesen Wert steigen, wird dies durch eine M_3 -Komponente verursacht. Bereiche, in denen $|\vec{M}|$ einen kleineren Wert als in der Sättigung hat, können ebenfalls auf eine M_3 -Komponente hinweisen, oder in der Probe bilden sich Domänen aus, deren Magnetisierung in unterschiedliche Richtungen zeigt, wodurch sie sich in der Summe zum Teil kompensieren. Solange $|\vec{M}|$ jedoch konstant bleibt, ist eine M_3 -Komponente unwahrscheinlich.

Weitere Informationen über den Einfluss des noch enthaltenen Anteils der M_3 -Komponente kann man über einen Vergleich der Magnetisierungskurven für M_1 -, M_2 -, M_3 -Komponente und $|\vec{M}|$ erhalten. Trotz des anderen Proportionalitätsfaktors, den die M_3 -Komponente zum KERR-Winkel aufweist, ist ein qualitativer Vergleich der Verläufe möglich.

Dabei sind besonders jene Bereiche interessant, in denen die Magnetisierungskurve für die M_3 -Komponente Sprünge aufweist. Betrachtet man diese Stellen in den anderen Magnetisierungskurven, können dort auftretende Sprünge auf den verbliebenen Anteil der M_3 -Komponente zurückgeführt werden. Auf diesem Wege ist es auch möglich abzuschätzen, wie groß der Einfluss durch den Rest der M_3 -Komponente ist.

3 Experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel werden der experimentelle Aufbau und die Art der durchgeführten Messungen vorgestellt. Zunächst erfolgt eine allgemeine Erklärung des Versuchsaufbaus in Abschnitt 3.1. Anschließend wird in Abschnitt 3.2 genauer auf die einzelnen Komponenten des Aufbaus eingegangen und die Verbesserungen die im Rahmen dieser Arbeit vorgenommen wurde werden dargelegt. Zum Abschluss dieses Kapitels werden in Abschnitt 3.3 der Messvorgang und die Form der Messergebnisse erläutert.

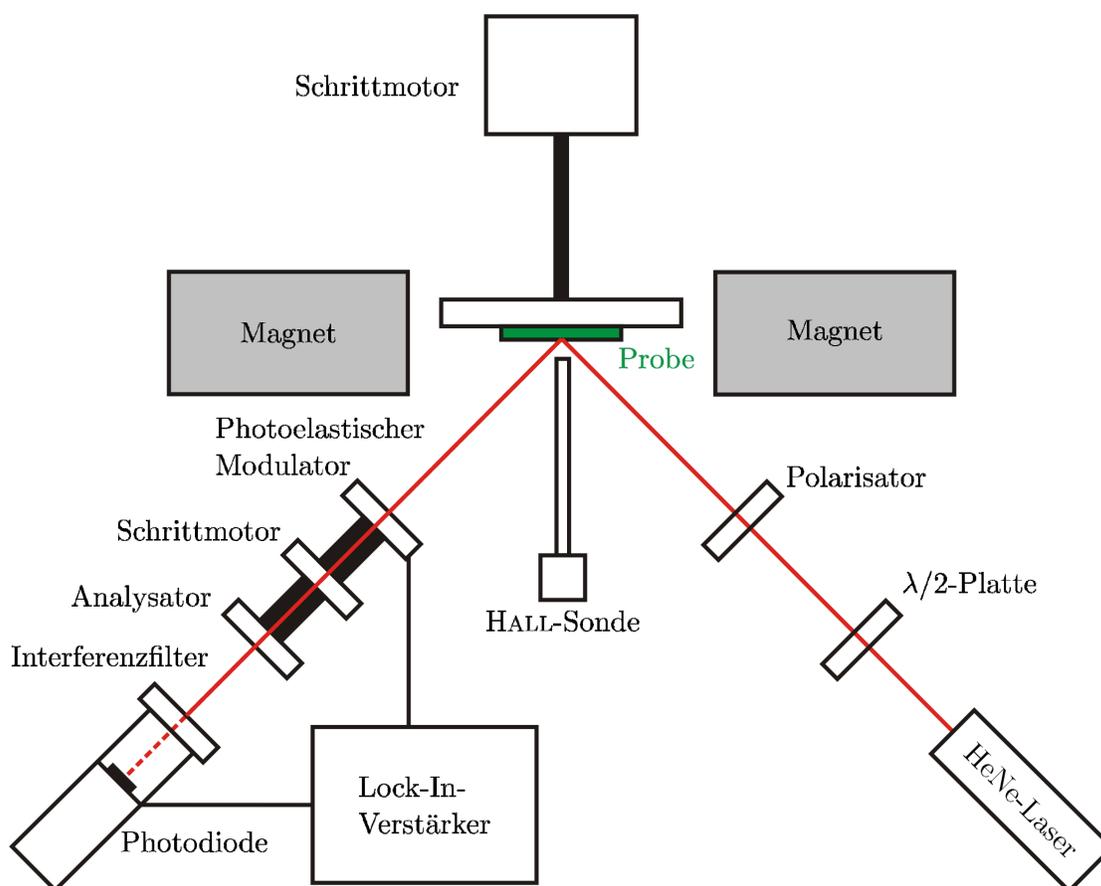


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des in der Arbeit verwendeten Versuchsaufbaus. Als Lichtquelle dient ein HeNe-Laser. Mit $\lambda/2$ -Platte und Polarisator können Intensität und Polarisation geregelt werden. Die Probe befindet sich auf einem Halter, der über einen Schrittmotor gesteuert werden kann und der sich in der Mitte zwischen den Polschuhen des Magneten befindet. Mit einer HALL-Sonde wird die Stärke des Magnetfelds gemessen. Nach der Reflexion durchquert das Licht den photoelastischen Modulator und den Analysator, welche zusammen an einem weiteren Schrittmotor befestigt sind. Detektiert wird das Signal mit einer Photodiode, die durch einen Interferenzfilter vor anderen Lichteinflüssen geschützt wird. Das Signal wird mit einem Lock-In-Verstärker ausgewertet.

3.1 Aufbau allgemein

Der in dieser Arbeit verwendete Aufbau ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Als Lichtquelle dient ein HeNe-Laser. Dieser emittiert Licht der Wellenlänge $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ bei einer Ausgangsleistung von 5 mW und einem Strahldurchmesser von etwa 1 mm.

Damit der KERR-Winkel möglichst genau gemessen werden kann, muss die Polarisation des einfallenden Lichts präzise eingestellt werden können. Das vom Laser emittierte Licht ist zwar bereits linear polarisiert, trotzdem wird die Polarisationsrichtung mit einem Polarisator erzeugt. Dieser weist eine geringere Winkelvarianz der Polarisationsrichtung auf als sie der Laser liefert. Durch den Polarisator ist es darüber hinaus leichter möglich verschiedene Polarisationsrichtungen für das einfallende Licht einzustellen. In Kombination mit einer $\lambda/2$ -Platte, die sich zwischen Laser und Polarisator befindet, kann die Intensität des Lichts geregelt werden.

Nach der Reflexion an der Probe durchläuft das Licht einen photoelastischen Modulator (PEM), durch den die Polarisation des Lichts periodisch moduliert wird. Diese Modulation ist für das verwendete Detektionsverfahren mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers notwendig und wird in Kapitel 3.2.3 genauer erläutert. Hinter dem PEM befindet sich ein weiterer Polarisator (der Analysator), der mit einem Winkel von 45° zur Einfallsebene des Lichtes ausgerichtet ist. Durch diesen wird die Polarisationsmodulation in eine Intensitätsmodulation umgewandelt. PEM und Analysator sind an demselben Schrittmotor befestigt. Der Schrittmotor ermöglicht ein Verfahren zur Bestimmung des absoluten KERR-Winkel Θ_K , das in Kap. 3.2.4 genauer vorgestellt wird.

Das bezüglich der Intensität modulierte Signal wird mit einer Photodiode detektiert. Zur Minimierung von Fehlern, die durch andere Lichtquellen entstehen können, ist vor der Diode ein Interferenzfilter angebracht, der auf die Wellenlänge des Laserlichts abgestimmt ist.

Das äußere Magnetfeld wird mit einem regelbaren Magneten erzeugt und mit einer HALL-Sonde gemessen (siehe Kap. 3.2.2). Die Probe befindet sich in der Mitte zwischen den beiden Polschuhen des Magneten auf einem Halter. Dieser ermöglicht Verschiebungen in alle drei Raumrichtungen, sowie ein Kippen der Probenoberfläche. Außerdem ist der Halter an einem weiteren Schrittmotor angebracht, wodurch eine präzise Rotation der Probe möglich ist (siehe Kap. 3.2.1).

3.2 Instrumentelle Verbesserungen

Nachdem der allgemeinen Beschreibung des Aufbaus im vorherigen Abschnitt, wird im folgenden Teil der Arbeit näher auf die einzelnen Komponenten des Aufbaus eingegangen. Dabei wird aufgeführt, welche Aspekte bei den jeweiligen Komponenten von besonderer Bedeutung sind um eine hohe Genauigkeit zu erhalten. Außerdem wird aufgeführt welche Modifikationen zur Verbesserungen am Aufbau vorgenommen wurden, da in diese Arbeiten einen deutlichen Anteil der gesamten Zeit der Arbeit in Anspruch genommen haben. In Abschnitt 3.2.1 wird auf die Probleme bei der Probenausrichtung eingegangen. Anschließend werden in Abschnitt 3.2.2 alle Aspekte betrachtet, die mit dem Magnetfeld und seiner Messung zusammenhängen. Die Detektion des Messsignals erfolgt gemeinsam durch den PEM und den Lock-In-Verstärker, daher werden diese Komponenten zusammen in Abschnitt 3.2.3 behandelt. Zuletzt wird in Abschnitt 3.2.4 das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Verfahren zu Messung des absoluten KERR-Winkels erläutert.

3.2.1 Winkelansteuerung

Die Zielsetzung im Bereich der Winkelansteuerung ist, Winkel exakt anfahren und winkelabhängige Messungen automatisiert durchführen zu können. Für letzteres ist es notwendig, dass sich der Strahlverlauf bei der Probendrehung nicht ändert.

Zu Beginn dieser Arbeit enthielt der Aufbau einen Schrittmotor, der bei einer 360° Drehung bis zu 2° Fehler aufwies, weshalb er ersetzt wurde. Der verwendete Schrittmotor hat 72.000 Schritte auf 360° . Also entspricht 1 Schritt 5 mdeg. Zur Überprüfung der Genauigkeit steht eine bis auf 100 mdeg genau ablesbare Skala zur Verfügung. Im Rahmen der durchgeführten Tests konnte keine Ungenauigkeit festgestellt werden. Somit beträgt die Abweichung maximal $\pm 0,1^\circ$.

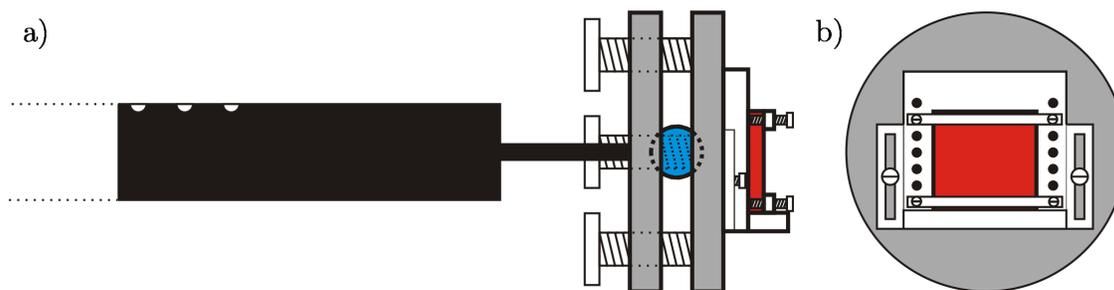


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Probenhalters. a) Seitenansicht: Am Probenhalter befinden sich vorne zwei Metallplatten (grau), diese sind durch eine Glas-Kugel (blau) voneinander getrennt. Die vordere der beiden kann mit drei Schrauben auf der Kugeloberfläche verkippt werden. Die Verbindung zum Schrittmotor (schwarz) hat mehrere Bohrungen, durch die es möglich ist den Probenhalter immer gleich zum Schrittmotor auszurichten. b) Frontansicht: Die Probe (rot) liegt mit einer Seite an einer Anschlagkante an und wird von zwei Bügeln gehalten. Der Schlitten (weiß), auf dem sich die Probe befindet, kann relativ zum Rest des Probenhalters (grau) verschoben werden, um verschiedene Punkte der Probe auf die Rotationsachse des Schrittmotors zu bewegen.

Wenn es nötig ist eine Probe erneut zu untersuchen, ist es wichtig, dass die Probenwinkel reproduzierbar angefahren werden können. Um dies zu ermöglichen, wird der in Abbildung 3.2 dargestellte Probenhalter verwendet. Die Probe wird an eine Kante angelegt, so dass ihre Positionierung reproduzierbar ist. Im Bereich der Verbindung zum Schrittmotor weist der Probenhalter Bohrungen auf. Der rotierende Teil des Schrittmotors hat ebenfalls eine Bohrung, über die beide Bauteile verstiftet werden können. Somit wird sichergestellt, dass immer derselbe Winkel zwischen Probenhalter und Skala des Schrittmotors gegeben ist. Auf diese Weise ist gesichert, dass die Genauigkeit der Winkelreproduzierbarkeit ebenfalls bei $\pm 0,1^\circ$ liegt.

Um einen flüssigen Messablauf zu ermöglichen, ist es nötig die Probe so einzujustieren, dass auch nach einer Probendrehung der Strahlengang erhalten bleibt. Daher wird jetzt erläutert wie eine Justage für die automatische Aufnahme eines Polarplots möglich ist.

Zunächst wird die Probe durch Verfahren in x-, y- und z-Richtung so ausgerichtet, dass sie sich in der Mitte des Magnetfelds befindet und die Auftreffstelle des Lichts auf der Probe während der Probendrehung nicht wandert. Anschließend wird das reflektierte Licht auf einem weit entfernten Schirm betrachtet. Man markiert die Position des Lichtpunkts auf dem Schirm während der Probendrehung. Wenn die Oberfläche der Probe nicht exakt ausgerichtet ist, ergibt sich eine Ellipse. Am Probenhalter wird dann die Oberfläche der Probe so geneigt, dass der Auftreffpunkt auf die Mitte der Ellipse ausgerichtet ist. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass die Probennormale parallel zur Rotationsachse ist. Zu Beginn der Arbeit war dies nicht möglich, da die Rotationsachse des benutzten Schrittmotors präzedierte. Nach dem Austausch des Schrittmotors ist die Prozedur erfolgreich für die Messungen dieser Arbeit angewendet worden.

3.2.2 Magnetfeld

Um die Magnetisierung in der Probe zu verändern, ist ein äußeres Magnetfeld nötig. Dieses muss stark genug sein, um die Magnetisierung in der Probe in die Sättigung zu bringen. Im verwendeten Aufbau wird das äußere Magnetfeld durch einen Elektromagneten erzeugt, zwischen dessen Polschuhen die Probe platziert wird. Für Messungen der M_1 -Komponente der Magnetisierung wird der Magnet, wie in Abbildung 3.1 dargestellt, entlang der x-Achse positioniert. Wenn die M_2 -Komponente der Magnetisierung gemessen werden soll, wird der Magnet um 90° gedreht, so dass das Magnetfeld parallel zu y-Achse ist. Die Stärke des Magnetfelds wird durch den vorgegebenen Strom gesteuert und mit einer HALL-Sonde gemessen, wobei sich am Ort der Probe eine magnetische Flussdichte von bis zu $B \approx 135$ mT erzeugen lässt.

Die von der HALL-Sonde gelieferten Messwerte enthalten einen Offset. Da die Aufteilung in lineare und quadratische Anteile der Magnetisierung auf den Symmetrien der Kurven beruht, muss dieser Offset nachträglich aus den Messungen entfernt werden, um eine sinnvolle Verrechnung der Kurven zu ermöglichen.

In den Magnetisierungskurven kommen zum Teil sehr steile Anstiege vor. Daher ist es nötig in diesen Bereichen die Schritte, in denen das Magnetfeld verändert wird, klein zu wählen. Ansonsten könnte die Messung zu einer fehlerhaften Magnetisierungskurve führen. Die verwendete HALL-Sonde verfügt über mehrere Messbereiche mit unterschiedlicher Genauigkeit,

jedoch nimmt das maximal messbare Magnetfeld mit der Messgenauigkeit ab. Um die höhere Genauigkeit auch nutzen zu können, wenn mit großen Magnetfeldern gearbeitet wird, ist die HALL-Sonde im Rahmen dieser Arbeit so modifiziert worden, dass nun während einer Messung automatisch die Messbereiche umgeschaltet werden.

Um die unterschiedlichen Messbereiche optimal auszunutzen und gleichzeitig die Messzeit gering zu halten, ist es sinnvoll die Messpunktdichte während der Aufnahme der Magnetisierungskurve anzupassen. In den Bereichen, für die starke Veränderungen erwartet werden, wird die Anzahl der Messpunkte erhöht. In den Bereichen, die nahe der Sättigung liegen, gesenkt.

3.2.3 Lock-In-Verstärker und PEM

Der PEM besteht aus einem Piezokristall, an den eine periodische Spannung mit der Frequenz von 50 kHz entlang der Modulationsachse angelegt wird. Weil sich der Kristall dadurch periodisch ausdehnt und zusammenzieht, ändert sich der Brechungsindex für den Lichtanteil parallel zur Modulationsachse mit derselben Frequenz. Die zeitabhängige Phasenverschiebung dieser Lichtkomponente wird durch die Modulation $\Delta = \Delta_0 \sin(\Omega t)$ beschrieben. Dabei ist Ω die Modulationsfrequenz und die Retardierung Δ_0 die Amplitude der Modulation.

Betrachtet man beide Komponenten zusammen, bewirkt der PEM somit eine periodische Änderung der Polarisation. Da das Licht anschließend auf einen Polarisator fällt, wird die Änderung der Polarisation in eine Änderung der Intensität des Lichts umgewandelt. Die Intensität an der Diode kann mit JONES-Matrizen [8] berechnet werden. Eine ausführliche Darstellung zu diesem Thema befindet sich im Anhang.

Durch den Lock-In-Verstärker werden Signale mit unterschiedlicher Frequenz getrennt. Das verwendete Modell erhält als Referenzfrequenz die Modulationsfrequenz des PEM und kann Signale mit dieser oder der doppelten Frequenz herausfiltern. Dies funktioniert über eine FOURIER-Transformation. Da ein Rauschen, das über dem Intensitäts-Signal liegt, nicht frequenzabhängig ist, wird es vom Lock-In-Verstärker zum größten Teil herausgefiltert.

Für senkrecht polarisiertes einfallendes Licht erhält man bei der Frequenz Ω

$$I_{\text{norm},\Omega}^{\text{S}} \approx -4J_1(\Delta_0) \Im \left(-\frac{r_{\text{ps}}}{r_{\text{ss}}} \right) \quad (3.1)$$

und bei der Frequenz 2Ω

$$I_{\text{norm},2\Omega}^{\text{S}} \approx -4J_2(\Delta_0) \Re \left(-\frac{r_{\text{ps}}}{r_{\text{ss}}} \right) \quad (3.2)$$

Für parallel polarisiertes einfallendes Licht erhält man bei der Frequenz Ω

$$I_{\text{norm},\Omega}^{\text{P}} \approx -4J_1(\Delta_0) \Im \left(\frac{r_{\text{sp}}}{r_{\text{pp}}} \right) \quad (3.3)$$

und bei der Frequenz 2Ω

$$I_{\text{norm},2\Omega}^{\text{P}} \approx 4J_2(\Delta_0) \Re \left(\frac{r_{\text{sp}}}{r_{\text{pp}}} \right) \quad (3.4)$$

Die J_n stehen dabei für die n-te BESSEL-Funktion. Da die Real- und Imaginärteile der Verhältnisse $-r_{ps}/r_{ss}$ und r_{sp}/r_{pp} dem KERR-Winkel und der KERR-Elliptizität entsprechen, können sie so separat gemessen werden.

Für die Stärke des aufgenommenen Signals ist die Phasenverschiebung zwischen Referenzsignal und Messsignal entscheidend. Gibt es eine Abweichung, so wird das Signal schwächer, verschwindet ganz oder erhält ein entgegengesetztes Vorzeichen. Für ein gutes Signal zu Rausch Verhältnis muss die Phasenverschiebung daher sorgfältig eingestellt werden. Wenn diese zeitlich nicht konstant ist, verändert sich auch die Signalstärke mit der Zeit. Dies führt dazu, dass die Magnetisierungskurven keinen geschlossenen Verlauf mehr zeigen. Zu Beginn dieser Arbeit war ein solches Verhalten zu beobachten.

Um zu überprüfen, ob ein PEM fehlerfrei funktioniert, kann man die Signalstärke über die Retardierung auftragen. Gemäß der Gleichungen (3.1) bis (3.4) muss der Verlauf der Signalstärke die Form der 1. bzw. 2. BESSEL-Funktion annehmen. Mit dem zu Beginn dieser Arbeit verwendeten PEM war dies für die Frequenz 2Ω gar nicht möglich und für die Frequenz Ω nur eingeschränkt, da das Signal zeitlich nicht konstant war. Daher konnte die Signalinstabilität auf den PEM zurückgeführt und durch Austauschen desselben behoben werden. In Abbildung 3.3 ist die Signalstärke über die eingestellte Retardierung für den neuen PEM bei der Frequenz 2Ω aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass sich eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung ergibt.

Die gewählte Retardierung wirkt sich daher direkt auf die Signalstärke und das Signal zu Rausch Verhältnis aus. Für die durchgeführten Messungen wird die Retardierung auf das erste

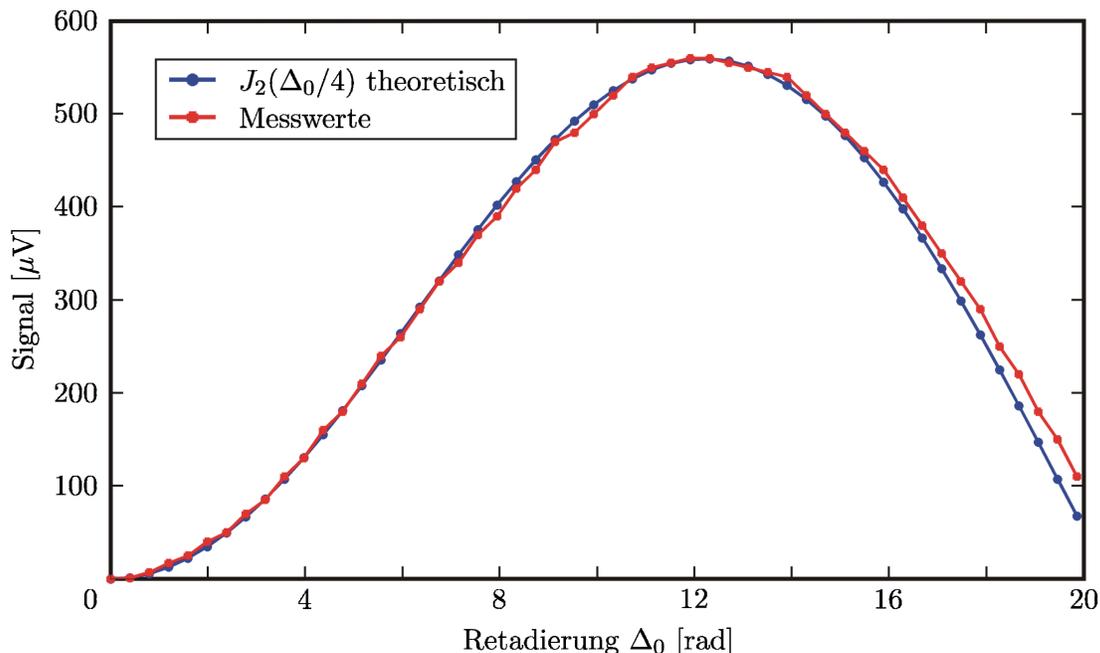


Abbildung 3.3: Vergleich einer theoretischen Berechnung der zweiten BESSEL-Funktion mit gemessenen Werten. Die theoretische Berechnung wurde an die Stärke des gemessenen Signals angepasst. Außerdem ist die wirkende Retardierung um den Faktor 4 kleiner als die eingestellte.

Maximum der 1. (für 1Ω) bzw. 2. BESSEL-Funktion (für 2Ω) eingestellt.

3.2.4 Kalibrierungsverfahren für die Messung des KERR-Winkels

Um die durchgeführten Messungen an verschiedenen Proben besser untereinander oder mit externen Messungen vergleichen zu können, ist es notwendig für den KERR-Winkel einen absoluten Wert zu bestimmen. Zu Beginn der Arbeit war diese Möglichkeit nicht gegeben und alle Messergebnisse wurden in Bezug auf die Sättigungsmagnetisierung normiert.

In diesem Abschnitt wird das Verfahren vorgestellt, welches im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Damit ist es möglich den absoluten Wert des KERR-Winkels Θ_K zu bestimmen. Zur Überprüfung der Funktionalität des Verfahrens wurden an einer externen Anlage Vergleichsmessungen mit derselben Probe durchgeführt. Die externe Anlage verwendet ein alternatives Verfahren zur Bestimmung des absoluten KERR-Winkels. Die ermittelten Werte haben für die beiden Anlagen eine Abweichung von $< 1\%$, wodurch die Funktionalität des Verfahrens gesichert ist.

Die Stärke des vom Lock-In-Verstärker ermittelten Signals ist neben der einfallenden Intensität vom Winkel zwischen der Polarisation des reflektierten Lichts und dem System aus PEM und Analysator abhängig. Je nach Magnetisierung der Probe ändert sich die Polarisation nach der Reflexion und damit das Signal. Auf die gleiche Weise ändert sich das Signal, wenn man das System aus PEM und Analysator relativ zur Polarisation dreht.

In Abbildung 3.4 sind zur Veranschaulichung verschiedene Winkelstellungen und die sich in diesen Fällen ergebenden Signale dargestellt. In a) ist die Ausgangssituation für Θ_{ref} , PEM und Analysator dargestellt. Die in diesem Fall gemessene Intensität wird mit I_a bezeichnet. In b) ist die Situation für eine um den Winkel $-\delta$ gegenüber a) veränderte Polarisation nach der Reflexion dargestellt. Dieser Fall entspricht einer Veränderung der Magnetisierung der Probe. Es wird die veränderte Intensität I_b gemessen. Dreht man, wie in c) gezeigt, PEM und Analysator um denselben Winkel $-\delta$, so ergibt sich wie in a) wieder die Intensität I_a . Daran sieht man, dass für die Intensität der relative Winkel zwischen Θ_{ref} und dem System PEM und Analysator entscheidend ist. Deswegen erhält man ebenfalls die Intensität I_b , wenn man PEM und Analysator gegenüber a) um den Winkel $+\delta$ dreht.

Diese Austauschbarkeit der Drehungen kann man nutzen, um mit der Signaländerung für eine bekannte Drehung des Systems aus PEM und Analysator eine Kalibrierung für die Änderung des Polarisationswinkels durch die Magnetisierung vorzunehmen. Das ist möglich, solange die auftretenden Winkel so klein sind, dass man den Sinus für diese Bereiche als linear annähern kann. Da die in dieser Arbeit gemessenen KERR-Winkel alle kleiner als 200 mdeg sind, ist diese Näherung gerechtfertigt.

Der Kalibrierungsvorgang findet vor der eigentlichen Messung statt. Es wird die Stärke des vom Lock-In-Verstärker gemessenen Signals in μV für zwei Stellungen des Systems aus PEM und Analysator aufgenommen, die sich um 100 mdeg unterscheiden, und aus diesen die Differenz

$$I_D = I_1 - I_2 \hat{=} 100 \text{ mdeg} \quad (3.5)$$

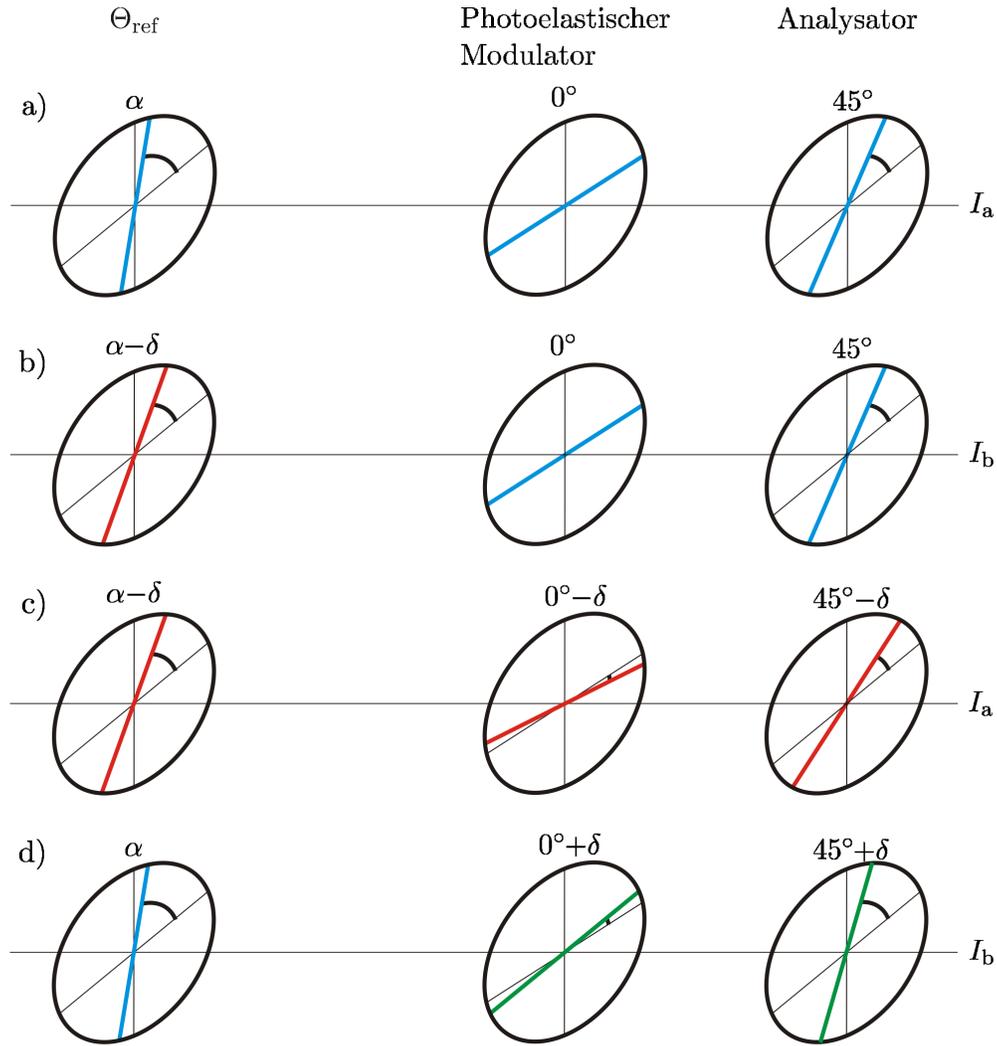


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung zum Kalibrierungsverfahren. a) Das reflektierte Licht hat den Polarisationswinkel α , die Modulationsachse des PEM liegt bei 0° , die Polarisationsachse des Analysators liegt bei 45° . Es wird die Intensität I_a gemessen. In b) ist gegenüber a) der Polarisationswinkel um den kleinen Winkel $-\delta$ verändert. Dadurch wird eine veränderte Intensität I_b gemessen. In c) sind alle Elemente um den kleinen Winkel $-\delta$ gegenüber a) gedreht, die gemessene Intensität I_a ist dieselbe wie in a). In d) sind gegenüber a) PEM und Analysator um den kleinen Winkel $+\delta$ gedreht. Es wird dieselbe Intensität I_b gemessen wie in b).

gebildet. Mit dieser können aus den gemessenen Intensitäten I gemäß

$$\frac{I}{I_D} 100 \text{ mdeg} = \Theta_K \quad (3.6)$$

die KERR-Winkel Θ_K errechnet werden.

Eine Kalibrierung ist mit diesem Verfahren nur für den KERR-Winkel Θ_K möglich. Um eine Kalibrierung für die KERR-Elliptizität ϵ_K zu ermöglichen, muss der Aufbau um eine $\lambda/4$ -Platte

erweitert werden, die vor dem PEM in den Strahlengang eingefügt wird. Durch diese wird der Elliptizitätswinkel der Polarisation in eine Drehung der Polarisationsachse umgewandelt und umgekehrt. Die Elliptizität kann nach dieser Umwandlung mit dem hier vorgestellten Verfahren gemessen werden.

In dieser Arbeit ist nur die Kalibrierung von Θ_K realisiert worden. Zu dem Zeitpunkt, als das Problem der Erweiterung des Kalibrierungsverfahrens auf die KERR-Elliptizität gelöst wurde, war bereits ein Großteil der Messungen abgeschlossen. Im Zeitrahmen dieser Arbeit war daher keine Wiederholung der Messungen mehr möglich. Bei den Messungen von e_K sind deshalb nur die direkten, vom Lock-In-Verstärker gemessenen Intensitäten als Werte vorhanden.

3.3 Durchführung der Messungen

In diesem Teil der Arbeit wird beschrieben, auf welche Weise die Messergebnisse gewonnen werden. Der genaue Messablauf und die verschiedenen Einstellungen, bei denen gemessen wird, werden in Abschnitt 3.3.1 vorgestellt. Anschließend wird in Abschnitt 3.3.2 erklärt auf welche Weise die weitere Auswertung erfolgt. Außerdem werden die beim MOKE relevanten Messgrößen aufgeführt.

3.3.1 Messablauf

In diesem Abschnitt wird vorgestellt, wie die Messungen ablaufen. Nach dem Einbau der Probe wird zunächst die Justage des Lasers vorgenommen. Anschließend werden die Intensität des einfallenden Lichts, die Retardierung des PEM und die Phasenverschiebung zwischen Referenzsignal und Messsignal so eingestellt, dass die Signalstärke maximal wird, um ein gutes Signal zu Rausch Verhältnis zu erhalten.

Der weitere Messablauf wird über ein MATLAB Programm vom PC aus gesteuert. Wenn es sich um eine Messung des KERR-Winkels handelt, wird zu Beginn die Kalibrierung vorgenommen. Danach beginnt die Aufnahme der Magnetisierungskurven. Es wird in einer Einstellung begonnen, bei der sich die Magnetisierung in der Probe in Sättigung parallel zum äußeren Magnetfeld befindet. Nach der Aufnahme eines Messpunkts wird die Stärke des äußeren Magnetfelds verändert. Bevor der nächste Messpunkt aufgenommen wird, erfolgt eine kurze Pause. Diese ist notwendig, da es zum einen bis zu 0,2 s dauert [32] bis die HALL-Sonde nach dem Variieren des Magnetfelds wieder ein konstantes Signal liefert und zum anderen, da der Lock-In-Verstärker das Signal durch Mittelung über ein Zeitfenster von mindestens 0,3 s ermittelt. Wie lang die Messpause exakt gewählt wird, hängt davon ab, wie stark das Magnetfeld im Vergleich zum letzten Messpunkt verändert wurde, denn je kleiner die Veränderung, desto geringer ist die Wartezeit für die HALL-Sonde.

Um eine vollständige Magnetisierungskurve zu erhalten, wird das Magnetfeld von einer Sättigung in die entgegengesetzte und zurück gefahren. Die Dichte der Messpunkte ist während der Messung nicht konstant, sondern wird je nach Kurvenform angepasst, so dass sie in Bereichen mit steilen Anstiegen höher ist. Für eine Verbesserung des Signal zu Rausch Verhältnisses wird jede Magnetisierungskurve mehrfach aufgenommen und eine Mittelung über alle Messungen durchgeführt.

Nachdem die Aufnahme abgeschlossen ist, erfolgt eine Drehung der Probe und es wird mit der Aufnahme für die nächste Probenausrichtung begonnen. Die Schritte, in denen die Probe gedreht wird, werden dabei nicht konstant gewählt sondern an die Probe angepasst. Für die schweren magnetischen Richtungen, in denen sich die stärksten Veränderungen in der Form der Magnetisierungskurven zeigen, wird in deutlich kleineren Winkelschritten gemessen.

Nach Abschluss der Messreihe muss die Konfiguration des Aufbaus verändert werden, denn eine solche winkelabhängige Messung wird nacheinander für linear senkrecht und linear parallel polarisiertes einfallendes Licht durchgeführt. Wenn diese Messungen vollständig sind, erfolgt eine Drehung des Magneten um 90° und es wird noch einmal in diesen beiden Konfigurationen gemessen. Somit sind zum vollständigen Vermessen einer Probe 4 Messreihen notwendig, deren Aufnahme bei den verwendeten Einstellungen etwa 160 Stunden reine Messzeit benötigt. Eine solche Messreihe kann jeweils für den KERR-Winkel und die KERR-Elliptizität durch-

geführt werden.

3.3.2 Aufbereitung der Messergebnisse

Die Messergebnisse liegen nach der Aufnahme in Form von Magnetisierungskurven vor. Während der Auswertung werden aus diesen weitere Magnetisierungskurven für die einzelnen Komponenten des MOKE errechnet. Für diese Verrechnungen müssen die Daten zum Teil gewisse Anforderungen erfüllen.

Bei der Trennung von M_1 und M_3 bzw. M_2 und M_3 Komponente müssen die Magnetisierungskurven reskaliert werden, um eine Auslöschung des M_1 bzw. M_2 Anteils zu erhalten. Im Gegensatz zu dem im Theorieteil hergeleiteten Skalierungsfaktor wird in der Praxis ein anderer verwendet. Statt den KERR-Winkel in der Sättigung bei der einen Kurve dem der anderen Kurve anzupassen, werden beide Kurven so skaliert, dass sie sich bei dem Mittelwert der beiden Sättigungen treffen. Durch dieses Vorgehen ist der in der resultierenden Magnetisierungskurve für M_1 bzw. M_2 angegebene KERR-Winkel genauer. Die sonstigen Aussagen der Theorie bleiben von dieser Abweichung im Verfahren unberührt.

Die Trennung des QMOKE von den anderen Anteilen erfordert den richtigen Shift, um den Offset der HALL-Sonde auszugleichen.

Außerdem müssen bei den Verrechnungen mehrerer Magnetisierungskurven die richtigen Winkel der Probendrehung zueinander gewählt werden. Wenn bei der Trennung des QMOKE von den anderen Anteilen zwei Kurven als Grundlage verwendet werden, muss die Probe zwischen diesen beiden Magnetisierungskurven um 180° gedreht sein. Für die Errechnung des Magnetisierungsvektors aus M_1 und M_2 muss der relative Winkel 90° betragen und bei der Trennung von M_1 und M_3 bzw. M_2 und M_3 müssen die gleichen Winkel vorliegen.

Nachdem die Verrechnungen für die einzelnen Richtungen abgeschlossen sind, können durch Zusammenführen der Ergebnisse Informationen über die magnetische Struktur der Probe gewonnen werden. Zu diesem Zweck werden verschiedene Messgrößen betrachtet.

Für Messungen der M_1 Komponente sind die relevanten Messgrößen der KERR-Winkel in der Sättigung $\Theta_{K,\text{sat}}$, der KERR-Winkel der Remanenz $\Theta_{K,\text{rem}}$ und die Koerzitivfeldstärke H_K . Für die M_2 Komponente werden Größen betrachtet, die auf dieselbe Weise berechnet werden, jedoch andere physikalische Bedeutung haben. Der KERR-Winkel in der Sättigung $\Theta_{K,\text{sat}}$ sollte in diesem Fall immer Null sein. An der Stelle, an der bei M_1 die Remanenz abgelesen wird, ist die M_2 Komponente nahe an ihrem Maximum und es wird abgelesen, wie viel Magnetisierung sich bis zu diesem Punkt aufgebaut hat. Um die Definition des Koerzitivfelds auf die M_2 Komponente zu übertragen, müssen Einschränkungen gemacht werden, da bei diesen Magnetisierungskurven mehr als ein Nulldurchgang auftreten kann. Von diesen wird derjenige ausgewertet, bei dem das kleinste äußere Magnetfeld vorliegt.

Das Verhalten der einzelnen Messgrößen wird in Abhängigkeit vom Winkel der Probendrehung α dargestellt. Dabei werden meistens Darstellungen in Polarkoordinaten (Polarplots) verwendet, da sich diese Darstellungen direkt auf die Richtungen in der Probe übertragen lassen.

In Abbildung 3.5 sind exemplarisch einige Magnetisierungskurven und Polarplots dargestellt. Die Kurven stehen für die M_1 -Komponente und enthalten keine QMOKE Anteile. In a) ist eine Magnetisierungskurve für eine schwere magnetische Richtung dargestellt, in c) eine Ma-

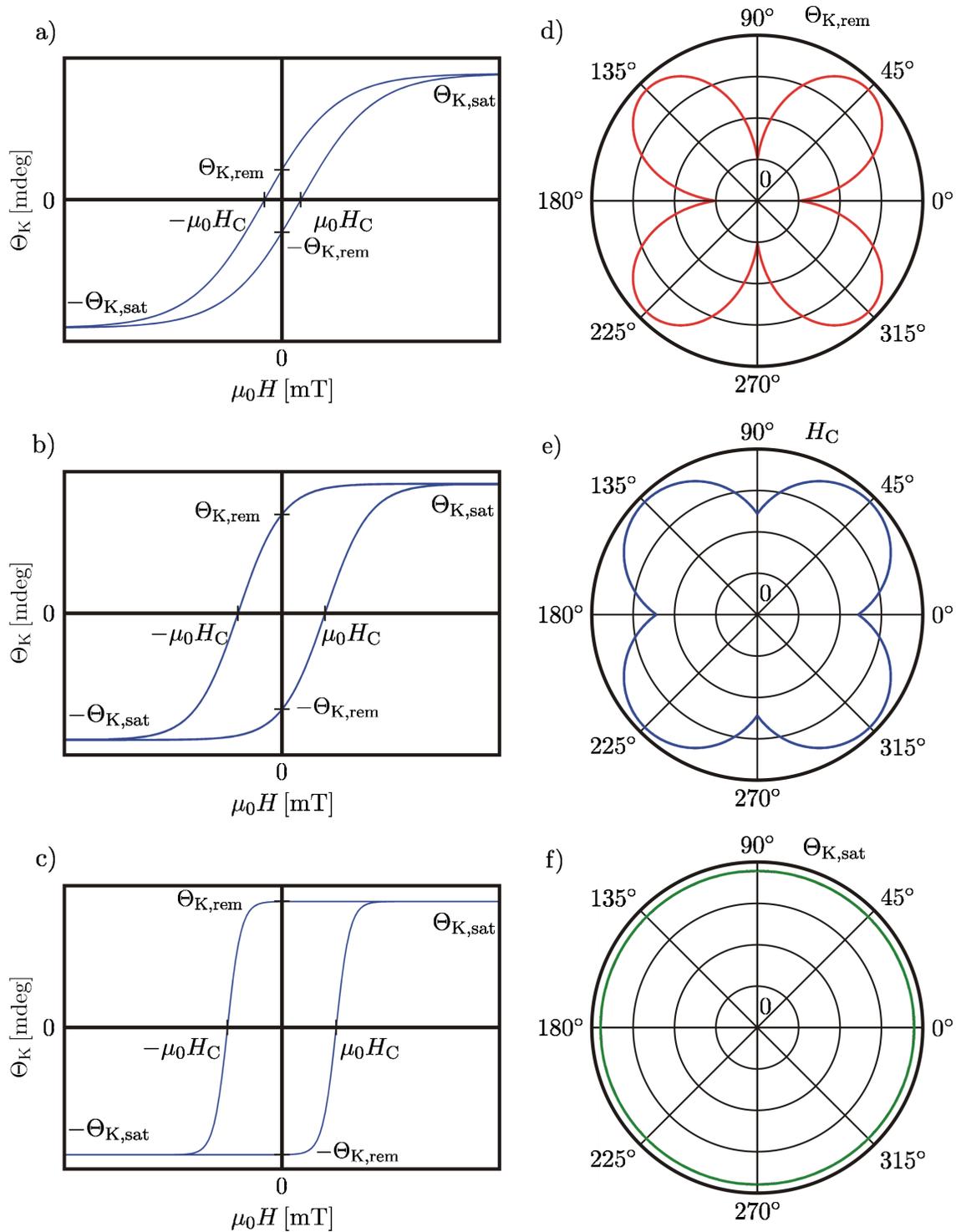


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung zum Auftragen der Messdaten in Polarplots. Magnetisierungskurven für a) schwere Richtung b) mittelschwere Richtung c) leichte Richtung. Polarplots für d) Remanenz e) Koerzitivfeld f) KERR-Winkel in der Sättigung. Weitere Erläuterungen im Text.

gnetisierungskurve für eine leichte magnetische Richtung. b) zeigt eine Magnetisierungskurve für eine dazwischen liegende Richtung. Aus den Kurven für alle Richtungen werden die Polarplots d), e) und f) ermittelt. In d) ist die Remanenz aufgetragen, in welcher sich die vierzählige Struktur des Eisen am deutlichsten zeigt. In e) ist das Koerzitivfeld aufgetragen, es hat eine ähnliche Struktur wie die Remanenz, diese ist jedoch meist weniger deutlich ausgeprägt. In f) ist der KERR-Winkel in Sättigung aufgetragen, der im Normalfall von der Probendrehung unabhängig sein sollte. Aus den Polarplots d) und e) können die magnetischen Richtungen der Probe abgelesen werden. Im gezeigten Fall liegen die schweren Richtungen bei 0° , 90° , 180° und 270° , wo Remanenz und Koerzitivfeld minimal sind, und die leichten Richtungen bei 45° , 135° , 225° und 315° , wo Remanenz und Koerzitivfeld maximal sind.

4 Materialsystem Fe auf MgO

Bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben handelt es sich um Eisenschichten auf Magnesiumoxid mit einer Siliziumschicht. In diesem Kapitel werden einige grundlegende Eigenschaften dieser Materialien und des aus ihnen gebildeten Systems betrachtet.

Zunächst werden die verwendeten Materialien einzeln vorgestellt:

- **Magnesiumoxid (MgO)**

Magnesiumoxidkristalle werden als Substrat für die Proben verwendet. Die Kristalle haben eine Natriumchlorid-Struktur und setzen sich aus Mg^{2+} - und O^{2-} -Ionen zusammen. Die Gitterkonstante von MgO ist $a_{\text{MgO}}=4.212 \text{ \AA}$ [33]. Die Substrate sind so geschnitten, dass Eisen auf der (001)-Oberfläche des MgO aufwächst. Bei der verwendeten Wellenlänge sind MgO-Kristalle fast vollständig transparent [34]. Da MgO diamagnetisch ist, tritt bei diesem kein MOKE auf.

- **Eisen (Fe)**

Eisen wird als dünne Schicht (4-12 nm) auf das MgO aufgedampft und wächst kristallin auf. Es kann in drei verschiedenen Kristallstrukturen Vorliegen, α -Fe, γ -Fe und δ -Fe [35]. In unserem Fall wächst das Eisen in α -FE Struktur auf, da die beiden anderen Strukturen nur bei höheren Drücken und Temperaturen existieren. Die kubisch-raumzentrierte Kristallstruktur von α -Fe weist die Gitterkonstanten $a_{\text{Fe}}=2.866 \text{ \AA}$ auf. Die CURIE-Temperatur von Eisen beträgt 768°C . Unterhalb dieser Temperatur ist es ferromagnetisch. Daher tritt für die Eisenschichten der MOKE auf. Als Maß dafür wie tief das Licht in den Eisenfilm eindringt kann die Eindringtiefe betrachtet werden. Diese liegt für die verwendete Wellenlänge von $632,8 \text{ nm}$ bei $\delta \approx 32 \text{ nm}$ (siehe Kap.2.1.1).

- **Silizium (Si)**

Silizium wird als Schutzschicht verwendet, um ein Oxidieren des Eisenfilms zu verhindern. Es wächst auf dem Eisen amorph auf. Da Silizium sehr reaktiv ist, reagiert es mit der umgebenden Atmosphäre. Wenn in dieser Sauerstoff vorhanden ist, oxidiert die Oberfläche der Siliziumschicht zu Siliziumdioxid. Danach ist die Schutzschicht somit zweigeteilt und besteht aus einer Si- und einer SiO_2 -Schicht. Die Schutzschicht wird möglichst dünn gewählt, damit der Einfluss auf das Licht gering bleibt. Da Si und SiO_2 diamagnetisch sind, entsteht durch sie kein Beitrag zum MOKE. Auf die Messungen hat die Schutzschicht somit keinen Einfluss [36].

Die Herstellung der Proben geschieht in einer Ultra Hoch Vakuum (UHV) Kammer auf die folgende Weise. Die MgO Substrate werden zunächst durch Heizen gereinigt und die Struktur der Oberfläche mit Low Energy Electron Diffraction (LEED) Messungen überprüft. Anschließend wird eine Eisenschicht durch Molecular Beam Epitaxy (MBE) aufgebracht. Dies geschieht bei einem Druck von $5 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$ und mit einer Geschwindigkeit von $\approx 1 \text{ nm/min}$. Sobald die gewünschte Schichtdicke erreicht ist, wird die Struktur des aufgewachsenen Films durch

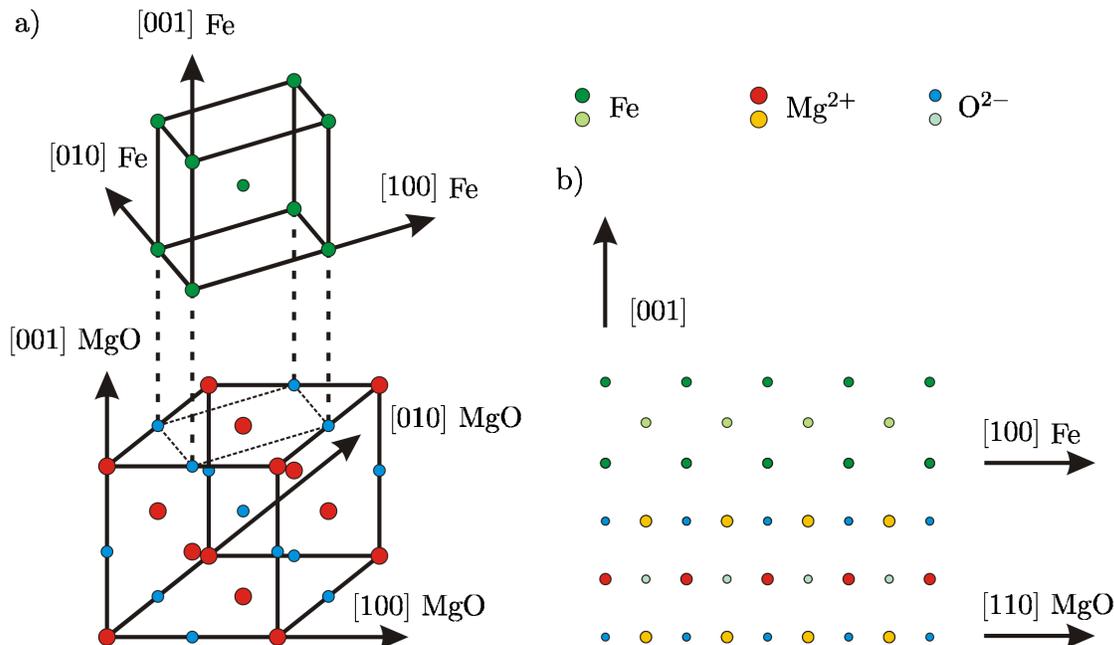


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Kristallrichtungen von Fe auf MgO. In a) sind die Natriumchlorid-Struktur des MgO, die bcc Struktur des Fe und die relative Ausrichtung beim Aufwachsen dargestellt. b) zeigt einen Schnitt entlang der $(1\bar{1}0)$ Ebene des MgOs durch das Materialsystem. Die heller dargestellten Atome/Ionen befinden sich eine halbe Gitterkonstante hinter den anderen.

LEED Messungen überprüft. Danach wird die Si-Schutzschicht aufgedampft, um zu verhindern, dass die Eisenschicht mit dem Restgas in der Kammer reagiert. Zum Abschluss wird durch RÖNTGEN-Photoelektronenspektroskopie (XPS) Messungen an der Probe sichergestellt, dass die Schutzschicht das Eisen vollständig bedeckt.

Wie durch die LEED Messungen bestätigt wird, wächst Eisen während der Herstellung wie in Abbildung 4.1a) zu sehen mit relativ zum MgO um 45° gedrehter (001) Ebene auf, so dass die $[100]$ Fe Richtung parallel zur $[110]$ MgO Richtung liegt. Die Gitterkonstanten bei dieser Ausrichtung sind für das Eisen $a_{\text{Fe}} = 2.866 \text{ \AA}$ und für die Oberflächeneinheitszelle des MgO $a_{\text{OF}} = 2.978 \text{ \AA}$, womit die Gitterfehlanpassung bei etwa 3,5% liegt. Die Fe Atome der ersten Lage nehmen die Positionen über den O^{2-} Ionen ein. Abbildung 4.1b) zeigt einen Schnitt durch das System Fe/MgO entlang der $(1\bar{1}0)$ Ebene des MgOs, in dem dies deutlich zu erkennen ist. Bei Eisen in α Struktur liegen die magnetisch leichten Richtungen entlang der $[100]$, $[010]$, $[\bar{1}00]$ und $[0\bar{1}0]$ Richtungen und die magnetisch schweren Richtungen entlang der $[110]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$, $[\bar{1}10]$ und $[\bar{1}\bar{1}0]$ Richtungen [37].

Im Rahmen dieser Arbeit werden drei verschiedene Proben untersucht. Die Herstellungsbedingungen waren bei allen gleich, aber es wurden unterschiedliche Mengen Fe aufgedampft. Die Dicke der Schichten wurde durch RÖNTGEN-Reflektometrie (XRR) Messungen ermittelt. Die Eisenschicht der erste Probe hat eine Dicke von 12 nm, die der zweite Probe eine Dicke von 7 nm und die dritte Probe eine Dicke von 4 nm.

5 Vorbereitende Untersuchungen

In diesem Kapitel werden verschiedene Untersuchungen gezeigt, die zur Vorbereitung der Analyse der eigentlichen Messdaten notwendig sind. Zu Beginn wird in Abschnitt 5.1 das in dieser Arbeit entwickelte Kalibrierungsverfahren überprüft, indem ein Vergleich mit extern gewonnenen Daten stattfindet. Danach wird in Abschnitt 5.2 verglichen, welches der Verfahren zur Separation des QMOKE Anteils die besseren Ergebnisse liefert. Abschließend werden in Abschnitt 5.3 Betrachtungen zu den ermittelten QMOKE Anteilen vorgenommen.

5.1 Vergleich der Kalibrierung mit externen Messungen

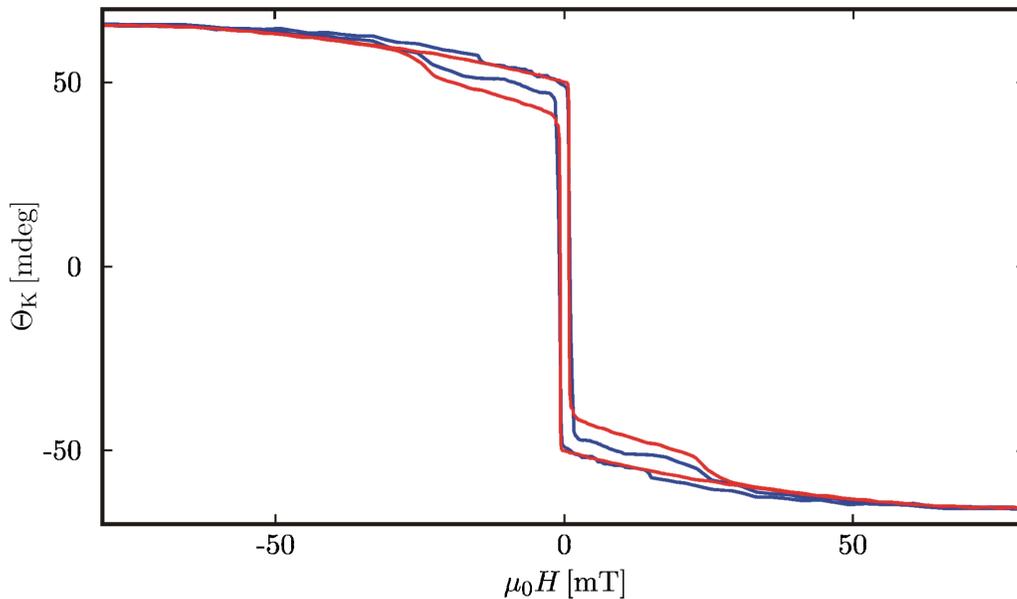


Abbildung 5.1: Vergleich von zwei Messungen derselben Probe unter denselben Parametern mit zwei verschiedenen Aufbauten zur Kontrolle der Kalibrierung. Die rote Magnetisierungskurve wurde mit einer Apparatur an der Universität Kaiserslautern aufgenommen, die blaue Magnetisierungskurve mit dem in dieser Arbeit verwendeten Aufbau.

Zur Überprüfung des in Kapitel 3.2.4 vorgestellten Verfahrens zur Kalibrierung des KERR-Winkels werden die Ergebnisse mit denen einer anderen Apparatur verglichen. Diese Messungen wurden an der Universität Kaiserslautern durchgeführt. Der dortige Aufbau verwendet ein anderes Verfahren ohne PEM und Lock-In-Verstärker um den KERR-Winkel zu bestimmen. Es wird der parallel polarisierte und der senkrecht polarisierte Anteil des reflektierten Lichts mit einem WOLLASTON-Prisma getrennt und einzeln detektiert. Aus dem Intensitätsverhältnis wird die Polarisationsrichtung errechnet. Aufgrund der Unterschiedlichkeit der beiden Verfahren sind die Messungen aus Kaiserslautern sehr gut für die Kontrolle der Kalibrierung geeignet.

Die Messungen wurden an der *Fe 12nm auf MgO Probe* mit linear senkrecht polarisiertem einfallenden Licht durchgeführt. Die gemessene Größe ist der KERR-Winkel. Das äußere Magnetfeld liegt parallel zur x-Achse, so dass der LMOKE der M_1 -Komponente, der PMOKE der M_3 -Komponente und der QMOKE Anteil gemessen werden.

Da die Probe in den beiden Apparaturen nicht sicher exakt gleich ausgerichtet werden konnte, muss zwischen den Messungen eine geringe Ungenauigkeit beim Drehwinkel berücksichtigt werden. In Abbildung 5.1 sind eine Messung aus Kaiserslautern (rot) und eine Messung aus Osnabrück (blau) zusammen dargestellt. Bei beiden Magnetisierungskurven handelt es sich um den LinMOKE Anteil.

Es ist zu erkennen, dass der Verlauf der Kurven ähnlich ist. Auch fällt auf, dass die Messung aus Kaiserslautern deutlich rauschärmer wirkt, was daran liegt, dass diese eine höhere Anzahl an Messpunkten enthält und aus mehr Messungen gemittelt ist. Abweichungen zwischen den Kurven treten im Bereich der kleinen Stufen auf. Allerdings sind die Breite und die Höhe dieser Stufen sehr stark vom Winkel der Probendrehung abhängig. Da die Stufen in der blauen Kurve breiter aber auch flacher als die Stufen in der roten Kurve sind, beruht diese Abweichung auf einem kleinen Unterschied in der Probendrehung ($< 1\%$).

Für die Kalibrierung entscheidend ist, dass die gemessenen KERR-Winkel in den Sättigungen übereinstimmen. Dies wird durch die Messungen eindeutig gezeigt. Damit ist bestätigt, dass das Kalibrierungsverfahren funktioniert.

5.2 Vergleich der Verfahren zur Separation von LinMOKE und QMOKE

In diesem Abschnitt werden die beiden in der Theorie beschriebenen Verfahren zur Trennung von LinMOKE und QMOKE anhand von exemplarischen Messungen verglichen. Um zu sehen, wie sich die Verfahren auf die Form der einzelnen Magnetisierungskurven auswirkt, werden Messungen aus zwei um 180° zueinander gedrehten Richtungen betrachtet. Es werden dafür magnetisch schwere Richtungen gewählt, da sich in diesen die Effekte am deutlichsten zeigen. Die gemessene Probe ist *Fe 7nm auf MgO* und es wird mit linear senkrecht polarisiertem einfallenden Licht der KERR-Winkel gemessen. Das äußere Magnetfeld liegt parallel zur x-Achse, so dass der LMOKE der M_1 -Komponente, der PMOKE der M_3 -Komponente und QMOKE Anteile gemessen werden.

Abbildung 5.2 zeigt die gemessenen und errechneten Magnetisierungskurven. Dabei wird nur

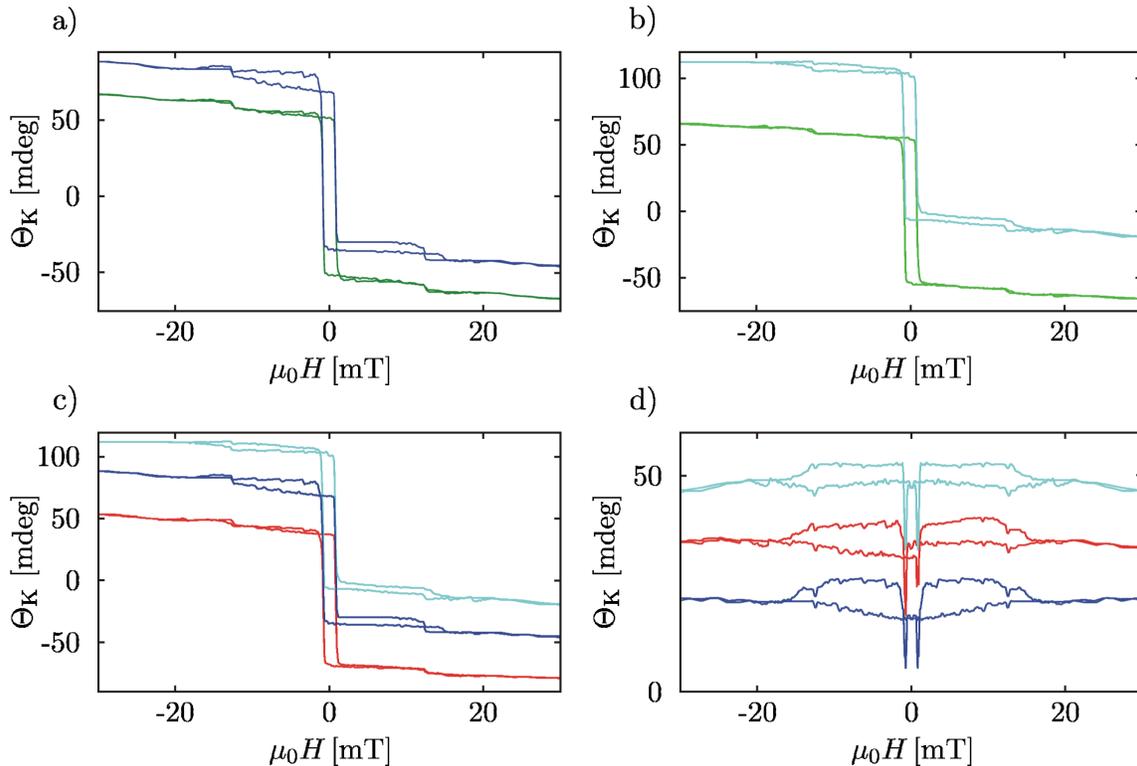


Abbildung 5.2: Vergleich der Magnetisierungskurven für Trennung in punkt- und achsensymmetrische Anteile und Verrechnung von Kurven mit 180° Probendrehung. a) gemessene Magnetisierungskurve (blau) und durch Trennung von punkt- und achsensymmetrischen Teilen errechneter LinMOKE Anteil (grün); b) gemessene Magnetisierungskurve 180° gedreht zu a) (hellblau) und durch Trennung von punkt- und achsensymmetrischen Teilen errechneter LinMOKE Anteil (hellgrün); c) gemessene Kurven aus a) und b) sowie der durch Verrechnen von Magnetisierungskurven mit 180° Probendrehung aus diesen bestimmte LinMOKE Anteil; d) QMOKE Anteile der Magnetisierungskurven in c) aus den gemessenen Kurven durch Trennung in punkt- und achsensymmetrische Anteile (blau und hellblau) sowie durch Verrechnen von Magnetisierungskurven mit 180° Probendrehung (rot) bestimmt.

ein Ausschnitt aus der Mitte der Kurven betrachtet, weil die entscheidenden Stellen so besser zu erkennen sind. In a) und b) sind zwei um 180° zueinander gedrehte Richtungen dargestellt. Die gemessenen KERR-Winkel sind in blau und hellblau, die durch Trennung der punkt- und achsensymmetrischen Anteile berechneten LinMOKE Anteile in grün und hellgrün gezeichnet. Der durch die Verrechnung der blauen und der hellblauen Magnetisierungskurve bestimmte LinMOKE Anteil ist in c) in rot gezeigt. Bild d) zeigt die QMOKE Anteile der 3 in c) gezeigten Magnetisierungskurven, jeweils in der entsprechenden Farbe. Die blaue und die hellblaue Kurve ergeben sich durch Trennung der punkt- und achsensymmetrischen Anteile, die rote durch die Verrechnung der blauen und der hellblauen Magnetisierungskurve.

Betrachtet man die beiden Ursprungskurven in a) und b), sieht man, dass es auch bei äußeren Feldern, die größer als das Koerzitivfeld sind, Bereiche gibt, in denen die Magnetisierungskurve für die beiden Laufrichtungen unterschiedlich verläuft. In den errechneten Kurven für den LinMOKE ist der gemessene KERR-Winkel hingegen von der Laufrichtung fast unabhängig. Das liegt daran, dass die Unterschiede durch einen QMOKE Anteil erzeugt werden, der bei der Trennung von punkt- und achsensymmetrischen Anteilen herausgefiltert wird. Ermittelt man den LinMOKE Anteil durch Verrechnen der blauen und hellblauen Kurve, gelingt es ebenfalls den QMOKE Anteil zu separieren, wie man an der roten Magnetisierungskurve in c) sehen kann.

Allerdings gibt es Unterschiede zu den anderen beiden LinMOKE Anteilen. Bei der Trennung von punkt- und achsensymmetrischen Anteilen ist der ermittelte LinMOKE Anteil immer punktsymmetrisch um den Nullpunkt, dies ist bei der roten Kurve nicht so. Zum Einen liegt die Mitte der Kurve unterhalb des Nullpunktes, was jedoch ohne weitere Bedeutung ist, da die Null für den KERR-Winkel beliebig gewählt werden kann, zum Anderen ist der Verlauf

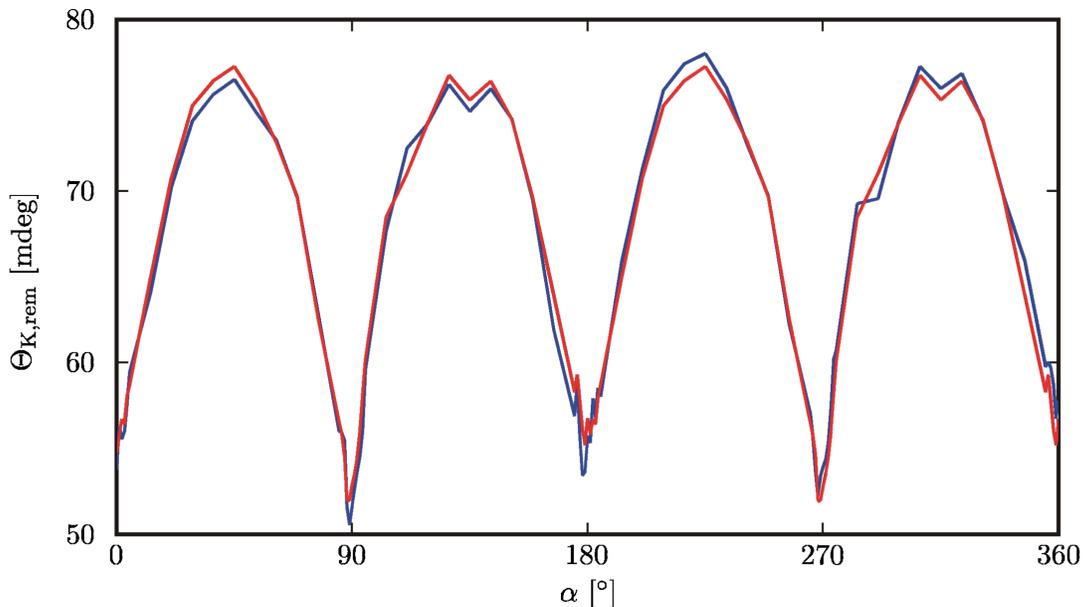


Abbildung 5.3: Vergleich der ermittelten Remanenz für Trennung in punkt- und achsensymmetrische Anteile (blau) und Verrechnung von Kurven mit 180° Probedrehung (rot). Der Verlauf zeigt für die beiden Kurven keine große Abweichung, aber das Verhalten der roten Kurve wiederholt sich ab 180° .

der Kurve nur annähernd symmetrisch. Wie sich auch gut an den QMOKE Anteilen in d) erkennen lässt, sind die Verläufe der roten Kurven jeweils eine Mischung aus den beiden mit Trennung von punkt- und achsensymmetrischen Anteilen ermittelten Verläufen.

Besonders deutlich wird dieser Effekt, wenn man das Verhalten der Kenngrößen über die Probendrehung betrachtet. In Abbildung 5.3 ist die Remanenz über den Winkel der Probendrehung α aufgetragen. Die Verläufe für die beiden Berechnungswege zeigen keine großen Unterschiede, aber der Verlauf der roten Kurve wiederholt sich ab 180° exakt. Das passiert, weil ab diesem Punkt dieselben Magnetisierungskurven als Berechnungsgrundlage dienen wie bereits 180° vorher. Betrachtet man die Abstände zwischen blauer und roter Kurve, so fällt auf, dass diese sich nach 180° genau umkehren. Die durch Verrechnen von Magnetisierungskurven mit 180° Probendrehung ermittelte Remanenz ist also der Mittelwert zwischen den Remanenzen der beiden Ursprungskurven.

Die beiden Separationsmethoden liefern also vergleichbare Ergebnisse. Der entscheidende Unterschied liegt in der erzwungenen 2-zähligen Symmetrie, die bei der Verrechnung von Magnetisierungskurven mit 180° Probendrehung entsteht. Durch diese ist es nicht mehr möglich Aussagen darüber zu treffen, ob auch ohne die Verrechnung eine 2-zählige Symmetrie vorhanden wäre. Daher wird im weiteren nur noch die Trennung von punkt- und achsensymmetrischen Anteilen benutzt, um keinen Informationsverlust zu haben.

5.3 Untersuchung der QMOKE Anteile

Der erste Schritt bei der Analyse der Messergebnisse ist die Separation des QMOKE Anteils vom LinMOKE Anteil. In diesem Abschnitt wird betrachtet welche Ergebnisse man dabei für den QMOKE Anteil erhält.

Die gemessene Probe ist *Fe 7nm auf MgO* und es werden mit linear senkrecht polarisiertem einfallenden Licht der KERR-Winkel und die KERR-Elliptizität gemessen. Das äußere Magnetfeld liegt entweder parallel zur x-Achse oder parallel zu y-Achse. Daher werden entweder der LMOKE der M_1 -Komponente oder der LMOKE der M_2 -Komponente gemessen. In beiden Fällen werden zusätzlich der PMOKE der M_3 -Komponente und der QMOKE Anteil gemessen.

Es werden zunächst für eine magnetische schwere Richtung Messungen beide Messgrößen und Magnetfeldausrichtungen verglichen. In Abbildung 5.4 sind die Ergebnisse dargestellt. Die

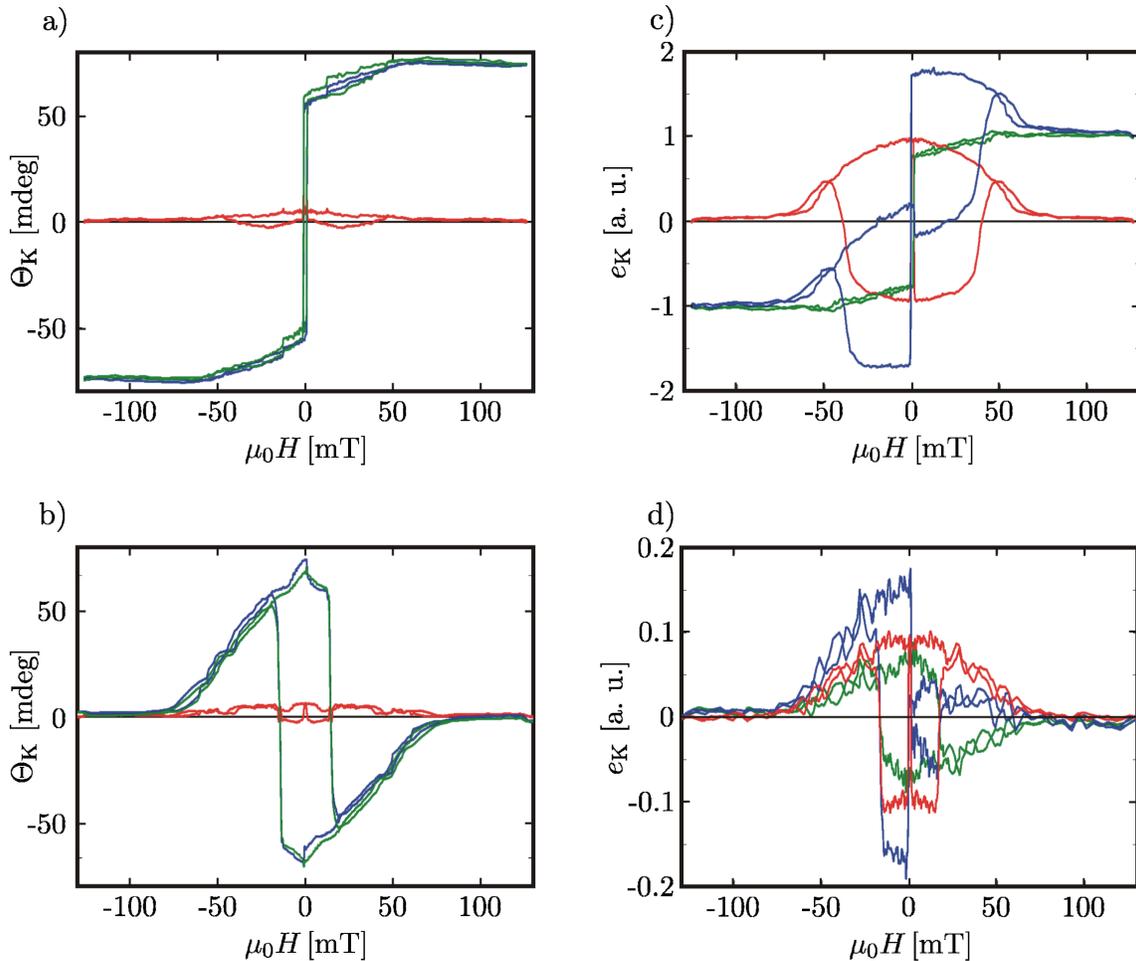


Abbildung 5.4: Beispiele für die Zerlegung des MOKE Signals (blau) in QMOKE (rot) und LinMOKE (grün) Anteile für die *Fe 7nm Probe*. Messung mit Magnetfeld parallel zur x-Achse in a) für den KERR-Winkel und b) für die KERR-Elliptizität. Messung mit Magnetfeld parallel zur y-Achse in c) für den KERR-Winkel und d) für die KERR-Elliptizität.

gemessenen Magnetisierungskurven sind dabei blau, die separierten QMOKE Anteile rot und das der LinMOKE Anteil grün gezeichnet.

Bei den Messungen des KERR-Winkels in a) und b) ist zu erkennen, dass der QMOKE Anteil im Vergleich im Vergleich zu LinMOKE Anteil und Originalmessung klein ist. Daher unterscheiden die beiden letzteren sich in diesem Fall nur wenig. Bei den Messungen der KERR-Elliptizität in c) und d) hingegen sind der QMOKE Anteil und der LinMOKE Anteil etwa gleich groß. Die Originalmessungen nehmen deshalb in diesem Fall gegenüber dem LinMOKE stark veränderte Formen an.

Betrachtet man die Verläufe der QMOKE Anteile so liegt in allen vier Fällen ein Ähnliches Verhalten vor. Wenn das äußere Magnetfeld reduziert wird, erhöht sich der Messwert langsam. kurz nach dem Umpolen erfolgt ein starker Abfall durch einen Sprung. Dieser Messwert bleibt bei Erhöhung des Magnetfeldes zunächst relativ konstant bevor wieder ein Steiler Anstieg beginnt. Nachdem dieser abgeschlossen ist, fällt das Signal bis zum Erreichen der Sättigung langsam wieder ab. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Messungen liegen vor allem in der Amplitude und im Abstand der beiden starken Änderungen. Die Komponenten der Magnetisierung, aus denen sich der QMOKE zusammensetzt sollen für alle Messungen gleich sein. Es wird jetzt betrachtet was die Ursache dieser Unterschiede im QMOKE Anteil ist.

Die Amplitude ist in a) und b), wo das Signal Kalibriert ist etwa gleich. Zwischen c) und d) liegt ein deutlicher Unterschied vor. Allerdings sind die Skalen der beiden Messungen nicht gleich. Voran dies liegt wird bei der Betrachtung der LinMOKE Anteile in Kapitel 6.1.4 genauer erläutert. Damit bleibt noch der Unterschied zwischen den Messungen des KERR-Winkels und der KERR-Elliptizität. Dies beruht darauf, dass $A_{s/p}$ und $B_{s/p}$ in den Gleichungen

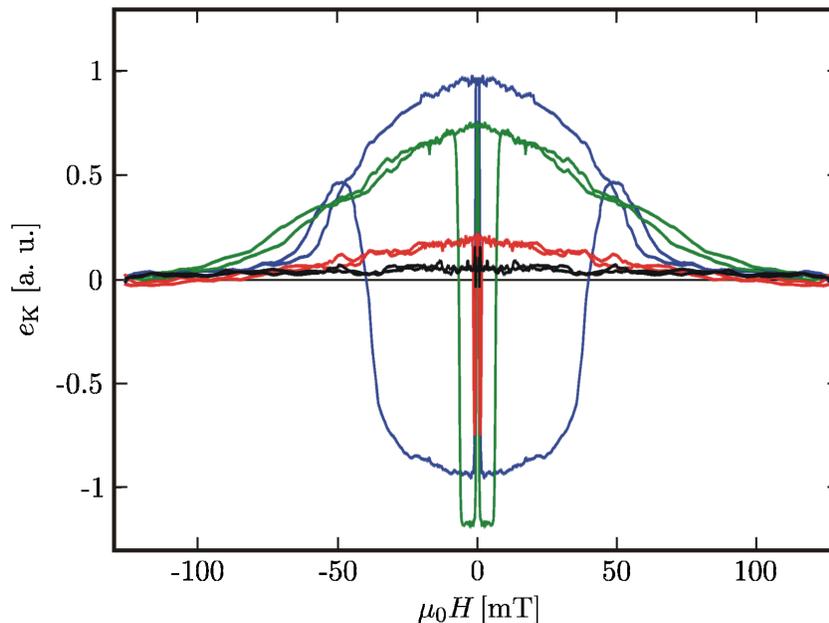


Abbildung 5.5: Darstellung der Änderung des QMOKE mit der Probendrehung. Gezeigt werden die Winkel 0° (blau), 5° (grün), 29° (rot) und 45° (schwarz) einer Messung mit parallel zur x-Achse liegendem Magnetfeld der *Fe 7nm Probe*. Messgröße ist die KERR-Elliptizität.

(2.28) und (2.29) komplexe Größen sind. Bei der Ermittlung des Messsignals wird aber für den KERR-Winkel der Realteil und bei der Ermittlung der KERR-Elliptizität der Imaginärteil des KERR-Effekts gemessen. Daher kann die Skalierung der einzelnen Anteile des Messsignals relativ zueinander sich für die beiden Messgrößen unterscheiden. Somit sind die Abweichungen in der Amplitude erklärt.

Wenn man die Messungen a) und c) betrachtet ist zu erkennen, dass der Abfall in des QMOKE Anteils mit dem Koerzitivfeld des LinMOKE-Anteils zusammenfällt. Dasselbe gilt in b) und d) für den steile Anstieg. Wenn man Messungen bei weiteren Winkel untersucht, stellt sich heraus, dass der Abstand die Breite der Stufe sehr stark vom Winkel der Probendrehung abhängig ist. Die Breitenunterschiede sind daher auf eine kleine Differenz im Winkel der Probendrehung zwischen den Messungen zurückzuführen.

In Abbildung 5.5 sind exemplarisch für einige Probendrehungen die QMOKE Anteile gezeigt. In magnetisch schwerer Richtung bei 0° (blau) liegt die oben diskutierte Form vor. Dreht man die Probe um 5° (grün) bleibt die grundlegende Form erhalten aber die Breite der Stufe verkleinert sich sehr deutlich. Ebenso ist der Anstieg nach verlassen der Sättigung nicht so stark, aber die Höhe der Stufe hat sich vergrößert. Bei einer drehung von 29° (rot) ist die Stufe zu einem Peak geworden, während der Anstieg nach der Sättigung weiter abflacht. In magnetisch leichter Richtung bei 45° (schwarz) ist der QMOKE Anteil nahezu null. Dreht man die Probe noch weiter Verläuft der eben beschriebene Prozess Rückwärts, jedoch mit negativem Vorzeichen. Bei Erreichen von 90° wechselt das Vorzeichen erneut und der es beginnt von vorne.

In der weiteren Arbeit werden die QMOKE Anteile nicht mehr betrachtet, da die Informationen über das Verhalten der Magnetisierung einfacher aus den linearen Anteilen zu ermitteln sind. Bei alle Magnetisierungskurven die in der weiteren Arbeit gezeigt werden ist der QMOKE Anteil bereits separiert worden und es handelt sich somit um LinMOKE Anteile.

6 Messergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse einiger Messungen gezeigt, die an den drei im Rahmen dieser Arbeit vermessenen Proben durchgeführt wurden. In Abschnitt 6.1 werden die Ergebnisse zur *Fe 7 nm auf MgO Probe* gezeigt und zusätzlich die Unterschiede zwischen Messungen des KERR-Winkels und der KERR-Elliptizität untersucht. Danach werden für die *Fe 4 nm auf MgO Probe* in Abschnitt 6.2 und für die *Fe 12 nm auf MgO Probe* in Abschnitt 6.3 nur noch Messungen des KERR-Winkels gezeigt.

6.1 Probe: Fe 7 nm auf MgO

In diesem Teil der Arbeit werden die Messungen vorgestellt die an der *Fe 7 nm auf MgO Probe* durchgeführt wurden. Die Messungen mit äußerem Magnetfeld parallel zur x-Achse befinden sich für den KERR-Winkel in Abschnitt 6.1.1 und für die KERR-Elliptizität in Abschnitt 6.1.2. Die Messungen mit äußerem Magnetfeld parallel zur y-Achse befinden sich für den KERR-Winkel in Abschnitt 6.1.3 und für die KERR-Elliptizität in Abschnitt 6.1.4. Anschließend werden die aus den Messergebnissen bestimmten Komponenten der Magnetisierung in Abschnitt 6.1.5 für den KERR-Winkel und in Abschnitt 6.1.6 für die KERR-Elliptizität gezeigt. Die ermittelten Unterschiede zwischen den beiden Messgrößen werden in Abschnitt 6.1.7 zusammengefasst. Für den KERR-Winkel wird in Abschnitt 6.1.8 zum Abschluss das Verhalten des Magnetisierungsvektors ermittelt.

6.1.1 Messung des KERR-Winkels der M_{1+3} -Komponente

Als erstes werden Messungen betrachtet, bei denen das äußere Magnetfeld parallel zur x-Achse ausgerichtet ist, so dass der LMOKE der M_1 -Komponente und der PMOKE der M_3 -Komponente gemessen werden. Zusammengefasst wird dies im folgenden als M_{1+3} -Komponente bezeichnet. Gemessen wird für jede Probendrehung einmal mit linear senkrecht und einmal mit linear parallel polarisiertem einfallendem Licht.

Der im Folgenden zur Angabe der Probendrehungen verwendete Winkel α entspricht der Drehung, die am Schrittmotor abgelesen werden kann. Die [100] MgO Richtung ist optimalerweise bei $\alpha=0^\circ$ parallel zur x-Achse. Es ist möglich, dass hier eine Abweichung um einen kleinen Winkel vorliegt, dieser würde sich dann bei allen Messungen mit dem Aufbau gleich auswirken. Da vor Auswertung der Messungen nicht klar ist, ob eine solche Abweichung vorliegt, wird sie zunächst als null angenommen. Die für Fe auf MgO erwarteten magnetisch leichten Richtungen liegen damit bei 45° , 135° , 225° und 315° und die magnetisch schweren Richtungen bei 0° , 90° , 180° , 270° . Ob hierbei aufgrund des Winkels α ein Fehler auftritt wird in Kapitel 7.2 diskutiert.

Die aus den aufgenommen Kurven ermittelten LinMOKE Anteile sind für linear senkrecht (blau) und linear parallel (rot) polarisiertes einfallendes Licht für die Winkel 315° , 274° und 269° in Abbildung 6.1 a) bis c) dargestellt. Bei diesen handelt es sich um eine magnetisch leichte, mittelschwere und eine schwere Richtung. Somit kann das winkelabhängige Verhalten an diesen exemplarisch untersucht werden.

Um für die weiteren Verrechnungen die Auswirkungen des Einfallswinkels zu minimieren, werden die Kurven für die beiden Polarisationen des einfallenden Lichts so reskaliert, dass sie dieselbe Spanne zwischen den Sättigungswerten aufweisen. Für alle Messungen gilt, dass

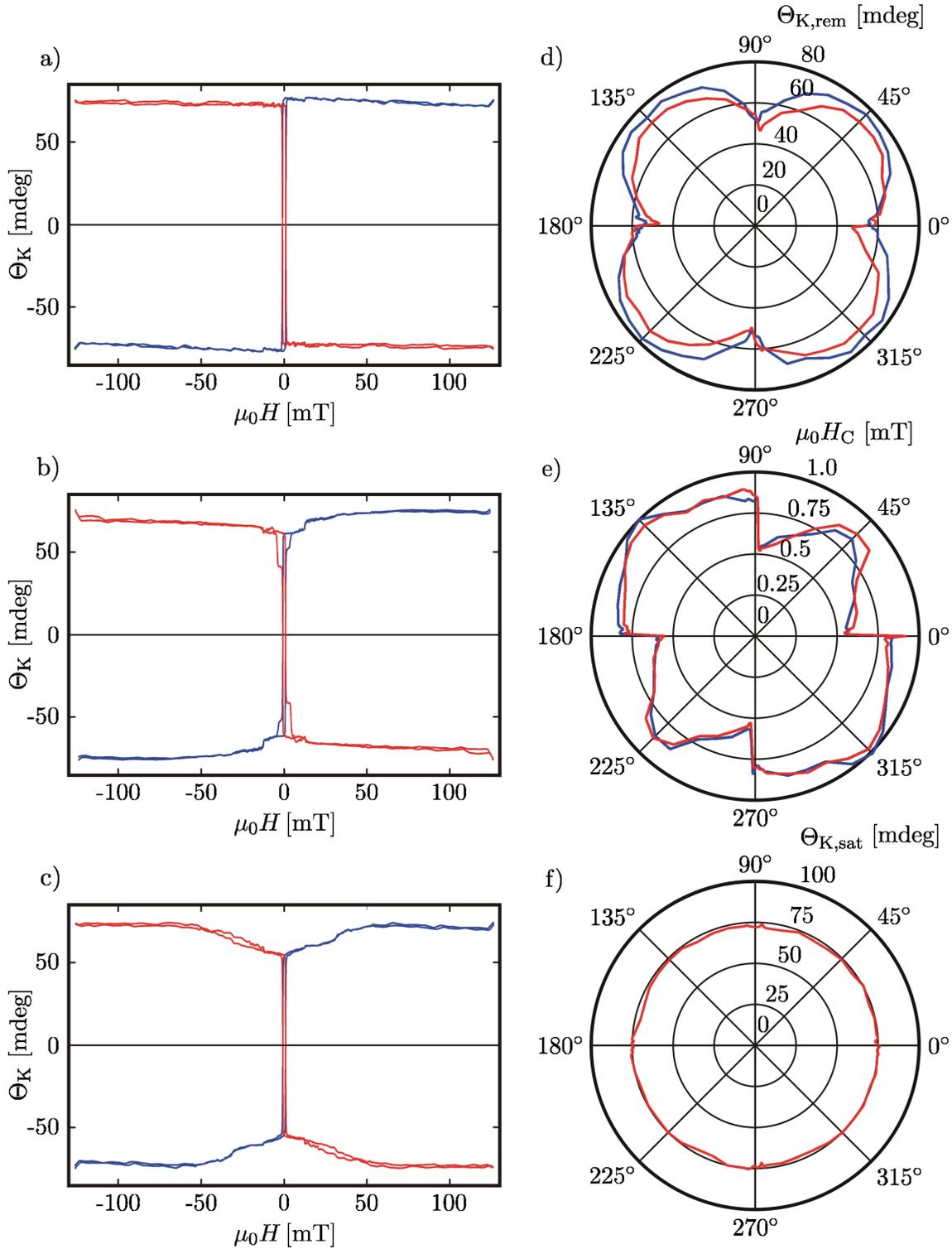


Abbildung 6.1: Messungen des KERR-Winkels des LinMOKE Anteils der M_{1+3} -Komponente an der $Fe\ 7nm$ Probe für linear senkrecht (blau) / parallel (rot) polarisiertes einfallendes Licht. Magnetisierungskurven für a) 315° , b) 274° und c) 269° . Polarplots der Remanenz d), des Koerzitivfeldes e) und des KERR-Winkels in der Sättigung f).

die Magnetisierungskurven ein entgegengesetztes Verhalten zeigen, wenn man die Polarisation des einfallenden Lichts wechselt. Wenn darüber hinaus weitere Unterschiede vorliegen, werden diese bei den einzelnen Kurven aufgeführt. Wenn bei den Erläuterungen zu den einzelnen Kurven von ansteigenden oder abfallenden Messwerten gesprochen wird, bezieht sich dies, wenn nicht anders erwähnt, auf den Betrag des Messwertes, da somit das Verhalten für beide Laufrichtungen berücksichtigt ist.

- **Messung bei 315° (magnetisch leichte Richtung)**

Am Verlauf der Magnetisierungskurven erkennt man, dass der KERR-Winkel nach Erreichen der Sättigung auch ohne äußeres Magnetfeld konstant bleibt, womit die Remanenz etwa der Sättigung entspricht. Bei Erreichen des Koerzitivfelds erfolgt ein Umschlagen in die entgegengesetzte Sättigung. Bei der Magnetisierungskurve für linear senkrecht polarisiertes einfallendes Licht erfolgt sofort nach Verlassen der Sättigung ein kleiner Abfall. Danach steigt der gemessene KERR-Winkel wieder an und überschreitet dabei auch leicht den Wert der Sättigung.

- **Messung bei 274° (magnetisch mittelschwere Richtung)**

Im Vergleich zur leichten Richtung erkennt man, dass der KERR-Winkel ab dem Unterschreiten eines bestimmten äußeren Magnetfelds kleiner zu werden beginnt. Während dieser Abnahme erfolgt zwischenzeitlich ein kleiner Sprung. Bei Erreichen des Koerzitivfelds erfolgt ein Umschlagen in die entgegengesetzte Richtung. Mit zunehmendem äußeren Magnetfeld erhöht sich der gemessene KERR-Winkel wieder, wobei noch zwei kleine Sprünge auftreten. Nach diesen steigt er kontinuierlich weiter bis die Sättigung erreicht wird. Für die beiden Polarisationen des einfallenden Lichts unterscheidet sich die Größe der einzelnen Sprünge. Bei der Magnetisierungskurve für linear senkrecht polarisiertes einfallendes Licht fällt der gemessene KERR-Winkel sofort nach Verlassen der Sättigung leicht ab, dafür ist der folgende Abfall weniger ausgeprägt.

- **Messung bei 269° (magnetisch schwere Richtung)**

Nach verlassen der Sättigung beginnt sich der gemessene KERR-Winkel ab einem bestimmten äußeren Magnetfeld zu reduzieren. Der Rückgang ist dabei stärker als bei 274°, wodurch auch die Remanenz abnimmt. Der Umschlag erfolgt in einem Sprung bei Erreichen des Koerzitivfelds. Für linear parallel polarisiertes einfallendes Licht ist eine Abweichung zwischen den beiden Laufrichtungen für den Bereich des langsamen Verringerns/Anwachsens zu erkennen. Für linear senkrecht polarisiertes einfallendes Licht zeigt sich wie bei der Magnetisierungskurve bei 315° nach Verlassen der Sättigung ein kleiner Abfall mit folgendem Anstieg.

Aus den Magnetisierungskurven werden für alle gemessenen Probendrehungen die Remanenz, das Koerzitivfeld und die Sättigung ermittelt. Zusammengefasst ergeben sich aus diesen Messwerten die in Abbildung 6.1 d) bis f) dargestellten Polarplots. In den magnetisch schweren Richtungen werden die Messungen im Abstand von jeweils 1° durchgeführt um eine gute

Auflösung zu erhalten. In den magnetisch leichten Richtungen beträgt der Abstand der Messungen 8° , da dort die Kenngrößen nicht so stark winkelabhängig wie in den magnetisch schweren Richtungen sind.

- **Polarplot der Remanenz**

Im Polarplot ist eine vierzählige Struktur zu erkennen. Die Remanenz ist im Bereich der magnetisch leichten Richtungen für 45° , 135° , 225° und 315° maximal. Jeweils im Bereich der magnetisch schweren Richtungen bei 0° , 90° , 180° und 270° ist die Remanenz minimal. Die genau Lage der Minima unterscheidet sich für die beiden Polarisierungen des einfallenden Lichts zum Teil. Außerdem ist die Remanenz für linear senkrecht polarisiertes einfallendes Licht etwas größer als für parallel polarisiertes.

- **Polarplot des Koerzitivfelds**

Im Polarplot ist eine vierzählige Struktur zu erkennen, die von einer zweizähligen überlagert ist. Im Bereich der leichten Richtungen hat das Koerzitivfeld jeweils ein lokales Maximum. Im Bereich der schweren Richtungen gibt es einen Sprung im gemessenen Koerzitivfeld. Zum Teil ist an diesem Sprung auch noch ein scharfer Peak zu erkennen. Für die beiden Polarisierungen des einfallenden Lichts unterscheidet sich der Polarplot kaum.

- **Polarplot der Sättigung**

Der Polarplot des KERR-Winkels in der Sättigung ist nahezu konstant. Außerdem ist der Kreis auch geschlossen. Daraus folgt, dass das Messsignal über die Messzeit von 40h hinweg konstant geblieben ist. Es ergibt sich im Durchschnitt ein KERR-Winkel für die Sättigung von 74 mdeg . Für die beiden Polarisierungen des einfallenden Lichts zeigt sich kein Unterschied, da die Sättigungswerte bei der Reskalierung aneinander angepasst wurden. Daher stellt der Messwert eine Mittelung für die beiden Polarisierungen da.

6.1.2 Messung der KERR-Elliptizität der M_{1+3} -Komponente

Zum Vergleich mit den eben betrachteten Messungen werden jetzt Magnetisierungskurven für die KERR-Elliptizität mit denselben Parametern untersucht. Die LinMOKE Anteile sind für die Winkel 315° , 274° und 269° in Abbildung 6.2 a) bis c) dargestellt. Die Kurven sind so skaliert worden, dass die Sättigung bei 1 liegt.

Wenn man die Magnetisierungskurven für KERR-Winkel und KERR-Elliptizität vergleicht, stellt man fest, dass sie sehr ähnlich verlaufen. Der bedeutendste Unterschied liegt in dem Signal zu Rausch Verhältnis, welches für die KERR-Elliptizität deutlich schlechter ist. Daher sind die kleineren Sprünge, die für den KERR-Winkel zum Teil zu erkennen waren, nicht mehr auflösbar.

Die Polarplots für die KERR-Elliptizität sind in Abbildung 6.2 d) bis f) dargestellt. Der Polarplot der Remanenz weist dieselbe Form auf wie beim KERR-Winkel, hat aber ein schlechteres

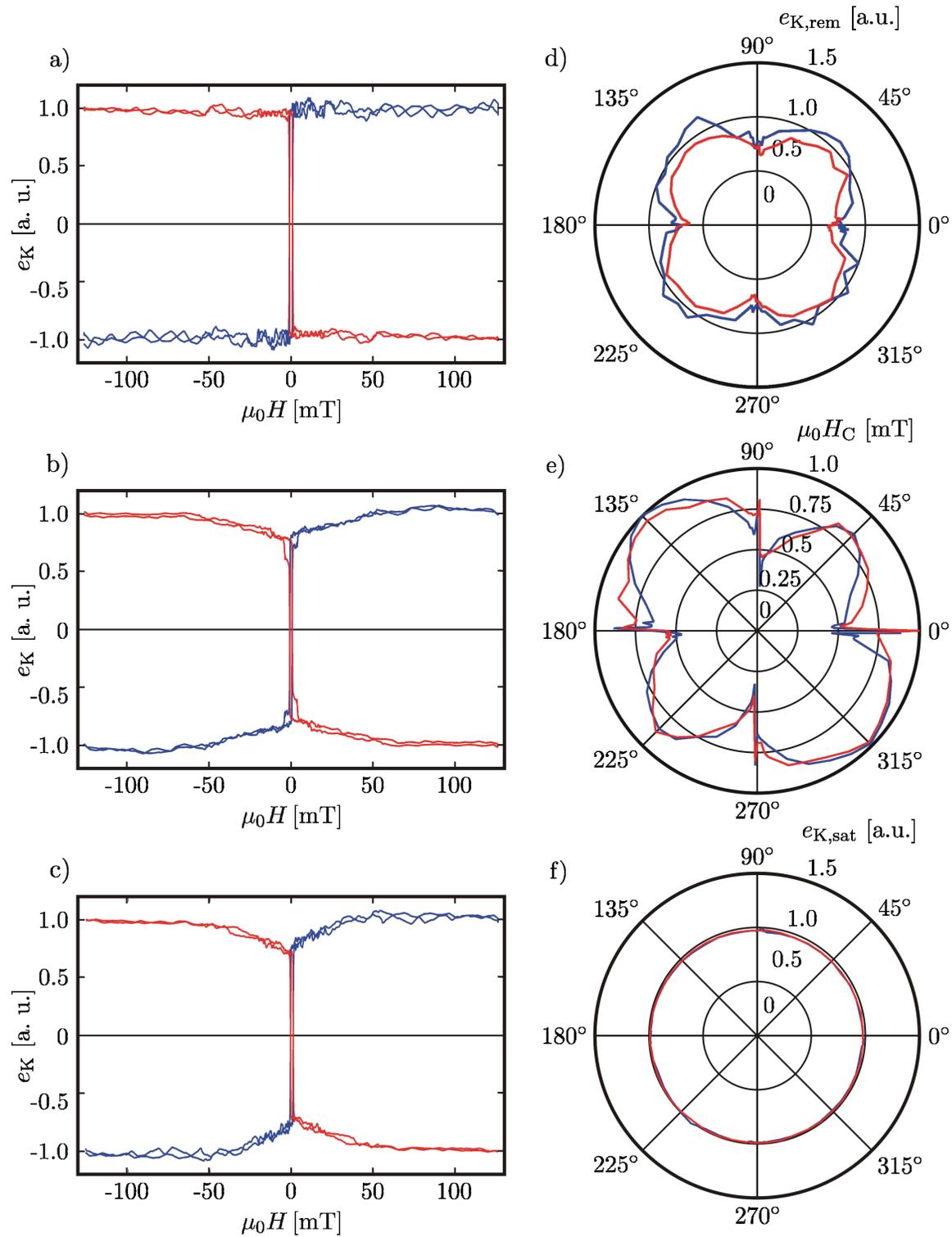


Abbildung 6.2: Messungen der KERR-Elliptizität des LinMOKE Anteils der M_{1+3} -Komponente an der Fe 7nm Probe für linear senkrecht (blau) / parallel (rot) polarisiertes einfallendes Licht. Magnetisierungskurven für a) 315° , b) 274° und c) 269° . Polarplots der Remanenz d), des Koerzitivfeldes e) und der KERR-Elliptizität in der Sättigung f).

Signal zu Rausch Verhältnis. Es fällt auf, dass die Remanenz zum Teil deutlich über der Sättigung von 1 liegt.

Der Polarplot des Koerzitivfeldes stimmt zwischen KERR-Elliptizität und KERR-Winkel sehr gut überein. Bei der KERR-Elliptizität sind die Peaks sogar bei allen Sprüngen deutlich zu erkennen. Das Koerzitivfeld wird durch das Rauschen kaum beeinflusst, weil die Anstiege so steil sind.

Der Polarplot der KERR-Elliptizität in der Sättigung ist nur der Vollständigkeit halber aufgeführt. Die Sättigung muss immer nahe 1 sein, da die Kurven zu Beginn entsprechend reskaliert werden. Abweichungen von diesem Wert treten nur auf, da bei der Ermittlung der Sättigung eine größere Anzahl an Messpunkte berücksichtigt wird. Daher kann diese Kurve im Gegensatz zu der beim KERR-Winkel auch nicht als Kontrolle für die Signalstabilität genutzt werden.

6.1.3 Messung des KERR-Winkels der M_{2+3} -Komponente

Als nächstes werden Messungen betrachtet, bei denen das äußere Magnetfeld parallel zur y-Achse ausgerichtet ist, so dass der LMOKE der M_2 -Komponente und der PMOKE der M_3 -Komponente gemessen werden. Zusammengefasst wird dies im folgenden als M_{2+3} -Komponente bezeichnet. Die sonstigen Parameter bleiben gleich. Um die zu den bisher gezeigten Messungen passenden Magnetisierungskurven zu erhalten, müssen die betrachteten Winkel jeweils um 90° erhöht werden. Damit die Daten für die weitere Verarbeitung konsistent bleiben, müssen die Magnetisierungskurven der M_{2+3} -Komponente mit demselben Faktor reskaliert werden wie die Magnetisierungskurven der M_{1+3} -Komponente mit gleicher Polarisation des einfallenden Lichts und -90° im Winkel.

Die ermittelten LinMOKE Anteile sind für linear senkrecht (blau) und linear parallel (rot) polarisiertes einfallendes Licht für die Winkel 45° , 4° und 359° in Abbildung 6.3 a) bis c) dargestellt. Auch bei der M_{2+3} -Komponente zeigen die Magnetisierungskurven für die beiden Polarisationen des einfallenden Lichts ein entgegengesetztes Verhalten.

- **Messung bei 45° (magnetisch leichte Richtung)**

Wie aus der Magnetisierungskurven zu erkennen ist, wird über den gesamten Verlauf nur ein sehr kleiner KERR-Winkel gemessen. Wenn das äußere Magnetfeld die Koerzitivfeldstärke erreicht, ist ein kleiner Sprung mit Vorzeichenwechsel zu erkennen. Für linear parallel polarisiertes einfallendes Licht sind Messwerte etwas höher als für linear senkrecht polarisiertes.

- **Messung bei 4° (magnetisch mittelschwere Richtung)**

Der Verlauf der Magnetisierungskurven beginnt für das maximale äußere Magnetfeld bei einem kleinen gemessenen KERR-Winkel. Mit Abnahme des äußeren Magnetfelds steigt dieser an, bis nach dem Nulldurchgang zunächst ein kleiner Anstieg durch einen Sprung erfolgt. Wird das Gegenfeld weiter vergrößert, erfolgt beim Koerzitivfeld ein großer Sprung. Bei diesem ändert sich das Vorzeichen des gemessenen KERR-Winkels, während sein Betrag leicht abnimmt. Durch eine weitere Vergrößerung des Gegenfeldes

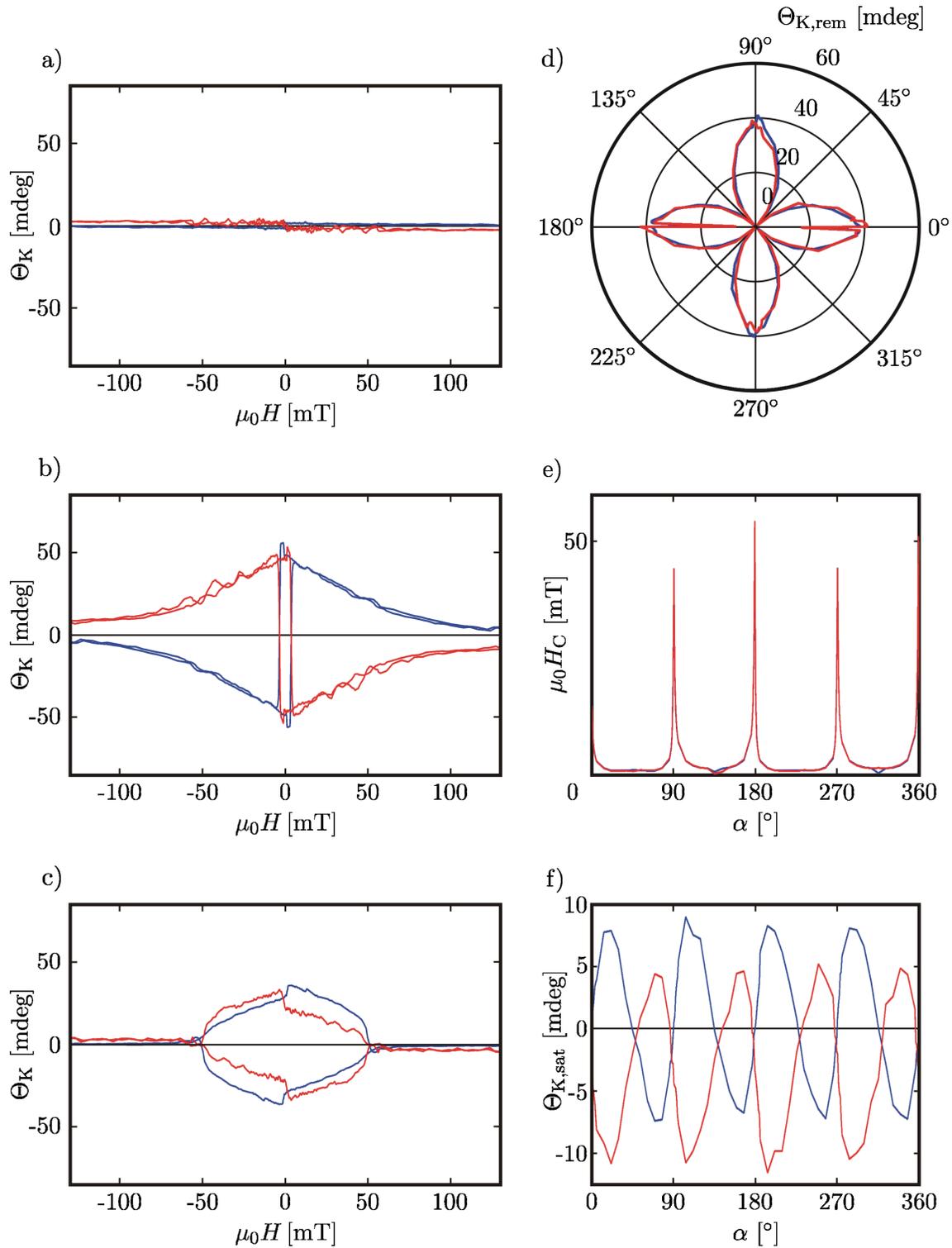


Abbildung 6.3: Messungen des KERR-Winkels des LinMOKE Anteils der M_{2+3} -Komponente an der Fe 7nm Probe für linear senkrecht (blau) / parallel (rot) polarisiertes einfallendes Licht. Magnetisierungskurven für a) 45° , b) 4° und c) 359° . Polarplot der Remanenz d). Plot des Koerzitivfeldes e) und des KERR-Winkels in der Sättigung f).

nähert sich der gemessene KERR-Winkel langsam der Null an ohne sie zu erreichen. Im Gegensatz zu den bisher betrachteten Kurven gibt es bei diesen keinen großen Bereich konstanter Sättigung. Für linear parallel polarisiertes einfallendes Licht ergibt sich beim maximalen Magnetfeld ein größerer Betrag für den KERR-Winkel als bei linear senkrecht polarisiertem einfallenden Licht.

- **Messung bei 359° (magnetisch schwere Richtung)**

Die Magnetisierungskurve beginnt mit einem Sättigungsbereich, in dem der gemessene KERR-Winkel nahezu Null ist. Ab dem Unterschreiten eines bestimmten äußeren Magnetfelds beginnt dieser anzusteigen. Wie bei der Magnetisierungskurve für 4° erfolgt kurz nach dem Umpolen des äußeren Magnetfelds ein kleiner Anstieg mit einem Sprung. Danach kommt es jedoch nicht zu einem weiteren Sprung, sondern der gemessene KERR-Winkel geht langsam bis auf die Sättigung nahe Null zurück. Die Messwerte für linear parallel polarisiertes einfallendes Licht sind etwas kleiner als die für linear senkrecht polarisiertes, nur in der Sättigung liegt der umgekehrte Fall vor.

Zusätzlich zeigen die Magnetisierungskurven für die M_{2+3} -Komponente noch ein weiteres Verhalten, das nicht aus den dargestellten Beispielen allein hervorgeht. Denn in Intervallen von 45° erfolgt ein Wechsel im Verlauf der Magnetisierungskurven. Die dargestellten Magnetisierungskurven für 359° und 45° entsprechen dabei den Grenzen zwischen diesen Bereichen. Betrachtet man Abbildung 6.3 c) als Ausgangslage, verändert sich die Form der Magnetisierungskurven mit zunehmendem Winkel über 6.3 b) hin zu 6.3 a). Bei weiter ansteigendem Winkel läuft dieser Prozess rückwärts ab, wobei jedoch die Vorzeichen für die beiden Polarisationsrichtungen vertauscht sind. Sobald die Form wieder ähnlich zu 6.3 c) ist, wechselt das Vorzeichen erneut und es beginnt von vorne.

Aus den Magnetisierungskurven für die M_{2+3} -Komponente werden ebenfalls winkelabhängige Darstellungen erzeugt. Bei der Remanenz wird ebenfalls ein Polarplot verwendet, der in Abbildung 6.1 d) zu sehen ist. Für das Koerzitivfeld und die Sättigung werden kartesische Darstellungen gewählt, weil in diesen die charakteristischen Verläufe besser zu erkennen sind. Zu sehen sind diese in den Abbildungen 6.1 e) und f).

- **Polarplot der Remanenz**

Im Polarplot ist eine vierzählige Struktur zu erkennen. Die Remanenz ist im Bereich der magnetisch leichten Richtungen bei 45°, 135°, 225° und 315° minimal und annähernd null. Je weiter eine Richtung von diesen entfernt ist, desto höher ist die Remanenz, so dass sie im Bereich der magnetisch schweren Richtungen maximal ist. Für die Messungen bei 179° und 359° liegt eine Abweichung von diesem Verhalten vor. Dort bricht die Remanenz für eine einzelne Messung ein. Für die anderen beiden magnetisch schweren Richtungen liegt dieses Verhalten nicht vor. Für die beiden Polarisierungen des einfallenden Lichts ergibt sich im Polarplot nahezu kein Unterschied.

- **Kartesischer Plot des Koerzitivfelds**

In der Grafik ist deutlich zu erkennen, dass das Koerzitivfeld in der Nähe der magnetisch schweren Richtungen scharfe Peaks aufweist. Die Maxima liegen bei 90° , 179° , 270° und 359° . Damit ergeben sich zwischen den Peaks schmalere und breitere Bereiche. Der Verlauf zwischen den Peaks ist in den Bereichen gleicher Breite jeweils sehr ähnlich, unterscheidet sich aber von dem mit der anderen Breite. Die breiteren Bereiche sind flacher und der Anstieg zum Peak ist steiler als bei den schmaleren Bereichen. Zum Teil gibt es in der Mitte der flachen Bereiche nochmals einen punktuellen Abfall. Dieser entsteht aufgrund des Rauschens, das bei den sehr flachen Magnetisierungskurven wie der für 45° einen falschen Messwert erzeugen kann. Für die beiden Polarisierungen des einfallenden Lichts ergibt sich im Polarplot wie bei der Remanenz nahezu kein Unterschied.

- **Kartesischer Plot der Sättigung**

Die sich für die Sättigung ergebenden Verläufe weisen Ähnlichkeiten zu Sinuskurven mit einer Periodizität von 90° auf. Allerdings ist jeweils eine der Flanken steiler als die andere und die Mitte zwischen Maximum und Minimum liegt nicht bei null. Insgesamt zeigt sich auch hier eine vierzählige Symmetrie. Die Kurven für die beiden Polarisierungen des einfallenden Lichts haben ein unterschiedliches Vorzeichen und einen unterschiedlichen konstanten Anteil.

6.1.4 Messung des KERR-Elliptizität der M_{2+3} -Komponente

Auch für die M_{2+3} -Komponente werden zum Vergleich Messungen der KERR-Elliptizität betrachtet. Die LinMOKE Anteile dieser Messungen sind für die Winkel 45° , 4° und 359° in Abbildung 6.4 a) bis c) dargestellt.

Die Magnetisierungskurven wurden nach demselben Prinzip reskaliert, das auch beim KERR-Winkel verwendet wurde. Trotzdem haben die Magnetisierungskurven damit nicht dieselbe Skalierung wie die von der M_{1+3} -Komponente gemessenen. Denn um das Signal zu Rausch Verhältnis zu verbessern, werden zwischen diesen Messungen die Retardierung und die Phase zwischen Messsignal und Referenzsignal verändert. Daher sind die erhaltenen Signale nicht mehr vergleichbar. Dieser Unterschied tritt in schwächerer Form auch zwischen den Messungen für die beiden Polarisierungen des einfallenden Lichts auf, da auch hier die Einstellungen leicht verändert wurden.

Wenn man die Einstellungen bei allen Messungen für M_{1+3} - und M_{2+3} -Komponente gleich wählen würde, wären zwar die Skalen vergleichbar, aber dafür das Signal zu Rausch Verhältnis deutlich schlechter. Da diese Messungen, wie in Abbildung 6.4 a) bis c) zu erkennen ist, selbst bei optimierten Einstellungen bereits mit einem starken Rauschen behaftet sind, wäre bei anderen Einstellungen kaum noch eine sinnvolle Messung möglich.

Die Magnetisierungskurven sind vom Verlauf her ähnlich zu den für den KERR-Winkel gemessenen. Durch das starke Rauschen sind die kleinen Sprünge, die in Abbildung 6.3 a) bis c) auftreten, in Abbildung 6.4 a) bis c) nicht mehr auflösbar. In b) und c) ist zu erkennen, dass die gemessenen KERR-Elliptizitäten für linear parallel polarisiertes einfallendes Licht größer sind als für linear senkrecht polarisiertes. Diese Differenz beruht auf den oben erwähnten unterschiedlichen Einstellungen.

In dem in Abbildung 6.3 d) dargestellten Polarplot der Remanenz ist diese Differenz ebenfalls

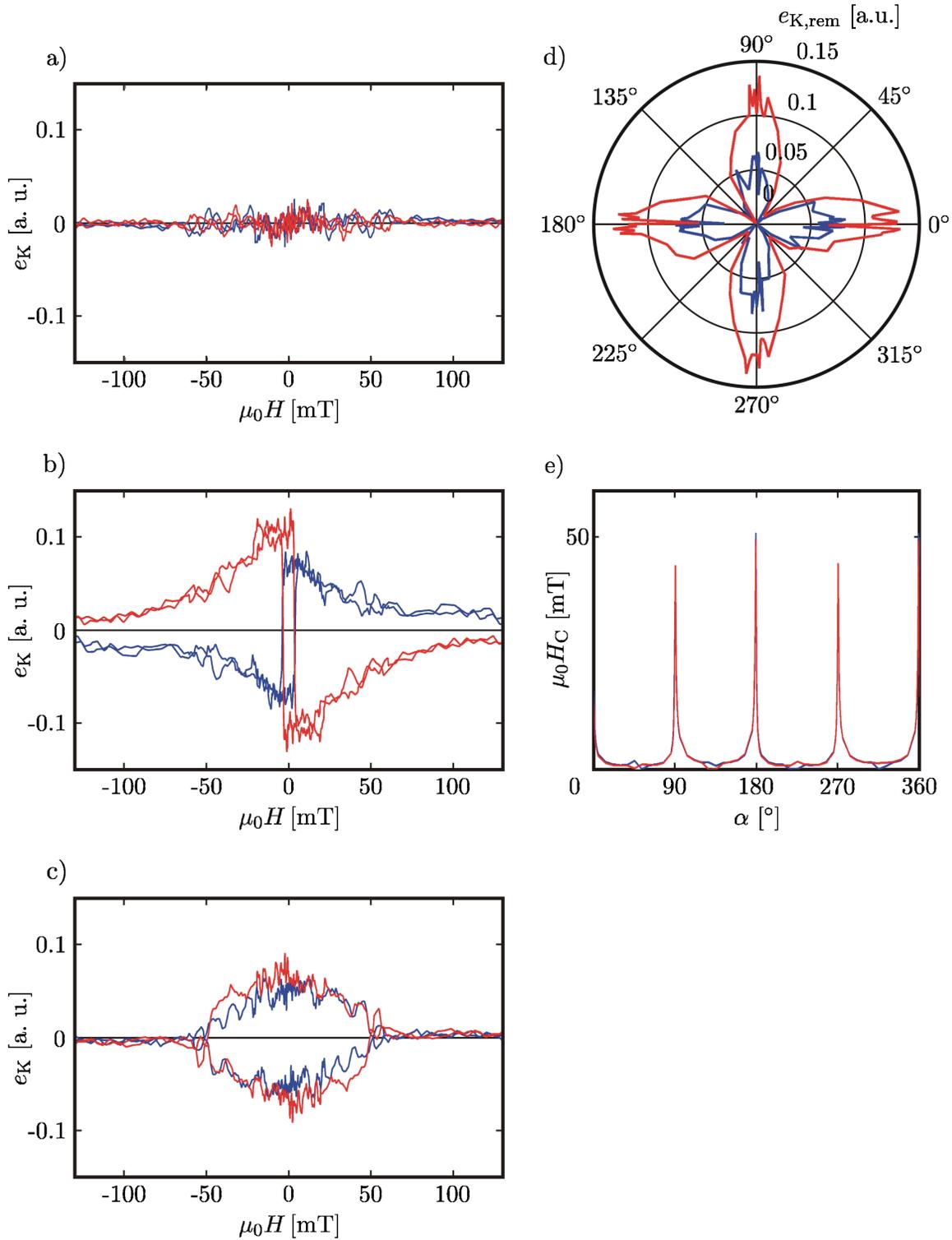


Abbildung 6.4: Messungen der KERR-Elliptizität des LinMOKE Anteils der M_{2+3} -Komponente an der Fe 7nm Probe für linear senkrecht (blau) / parallel (rot) polarisiertes einfallendes Licht. Magnetisierungskurven für a) 45° , b) 4° und c) 359° . Polarplot der Remanenz d). Plot des Koerzitivfeldes e).

deutlich zu sehen. Die Form der Messung stimmt mit der für den KERR-Winkel ermittelten überein, jedoch ist das Rauschen auch im Polarplot vorhanden. Die Einbrüche bei 179° und 359° sind für linear parallel polarisiertes einfallendes Licht noch zu erkennen, während sie bei linear senkrecht polarisiertem einfallenden Licht nicht mehr klar vom Rauschen zu unterscheiden sind.

Bei dem in Abbildung 6.3 e) dargestellten kartesischen Plot der Koerzitivfelder gibt es fast keinen Unterschied zu dem für den KERR-Winkel ermittelten, lediglich die Höhe der Peaks ist etwas geringer. Der Grund hierfür ist wiederum das Rauschen. Für die Ermittlung des Koerzitivfeldes wird der erste Punkt herangezogen, an dem die gemessene KERR-Elliptizität nach dem Umpolen null wird. Da die Magnetisierungskurven, die zu den Maxima gehören, eine Form ähnlich zu der von 6.3 c) aufweisen, gibt es dort keinen großen Sprung, an dem das Koerzitivfeld ermittelt wird, sondern ein flaches Auslaufen. Das Koerzitivfeld wird an der Stelle bestimmt, an der das Rauschen das erste Mal den Wert null liefert und somit früher als es ohne Rauschen der Fall wäre.

Auf eine Darstellung der Sättigung wird für die KERR-Elliptizität vollständig verzichtet, da die Messwerte in der Größenordnung des Rauschens liegen und somit nicht sinnvoll messbar sind.

6.1.5 Vergleich von M_1 -, M_2 - und M_3 -Komponente des KERR-Winkels

Aus den Magnetisierungskurven für die beiden Polarisationsrichtungen des einfallenden Lichts kann nach Gleichung (2.47) der LMOKE Anteil bestimmt werden, der nur noch einen Rest des PMOKE Anteils enthält. Durch Anwendung von Gleichung (2.46) kann der PMOKE Anteil bestimmt werden.

Durch die Verechnung wird auch das Rauschen verringert, da sich die Anzahl der Messreihen, die in die Resultate einfließen, verdoppelt. In Abbildung 6.5 a) bis c) sind die auf diesem Weg errechneten M_1 -Komponenten für die Winkel 315° , 274° und 269° , die dazu gehörenden M_2 -Komponenten für die Winkel 45° , 4° und 359° und die M_3 -Komponenten für die Winkel 315° , 274° und 269° dargestellt.

- **Komponenten bei $315^\circ/45^\circ$ (magnetisch leichte Richtung)**

Nach der Verrechnung ist die M_2 -Komponente für den ganzen Verlauf nahezu null und der kleine Sprung ist nicht mehr zu erkennen. Die M_3 -Komponente ist in der Sättigung Null und zeigt einen schwachen Anstieg bis zum Koerzitivfeld der M_1 -Komponente, wo ein Sprung zum entgegengesetzten Vorzeichen stattfindet. Anschließend fällt sie wieder langsam ab bis die Sättigung erreicht ist. Bei der M_1 -Komponente ist der Anstieg, der beim LinMOKE nach verlassen der Sättigung zu erkennen war beinahe verschwunden.

- **Komponenten bei $274^\circ/4^\circ$ (magnetisch mittelschwere Richtung)**

Die Stufenhöhen der M_1 -Komponente bilden nun den Mittelwert aus den beiden beim LinMOKE vorliegenden Fällen. Die M_3 -Komponente ist in der Sättigung klein. mit nachlassendem Magnetfeld steigt sie leicht an und bleibt dann fast konstant. Bei Unterschreiten eines bestimmten Feldes fällt sie mit einem Sprung auf null ab. Beim Koer-

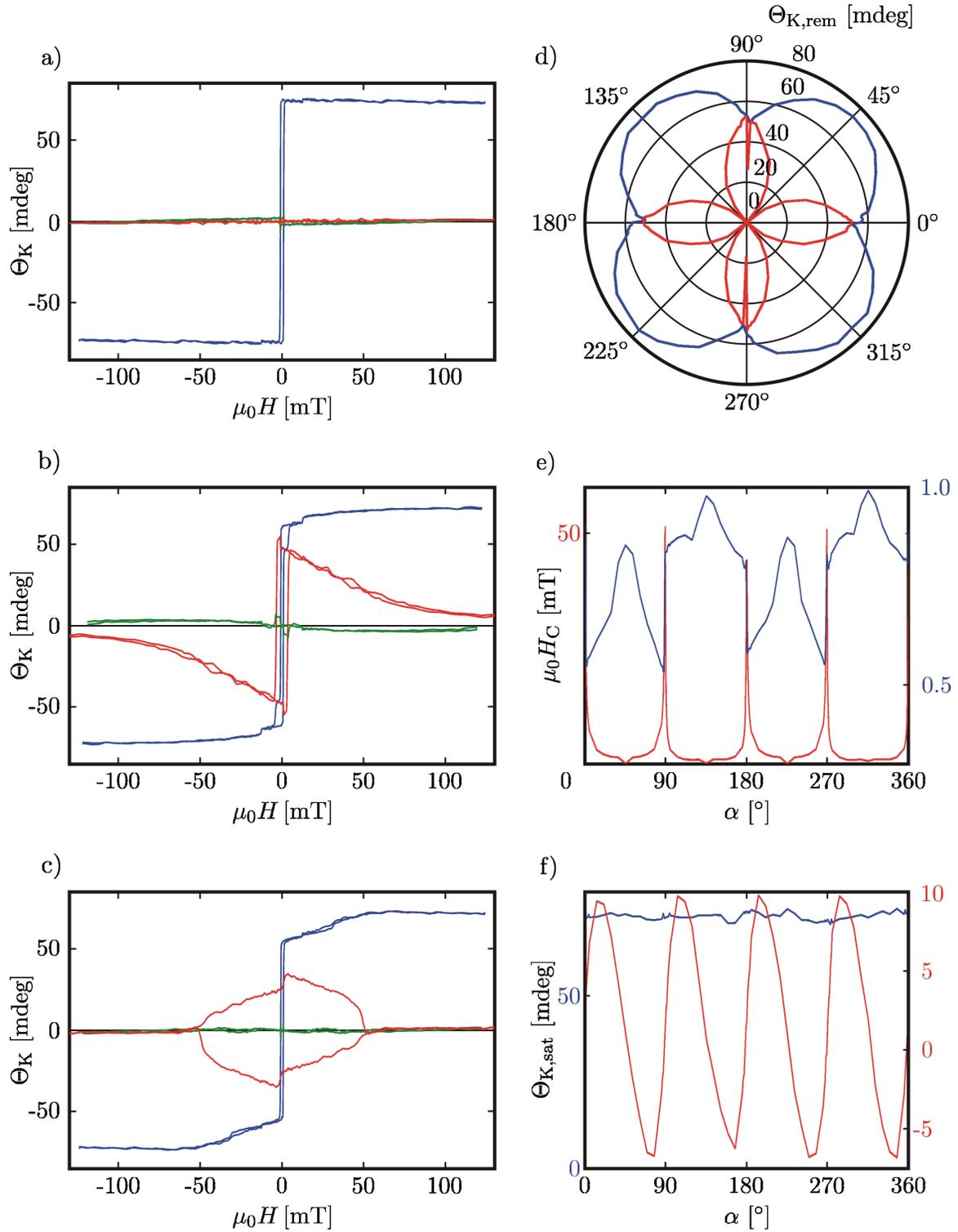


Abbildung 6.5: Errechneter KERR-Winkel für die M_1 - (blau), M_2 - (rot) und M_3 -Komponente (grün) der $Fe\ 7nm$ Probe. Magnetisierungskurven a) 315° für M_1 und M_3 ; 45° für M_2 , b) 274° für M_1 und M_3 ; 4° für M_2 , c) 269° für M_1 und M_3 ; 359° für M_2 . Polarplot der Remanenz d). Plot des Koerzitivfeldes e) und des KERR-Winkels in der Sättigung f). Getrennte Skalen in e) und f).

zitivfeld der M_1 -Komponente steigt sie durch einen Sprung an und bleibt auf diesem Niveau, bis sie beim Koerzitivfeld der M_1 -Komponente auf null zurückspringt.

Aus den Magnetisierungskurven ist zu erkennen, dass die Sprünge in den verschiedenen Komponenten immer gleichzeitig stattfinden. Beim Koerzitivfeld der M_1 -Komponente liegen in der M_2 - und M_3 -Komponente Sprünge vor. Ebenso finden beim Koerzitivfeld der M_2 -Komponente kleine Sprünge in der M_1 - und M_3 -Komponente statt. Und auch die dritten Sprünge in der M_1 - und M_3 -Komponente befinden bei demselben äußeren Magnetfeld.

- **Komponenten bei 269°/359° (magnetisch schwere Richtung)**

Wie bei den vorherigen Kurven stimmen Koerzitivfeld der M_1 -Komponente und kleiner Sprung in der M_2 -Komponente überein. Zusätzlich ist zu erkennen, dass die M_1 - und M_2 -Komponente bei denselben äußeren Magnetfeldern die Sättigung verlassen und wieder erreichen. Die M_3 -Komponente ist durchgehend sehr klein und weist keine Sprünge auf. Allerdings gibt es leichte Erhöhungen, die in den Bereichen liegen, in denen sich bei der M_1 -Komponente am kontinuierlichen Anstieg die beiden Laufrichtungen unterscheiden.

In Abbildung 6.5 d) sind die Remanenzen der M_1 - und M_2 -Komponente als Polarplot dargestellt. In Abbildung 6.5 e) und f) befinden sich kartesische Darstellungen des Koerzitivfeldes und der Remanenz. In allen drei Grafiken wurden die Winkel der M_2 -Komponenten um 90° verschoben, damit die zueinander gehörigen Messungen bei denselben Winkeln liegen.

- **Polarplot der Remanenz**

Durch die Verrechnung hat sich die Form der Kurven noch verdeutlicht und das Rauschen wurde verringert. Durch Berücksichtigung der Winkelverschiebung von 90° liegen die Einbrüche der Remanenz der M_2 -Komponente jetzt bei 89° und 269°. Die Minima der M_1 -Komponente liegen bei 88°, 179°, 268° und 359°. Damit sind auch hier unterschiedliche Abstände vorhanden. Außerdem ist auffällig, dass im Bereich der Minima der M_1 -Komponente die Remanenz der beiden Komponenten etwa gleich ist. Betrachtet man den gesamten Polarplot lassen sich vier Kreise erkennen, die je zur Hälfte von M_1 - und M_2 -Komponente gebildet werden.

- **Kartesischer Plot des Koerzitivfelds**

Beim Koerzitivfeld der M_2 -Komponente hat sich durch die Verrechnung fast nichts verändert. Aufgrund der Winkelverschiebung von 90° liegen die Peaks jetzt bei 0°, 89°, 180° und 269°. Das Koerzitivfeld der M_1 -Komponente wird hier im Gegensatz zu vorher in kartesischen Koordinaten dargestellt. Die zu erkennenden Sprünge befinden sich zwischen 0° und 1°, 88° und 89°, 179° und 180° sowie 268° und 269°, womit sich die Peaks der M_2 -Komponente immer im Bereich der Sprünge befinden. Bei 0° und 269° weist auch die M_1 -Komponente Peaks auf. Ein weiterer sehr schwacher Peak ist bei 179° zu erkennen. Desweiteren ist zu erkennen, dass die Bereiche, in denen das Koerzitivfeld der M_1 -Komponente höher ist, den Bereichen mit größerer Breite zwischen den Peaks entsprechen.

- **Kartesischer Plot der Sättigung**

Die Form der Kurve für die Sättigung der M_2 -Komponente ist durch die Verrechnung noch einmal deutlicher geworden. Jedoch ist auch weiterhin ein Offset enthalten. Die Sättigung der M_1 -Komponente ist auch nach der Verrechnung fast konstant. Aus dem Vergleich der beiden Kurven ist keine Korrelation zu erkennen.

6.1.6 Vergleich von M_1 -, M_2 - und M_3 -Komponente der KERR-Elliptizität

Die für die KERR-Elliptizität ermittelten LinMOKE Anteile sind in Abbildung 6.6 a) bis c) dargestellt. Die Winkel sind dieselben wie beim KERR-Winkel. Der Verlauf der Magnetisierungskurven für die beiden Komponente unterscheidet sich kaum von dem bereits beim KERR-Winkel beschriebenen. Allerdings sind die kleineren Sprünge gar nicht oder nur schlecht zu erkennen. Der deutlichste Unterschied ist, dass die Magnetisierungskurven für die M_2 -Komponenten im Vergleich zu den M_1 -Komponenten sehr viel kleinere Messwerte aufweisen als dies beim KERR-Winkel der Fall ist. Der Grund dafür liegt in den oben aufgeführten Veränderungen zwischen den Messungen.

Deshalb ist für den Polarplot der Remanenz in Abbildung 6.6 d) die M_2 -Komponente um den Faktor sieben gestreckt. Durch die Verrechnung wurde das Rauschen so weit verringert, dass dieselbe Form erkennbar ist. Im Gegensatz zum KERR-Winkel ist es jedoch nicht möglich die Maxima und Minima eindeutig abzulesen.

In der kartesischen Darstellung des Koerzitivfeldes in Abbildung 6.6 e) sind für beide Komponenten deutliche Peaks zu erkennen. Für die M_2 -Komponente liegen diese bei 0° , 89° , 180° und 269° und für die M_1 -Komponente bei 0° , 89° , 179° und 269° . Dies ist übereinstimmend mit allen beim KERR-Winkel ermittelbaren Werten. Für den Peak bei $179^\circ/180^\circ$ gibt es damit einen Unterschied zwischen den beiden Komponenten.

Durch die Verrechnung wurde das Rauschen der M_2 -Komponente ausreichend reduziert, um die Sättigungswerte ablesen zu können. Zwar sind die Werte immer noch mit einem deutlichen Rauschen behaftet und die Amplitude schwankt, aber die grundlegende Form stimmt mit der beim KERR-Winkel ermittelten überein. Auch hier ist keine Korrelation zur Sättigung der M_1 -Komponente vorhanden, welche annähernd konstant ist.

6.1.7 Zusammenfassung zum Vergleich der beiden Messgrößen

Wie aus den gezeigten Messungen deutlich wird, erhält man für Messungen von KERR-Winkel und KERR-Elliptizität prinzipiell die gleichen Ergebnisse. Allerdings weisen die Messungen des KERR-Winkels ein deutlich besseres Signal zu Rausch Verhältnis auf, was auch für die durch Verrechnungen ermittelten Kurven und winkelabhängigen Darstellungen gilt. Die einzige Ausnahme sind die Messungen des Koerzitivfeldes der M_1 -Komponente. Diese weisen für die KERR-Elliptizität deutlichere Peaks auf als für den KERR-Winkel.

Der entscheidende Unterschied liegt jedoch darin, dass aufgrund der noch fehlenden Kalibrierung für die KERR-Elliptizität keine richtige Skalierung zwischen M_1 - und M_2 -Komponente möglich ist. Daher kann aus diesen Messungen weder die Länge noch die Richtung des Magnetisierungsvektors bestimmt werden.

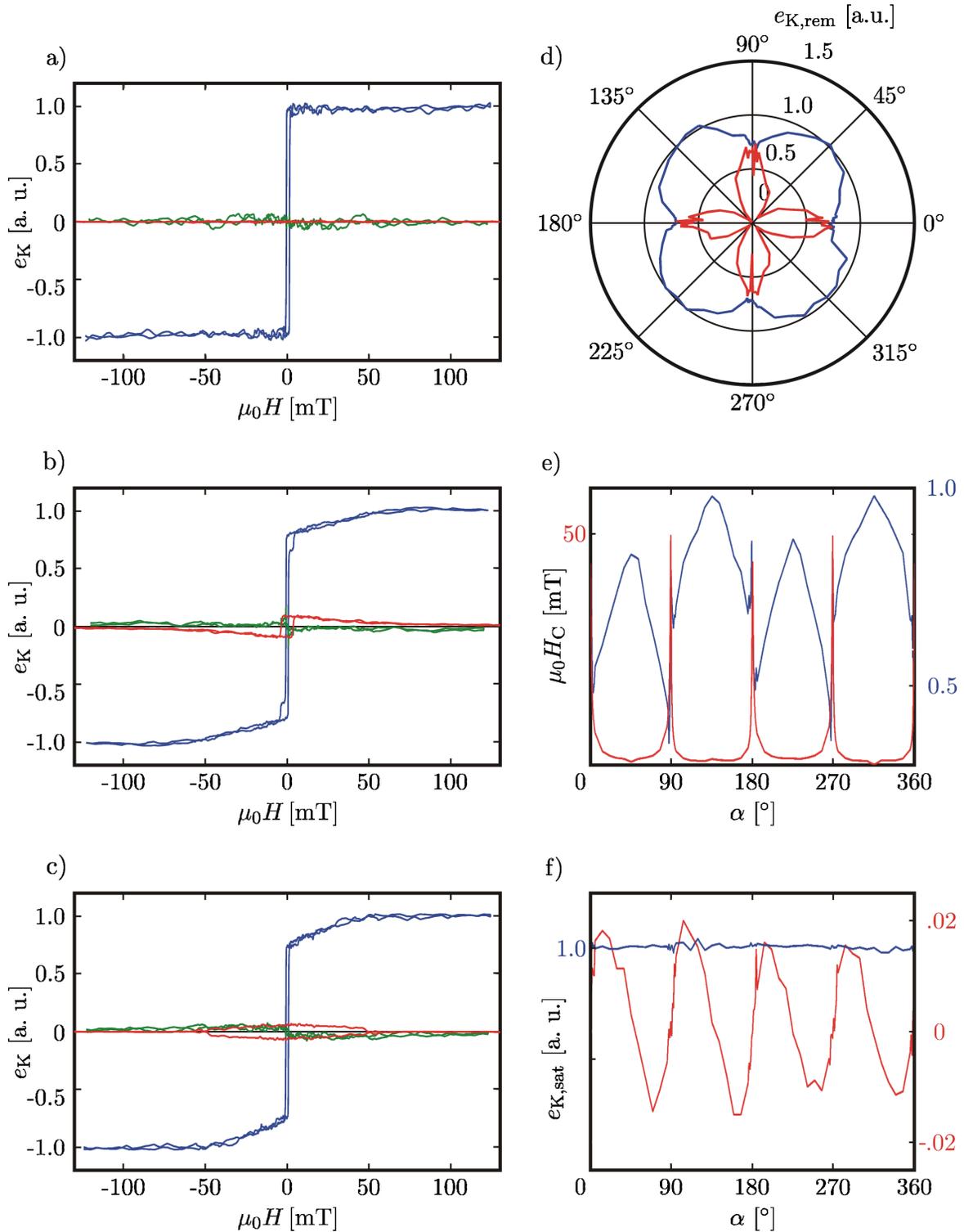


Abbildung 6.6: Errechnete KERR-Elliptizität für die M_1 - (blau), M_2 - (rot) und M_3 -Komponente (grün) der Fe 7nm Probe. Magnetisierungskurven a) 315° für M_1 und M_3 ; 45° für M_2 , b) 274° für M_1 und M_3 ; 4° für M_2 , c) 269° für M_1 und M_3 ; 359° für M_2 . Polarplot der Remanenz d) (rote Kurve x7 gestreckt). Plot des Koerzitivfeldes e) und der KERR-Elliptizität in der Sättigung f). Getrennte Skalen in e) und f).

Für die weiteren Proben werden daher nur noch die Messungen des KERR-Winkels gezeigt, da aus diesen alle Informationen zum Verhalten der Magnetisierung ermittelt werden können.

6.1.8 Ermittlung des Magnetisierungsvektors

Aus den Magnetisierungskurven für die M_1 - und M_2 -Komponente kann gemäß der Gleichung (2.57) der Betrag des Magnetisierungsvektors bestimmt werden. In Abbildung 6.7 a) bis c) sind die errechneten Beträge des Magnetisierungsvektors dargestellt.

- $|\vec{M}|$ für 315° (magnetisch leichte Richtung)

Der Betrag des Magnetisierungsvektors ist für diese Ausrichtung über den gesamten Verlauf der Magnetisierungskurve konstant, nur bei Erreichen des Koerzitivfeldes sinkt er punktuell auf einen Wert nahe null ab.

- $|\vec{M}|$ für 274° (magnetisch mittelschwere Richtung)

Im Gegensatz zur vorher betrachteten Richtung, steigt der Betrag des Magnetisierungsvektors nach Verlassen der Sättigung leicht an. Kurz bevor das äußere Feld null wird, gibt es einen kleinen Sprung, bei dem sich der Betrag verringert. Dieser fällt mit dem dritten Sprung in der M_1 - und M_3 -Komponente zusammen. Bei Erreichen des Koerzitivfeldes der M_1 -Komponente fällt der Betrag auf etwa $2/3$ ab und steigt sofort wieder auf einen Wert knapp unterhalb des Sättigungswertes an. Bei Erreichen der Koerzitivfeldes der M_2 -Komponente fällt der Betrag noch einmal etwa gleich stark ab. Gleich darauf steigt er wieder an, sogar über die Sättigung hinaus. Kurz darauf erfolgt der kleine Anstieg, der wiederum zum dritten Sprung in der M_1 - und M_3 -Komponente gehört. Nach diesem sinkt der Betrag langsam bis die Sättigung erreicht ist.

- $|\vec{M}|$ für 269° (magnetisch schwere Richtung)

In dieser Ausrichtung bleibt die Sättigung konstant bis das äußere Magnetfeld den Wert unterschreitet, bei dem auch die Magnetisierungskurven für die M_1 - und M_2 -Komponente beginnen die Sättigung zu verlassen. Ab dann beginnt der Betrag langsam kleiner zu werden bis das Koerzitivfeld erreicht ist. Dort fällt der Betrag unter den halben Wert der Sättigung ab und steigt sofort wieder an. Dabei ist der Betrag nach dem Einbruch größer als vorher. Dieser Bereich stimmt mit den Abweichungen in der M_1 -Komponente und den Schwankungen in der M_3 -Komponente überein. Anschließend steigt der Betrag weiter an bis die Sättigung erreicht wird.

Wie tief die Einbrüche von $|\vec{M}|$ sind ergibt sich aus den Magnetisierungskurven der M_1 - und M_2 -Komponente. Da an der tiefsten Stelle des Einbruchs eine immer eine der beiden Komponenten null ist, entspricht $|\vec{M}|$ an dieser Stelle dem Wert der anderen Komponente.

Zusätzlich kann nach Gleichung (2.58) der Winkel φ des Magnetisierungsvektors relativ zum äußeren Magnetfeld innerhalb der x-y-Ebene berechnet werden. In Abbildung 6.7 d) bis f) sind die Ergebnisse dieser Berechnungen dargestellt. Zu dem Winkel der sich aus dieser Berechnung

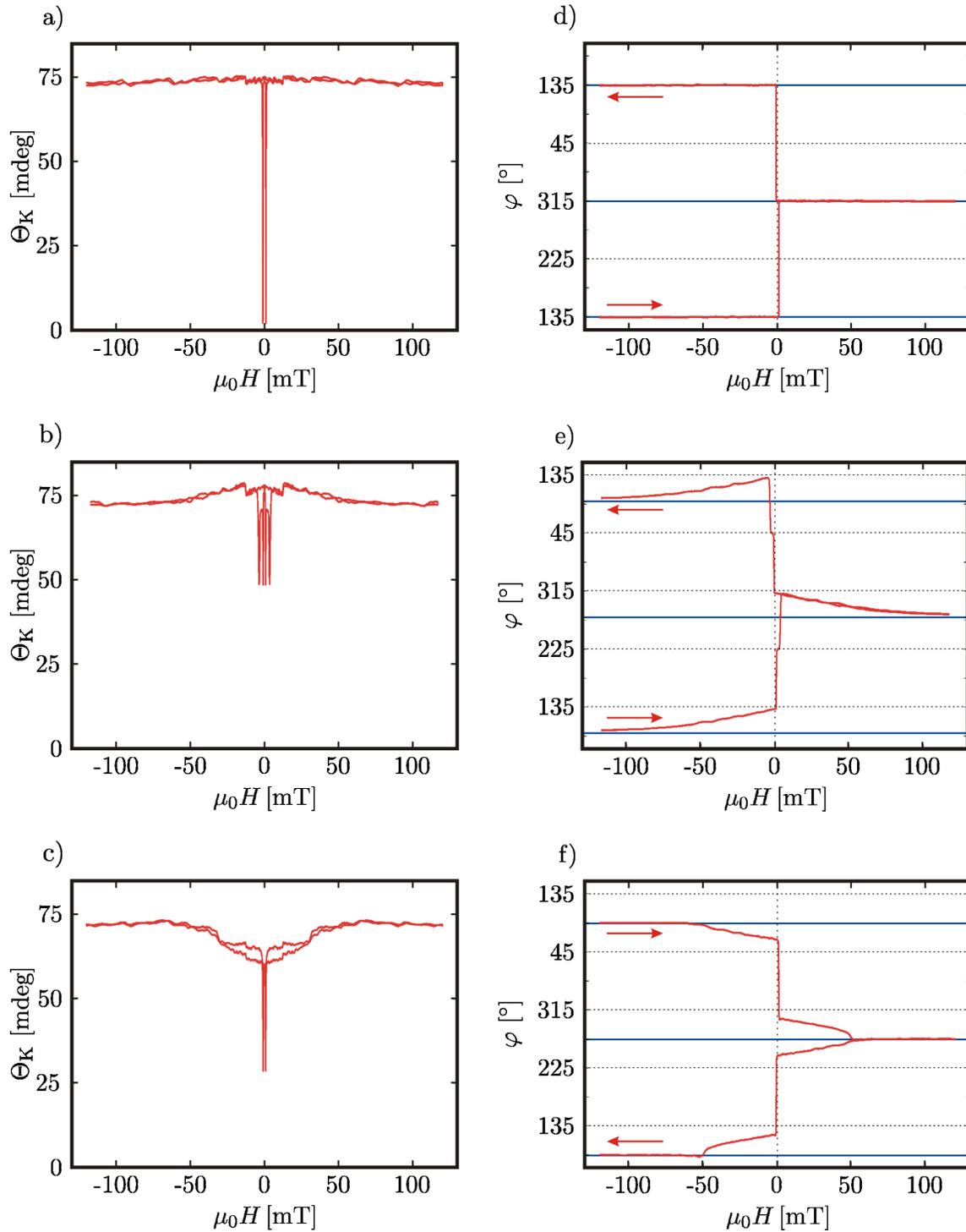


Abbildung 6.7: Beträge und Winkels des Magnetisierungsvektors der *Fe 7nm Probe* berechnet aus dem KERR-Winkel. Betrag des Magnetisierungsvektors für 315° a), 274° b) und 269° c). Winkel des Magnetisierungsvektors für 315° d), 274° e) und 269° f). Die gestrichelten Linien markieren die magnetisch leichten Richtungen, die blauen die Richtungen parallel zum äußeren Magnetfeld.

ergibt, wird noch der Winkel der Probendrehung α hinzuaddiert. Dadurch wird die Probendrehung berücksichtigt und die magnetisch leichten und magnetisch schweren Richtungen liegen in der Grafik bei den gewohnten Winkeln. Zur Veranschaulichung sind die Richtungen parallel zum äußeren Magnetfeld durch blaue Linien markiert. Zusätzlich sind alle magnetisch leichten Richtungen durch gestrichelte Linien markiert. In den folgenden Beschreibungen wird immer bei negativem Magnetfeld begonnen.

- **Ausrichtung von \vec{M} für 315° (magnetisch leichte Richtung)**

Zu Beginn liegt die Magnetisierung parallel zum äußeren Magnetfeld bei 135° in einer magnetisch leichten Richtung. Diese Ausrichtung bleibt erhalten bis das Koerzitivfeld der M_1 -Komponente erreicht wird. Dort findet ein Sprung um 180° statt, so dass der neue Winkel 315° beträgt, was ebenfalls eine parallele Ausrichtung zum äußerem Magnetfeld bedeutet. Bis zum Erreichen der Sättigung bleibt die Ausrichtung konstant. Bei erneutem Umpolen wiederholt sich das Verhalten, allerdings unterscheiden sich die Winkel während des Umschlagens. Die errechneten Winkel an dieser Stelle hängen davon ab, ob die M_3 -Komponente an dieser Stelle positiv oder negativ ist. Aufgrund der Symmetrie der Kurven erfolgt die Drehung des Magnetisierungsvektors somit immer in eine Richtung. Diese wechselt alle 45° , immer wenn die M_2 -Komponente ihr Vorzeichen ändert. Bei dieser Messung erfolgt die Drehung im mathematisch positiven Sinn, allerdings ist es gleichzeitig auch ein Grenzfall, da die M_2 -Komponente annähernd Null ist. Dies ist auch an $|\vec{M}|$ zu sehen, da dieser während des Umschlagens beinahe auf null abfällt.

- **Ausrichtung von \vec{M} für 274° (magnetisch mittelschwere Richtung)**

Für diese Probenausrichtung gibt es bereits zu Beginn einen kleinen Unterschied zwischen der Richtung des äußeren Magnetfelds bei 94° und der Magnetisierung der Probe bei 99° . Mit Abnehmen des äußeren Feldes ändert sich die Ausrichtung des Magnetisierungsvektors langsam. Bis zum Erreichen des Koerzitivfeldes der M_2 -Komponente hat sich der Winkel auf 135° gedreht. Dort erfolgt dann ein Sprung um 90° auf 225° . Gleich darauf bei Erreichen des Koerzitivfeldes der M_2 -Komponente erfolgt ein weiterer Sprung, dieses mal um etwa 87° auf 312° . Bis zu diesem Punkt erfolgte die Drehung des Magnetisierungsvektors im mathematisch positiven Sinn. Jetzt dreht sich der Magnetisierungsvektor langsam in die entgegengesetzte Richtung bis er bei Erreichen des maximalen Magnetfeldes bei 279° liegt.

- **Ausrichtung von \vec{M} für 269° (magnetisch schwere Richtung)**

Bei dieser Probenausrichtung handelt es sich wiederum um einen Grenzfall. Allerdings hat der Wechsel bereits stattgefunden, so dass die Drehungen diesmal im mathematisch negativen Sinn erfolgen. In der Sättigung liegt der Magnetisierungsvektor parallel zum äußeren Magnetfeld bei 89° . Diese Ausrichtung bleibt bis zum Unterschreiten des Feldes erhalten, bei dem $|\vec{M}|$ beginnt abzunehmen. Bis zum Erreichen des Koerzitivfeldes der M_2 -Komponente hat sich die Ausrichtung auf 62° gedreht. Dann erfolgt ein Sprung um 122° auf 300° . Anschließend dreht sich der Magnetisierungsvektor langsam in die Richtung des äußeren Magnetfeldes von 269° , während $|\vec{M}|$ wieder anwächst. Sobald die

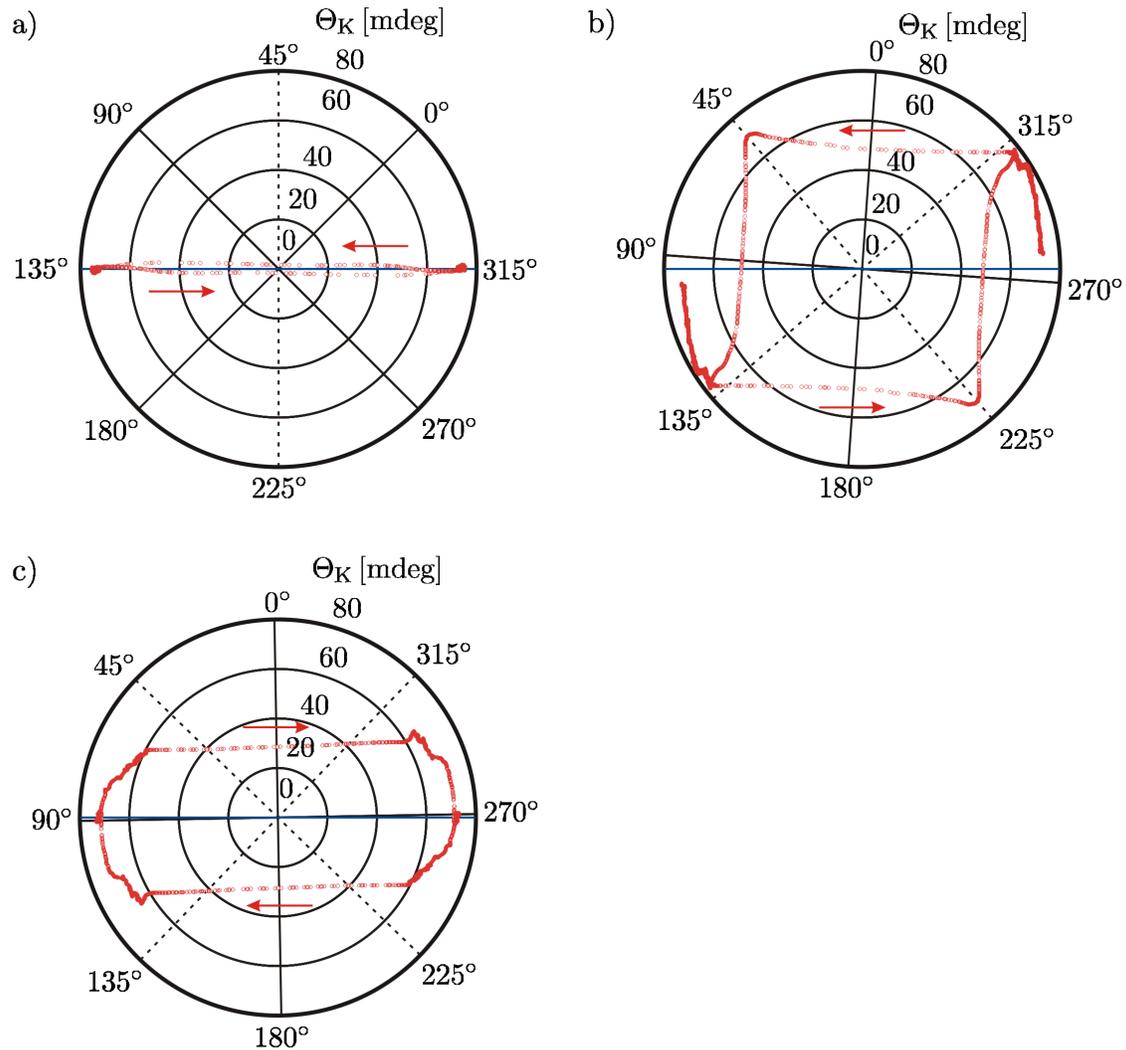


Abbildung 6.8: Zusammengefasste Darstellung von Betrag und Winkel des Magnetisierungsvektors für die *Fe 7 nm Probe* berechnet aus dem KERR-Winkel für die Winkel a) 315°, b) 274° und c) 269°. Die gestrichelten Linien markieren die magnetisch leichten Richtungen, die durchgezogenen die magnetisch schweren Richtungen und die blaue die Richtung parallel zum äußeren Magnetfeld. Dargestellt sind einzelne Messpunkte.

Ausrichtung von 269° erreicht ist, bleibt diese erhalten.

Aus den Daten aus Abbildung 6.7 a) bis f) kann bestimmt werden, wie sich der Magnetisierungsvektor bei Veränderung des äußeren Magnetfelds verhält. Da die M_3 -Komponente hierbei nicht berücksichtigt wird, handelt es sich um eine Projektion in die x-y-Ebene. In Abbildung 6.8 a) bis c) ist das berechnete Verhalten des Magnetisierungsvektors in Polarplots dargestellt. Dabei markieren die gestrichelten Linien die magnetisch leichten Richtungen und die durchgezogenen Linien die magnetisch schweren Richtungen. Die Grafiken wurden so gedreht, dass die Richtung parallel zum äußeren Magnetfeld waagrecht liegen. Diese werden durch eine blaue Linie markiert. Dargestellt sind die einzelnen Messpunkte. Die Messpunkte

sind bei Aufnahme der ursprünglichen Magnetisierungskurven nicht in allen Bereichen gleich dicht gewählt worden. Trotzdem verdeutlicht die Dichte der Messpunkte in Abbildung 6.8 a) bis c), wann sich der Zustand des Magnetisierungsvektors bei Veränderung des äußeren Magnetfelds schnell verändert. Dass die Messpunkte gruppiert auftreten ist durch den zur Verrechnung verwendeten Algorithmus bedingt und hat somit keine Bedeutung.

Die in Abbildung 6.8 a) bis c) enthaltenen Informationen über das Verhalten des Magnetisierungsvektors sind bereits aus Abbildung 6.7 a) bis f) erkennbar gewesen und werden an dieser Stelle nicht wiederholt. Allerdings gibt es auch zusätzliche Informationen. Für die Bereiche kontinuierlicher Drehungen ist zu erkennen wie sich $|\vec{M}|$ währenddessen verhält. So ist zum Beispiel in 6.8 b) zu sehen, dass $|\vec{M}|$ nach verlassen der Sättigung während der Drehung zunimmt. Darüber hinaus ist zu erkennen, dass auf dem Weg zur Sättigung ein exakt entgegengesetztes Verhalten vorliegt.

Wie bereits in Abbildung 6.7 zu sehen war, gibt es einen Einbruch in $|\vec{M}|$ wenn ein Sprung beim Winkel stattfindet. Aus 6.8 ist zu noch genauer zu erkennen in welcher Form die Verknüpfung vorliegt. Der Abfall von $|\vec{M}|$ mit der Winkeländerung erfolgt genau so stark, dass sich in der Polardarstellung bei allen Sprüngen annähernd eine Gerade zwischen dem Zustand vor und nach dem Sprung ergibt.

6.2 Probe: Fe 4 nm auf MgO

In diesem Teil der Arbeit werden die Messungen vorgestellt, die an der *Fe 4 nm auf MgO Probe* durchgeführt wurden. Es werden nur Messungen des KERR-Winkels gezeigt. Für den Fall des äußeren Magnetfeld parallel zur x-Achse befinden sich diese in Abschnitt 6.2.1 und für den Fall des äußeren Magnetfeld parallel zur y-Achse in Abschnitt 6.2.2. Die aus diesen Messungen bestimmten Komponenten der Magnetisierung werden in Abschnitt 6.2.3 vorgestellt. Zum Abschluss wird in Abschnitt 6.2.4 das Verhalten des Magnetisierungsvektors ermittelt.

6.2.1 Messung des KERR-Winkels der M_{1+3} -Komponente

Wie bei der vorherigen Probe werden zunächst Messungen betrachtet, bei denen das äußere Magnetfeld parallel zur x-Achse ausgerichtet ist, so dass die M_{1+3} -Komponente gemessen wird. Alle Parameter entsprechen den bei der *Fe 7 nm Probe* verwendeten.

Die ermittelten LinMOKE Anteile sind für linear senkrecht (blau) und linear parallel (rot) polarisiertes einfallendes Licht für die Winkel 135° , 94° und 89° in Abbildung 6.9 a) bis c) dargestellt. Es werden somit wieder je eine magnetisch leichte, mittelschwere und schwere Richtung betrachtet. Die Magnetisierungskurven sind nach demselben Schema reskaliert wie bei der ersten Probe. Die Beschreibung der Messergebnisse wird im folgenden kürzer gehalten, da viele Dinge mit der vorherigen Probe übereinstimmen.

- **Magnetisierungskurven**

Bei den Magnetisierungskurven für die magnetisch leichte Richtung steigt die Messung für parallel polarisiertes einfallendes Licht nach Verlassen der Sättigung an, nicht die für linear senkrecht polarisiertes wie bei der *Fe 7 nm Probe*. In der mittelschweren Richtung ist der Abstand zwischen dem Umschlagen beim Koerzitivfeld und dem folgenden Sprung größer, dafür ist der zweite Sprung aber kleiner. Allerdings verändert sich die Breite und Höhe dieser Stufe stark mit der gemessenen Richtung, so dass dies kein entscheidender Unterschied ist. Der bei der *Fe 7 nm Probe* auftretende Sprung ist hier nicht zu erkennen. Dafür ist ein solcher in der Magnetisierungskurve für die magnetische schwere Richtung bei linear senkrecht polarisiertem einfallendem Licht zu erkennen. Bei senkrecht polarisiertem einfallendem Licht tritt zusätzlich noch ein anderes Verhalten auf. Nach dem Umschlagen beim Koerzitivfeld ist der Betrag der Magnetisierung größer als der für die entgegengesetzte Laufrichtung. Dieser Abstand bleibt über den dritten Sprung hinweg erhalten und endet erst kurz vor Erreichen der Sättigung.

- **Winkelabhängige Darstellungen**

Beim Polarplot der Remanenz ist die vierzählige Struktur deutlich zu erkennen. Jedoch sind im Gegensatz zu den Messungen bei der *Fe 7 nm Probe* die Remanenzen für linear parallel polarisiertes einfallendes Licht größer als für linear senkrecht polarisiertes. Beim Koerzitivfeld gibt es deutliche Unterschiede. So sind die gemessenen Koerzitivfelder deutlich kleiner als bei der *Fe 7 nm Probe*. Auch die Sprünge zwischen den verschiedenen Bereichen sind weniger ausgeprägt und es sind auch keine Peaks zu erkennen. Außerdem liegt die Struktur um 90° gedreht vor. Der KERR-Winkel in der Sättigung

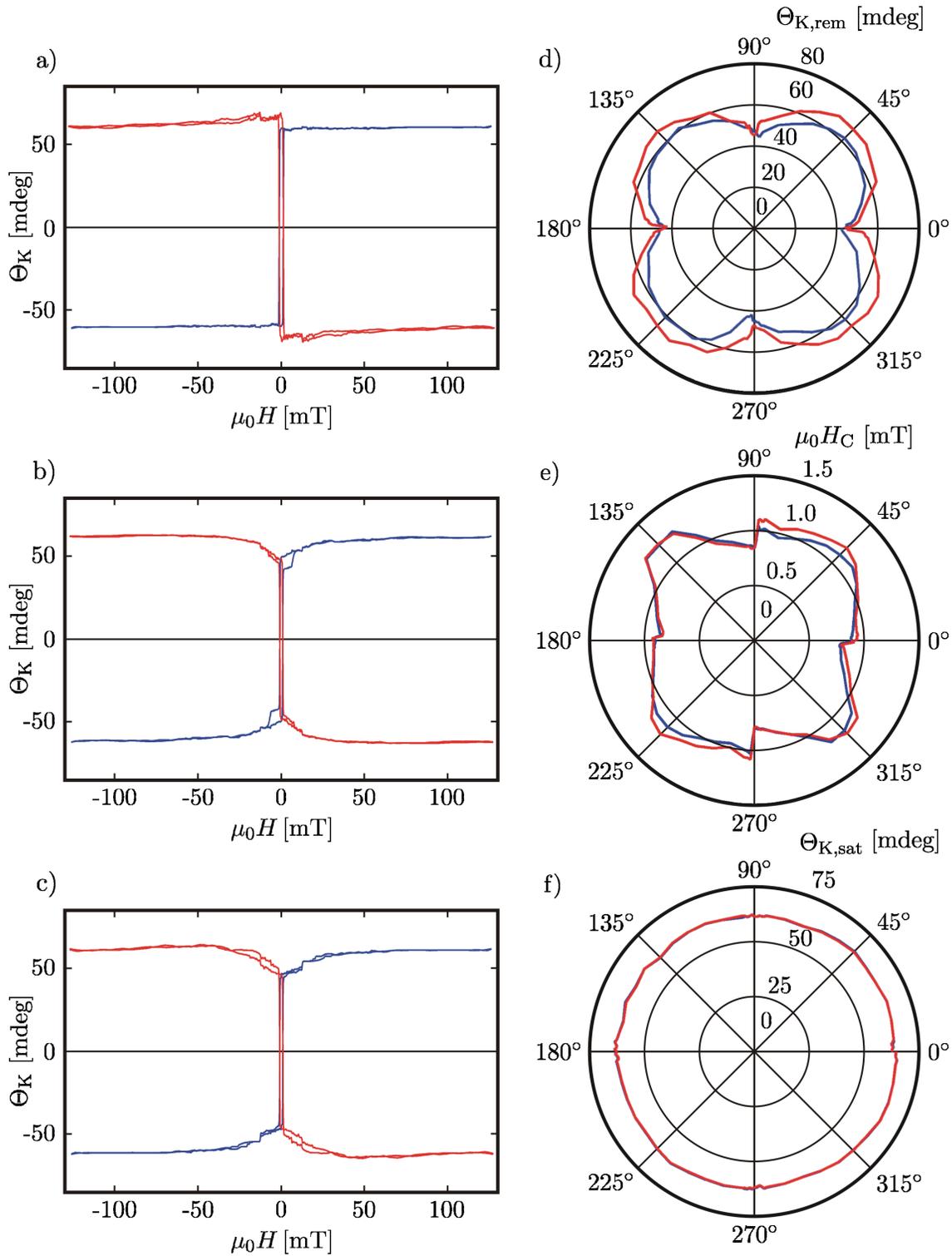


Abbildung 6.9: Messungen des KERR-Winkels des LinMOKE Anteils der M_{1+3-} -Komponente an der $Fe\ 4\ nm$ Probe für linear senkrecht (blau) / parallel (rot) polarisiertes einfallendes Licht. Magnetisierungskurven für a) 135°, b) 94° und c) 89°. Polarplots der Remanenz d), des Koerzitivfeldes e) und des KERR-Winkels in der Sättigung f).

beträgt im Durchschnitt 63 mdeg.

6.2.2 Messung des KERR-Winkels der M_{2+3} -Komponente

Als nächstes werden die LinMOKE Anteile der M_{2+3} -Komponente betrachtet. Um die zu den bisher untersuchten Magnetisierungskurven passenden Messungen zu erhalten, müssen die Winkel jeweils um 90° erhöht werden. Die Reskalierung erfolgt auch hier wie bei der *Fe 7 nm Probe*.

In Abbildung 6.3 a) bis c) sind die Magnetisierungskurven für linear senkrecht (blau) und linear parallel (rot) polarisiertes einfallendes Licht bei den Winkeln 225° , 184° und 179° dargestellt.

- **Magnetisierungskurven**

Für die magnetisch leichte Richtung sind in der Magnetisierungskurve für beide Polarisationen des einfallenden Lichts kurz vor dem Koerzitivfeld deutliche Peaks zu erkennen. Zusätzlich gibt es eine weitere Stufe für etwas größere Magnetfelder die in beiden Laufrichtungen enthalten ist. Außerdem fällt der gemessene KERR-Winkel erst kurz vor dem maximalen Magnetfeld auf annähernd null ab. Bei der magnetisch mittelschweren Richtung wird im Gegensatz zur *Fe 7 nm Probe* in der Sättigung fast kein KERR-Winkel gemessen. Außerdem ist deutlich eine dritte Stufe zu erkennen.

Die Magnetisierungskurve für 179° ist weniger nah an der schweren Richtung als die bei *Fe 7 nm Probe*. Daher hat der Verlauf andere Charakteristika. Aus der Sättigung kommend beginnt ab dem Unterschreiten eines bestimmten äußeren Magnetfelds ein kontinuierlicher Anstieg. Wie bei der magnetisch mittelschweren Richtung erfolgt nach dem Umpolen zunächst ein kleiner Anstieg mit einem Sprung. Danach beginnt ein langsamer Abfall, bei dem eine kleine Stufe auftritt. Die Magnetisierung sinkt bis zum Koerzitivfeld auf null und vergrößert sich mit entgegengesetztem Vorzeichen wieder. Sobald der Verlauf der anderen Laufrichtung erreicht wird, beginnt wiederum ein Anstieg bis zum Sättigungswert. Für linear senkrecht polarisiertes einfallendes Licht sind die Stufen deutlich weniger ausgeprägt. Bei linear parallel polarisiertem einfallenden Licht liegt zwischen maximalem Magnetfeld und Beginn des Anstieges ein Bereich mit konstantem Messwert vor.

- **Winkelabhängige Darstellungen**

Im Polarplot der Remanenz ist die vierzählige Struktur deutlich zu erkennen. Auch sind zwei Einbrüche bei 88° und 268° zu erkennen, die jedoch weniger ausgeprägt sind als bei der *Fe 7 nm Probe*. Außerdem sind wie bei der M_{1+3} -Komponente die gemessenen Remanenzen für linear parallel polarisiertes einfallendes Licht größer als für linear senkrecht polarisiertes. Das Koerzitivfeld hat keine besondere Form, jedoch sind die Peaks nur gut halb so hoch wie bei der *Fe 7 nm Probe*. Die maximalen Messwerte liegen für 88° , 179° , 268° und 359° vor. Allerdings sind auch für 89° , 178° und 358° Messwerte gegeben, die sich kaum von denen bei den Peaks unterscheiden. Die Bereiche zwischen den Peaks unterscheiden sich damit in der Breite nur wenig. Die Form der Flächen

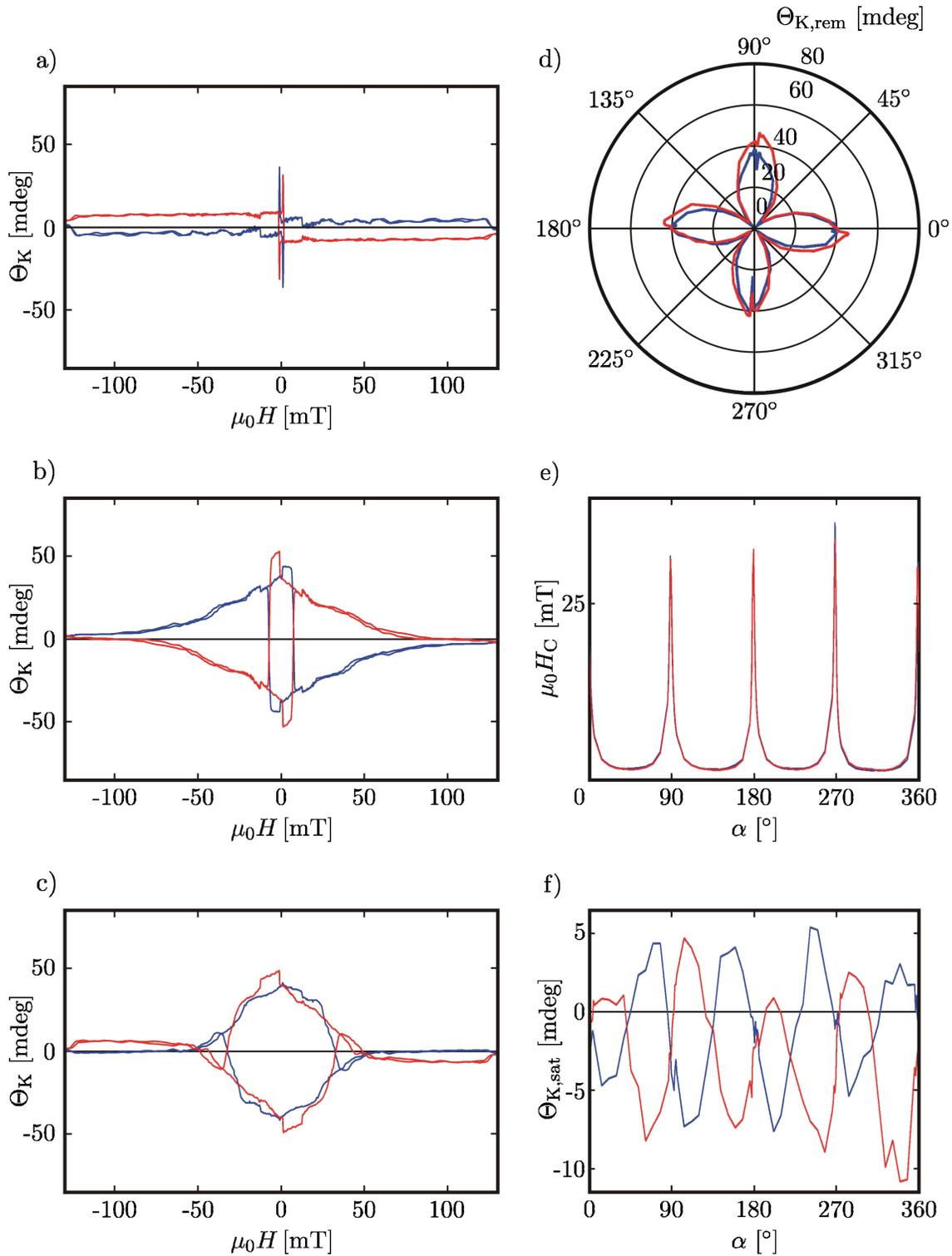


Abbildung 6.10: Messungen des KERR-Winkels des LinMOKE Anteils der M_{2+3} -Komponente der Fe 4 nm Probe für linear senkrecht (blau) / parallel (rot) polarisiertes einfallendes Licht. Magnetisierungskurven für a) 225° , b) 184° und c) 179° . Polarplot der Remanenz d). Plot des Koerzitivfeldes e) und des KERR-Winkels in der Sättigung f).

Bereich unterscheidet sich weniger als bei der *Fe 7 nm Probe*. In der Darstellung der Sättigungswerte zeigt sich ein deutlich ungleichmässigerer Verlauf als bei der *Fe 7 nm Probe*.

6.2.3 Vergleich von M_1 -, M_2 - und M_3 -Komponente des KERR-Winkels

Die durch Verrechnen der LinMOKE Anteile erhaltenen Magnetisierungskurven für die M_1 -, M_2 - und M_3 -Komponente sind in Abbildung 6.11 a) bis c) dargestellt. Die verwendeten Winkel sind 135° , 94° und 89° für die M_1 -Komponente, 225° , 184° und 179° für die M_2 -Komponente und 135° , 94° und 89° für die M_3 -Komponente.

Die Winkelabhängigen Darstellungen finden sich in 6.11 d) bis f). Die Winkel für die M_2 -Komponente sind dabei wieder um 90° verschoben.

- **Magnetisierungskurven**

Für die verechneten Magnetisierungskurven ist wie auch bei der *Fe 7 nm Probe* zu erkennen, dass die Sprünge in den verschiedenen Komponenten fast immer auch in den anderen auftreten. Die charakteristischen Formen der Kurven haben sich durch das Verrechnen zum Teil verstärkt und wurden zum Teil abgeschwächt. Der bedeutendste Unterschied zur *Fe 7 nm Probe* liegt in der M_3 -Komponente. Diese ist nicht nur stärker ausgeprägt, sondern weist auch ein entgegengesetztes Vorzeichen auf. Während das Vorzeichen der M_2 -Komponente alle 45° wechselt, ist es bei der M_3 -Komponente genau wie bei der M_1 -Komponente konstant. Bei dieser Probe ist es in M_1 - und M_3 -Komponente immer gleich.

- **Winkelabhängige Darstellungen**

Im Polarplot der Remanenz zeigt sich dieselbe Struktur wie bei der *Fe 7 nm Probe*. Die Einbrüche der M_2 -Komponente liegen bei 178° und 358° . In den schweren Richtungen gibt es für die Remanenzen der M_1 - und M_2 -Komponente bei dieser Probe eine kleine Differenz. Aus der kartesischen Darstellung des Koerzitivfeldes der M_1 -Komponente ist zu erkennen, dass zwei der Sprünge größer sind als die anderen beiden. Insgesamt sind die Unterschiede zwischen den verschiedenen Bereichen weniger stark als bei der *Fe 7 nm Probe*. Die Peaks des Koerzitivfeldes der M_2 -Komponente liegen bei 89° , 178° , 269° und 358° . Der Verlauf der Sättigung der M_2 -Komponente ist durch die Verrechnung gleichmässiger geworden. Eine Korrelation zum Verlauf der Sättigung der M_1 -Komponente ist aber auch für diese Probe nicht gegeben.

6.2.4 Ermittlung des Magnetisierungsvektors

Die aus den Magnetisierungskurven für die M_1 - und M_2 -Komponente errechneten Beträge des Magnetisierungsvektors sind in Abbildung 6.12 a) bis c) und die zu diesen Kurven gehörenden Winkel des Magnetisierungsvektors in Abbildung 6.12 d) bis f) dargestellt. Es gelten dieselben Anmerkungen wie bei der *Fe 7 nm Probe*.

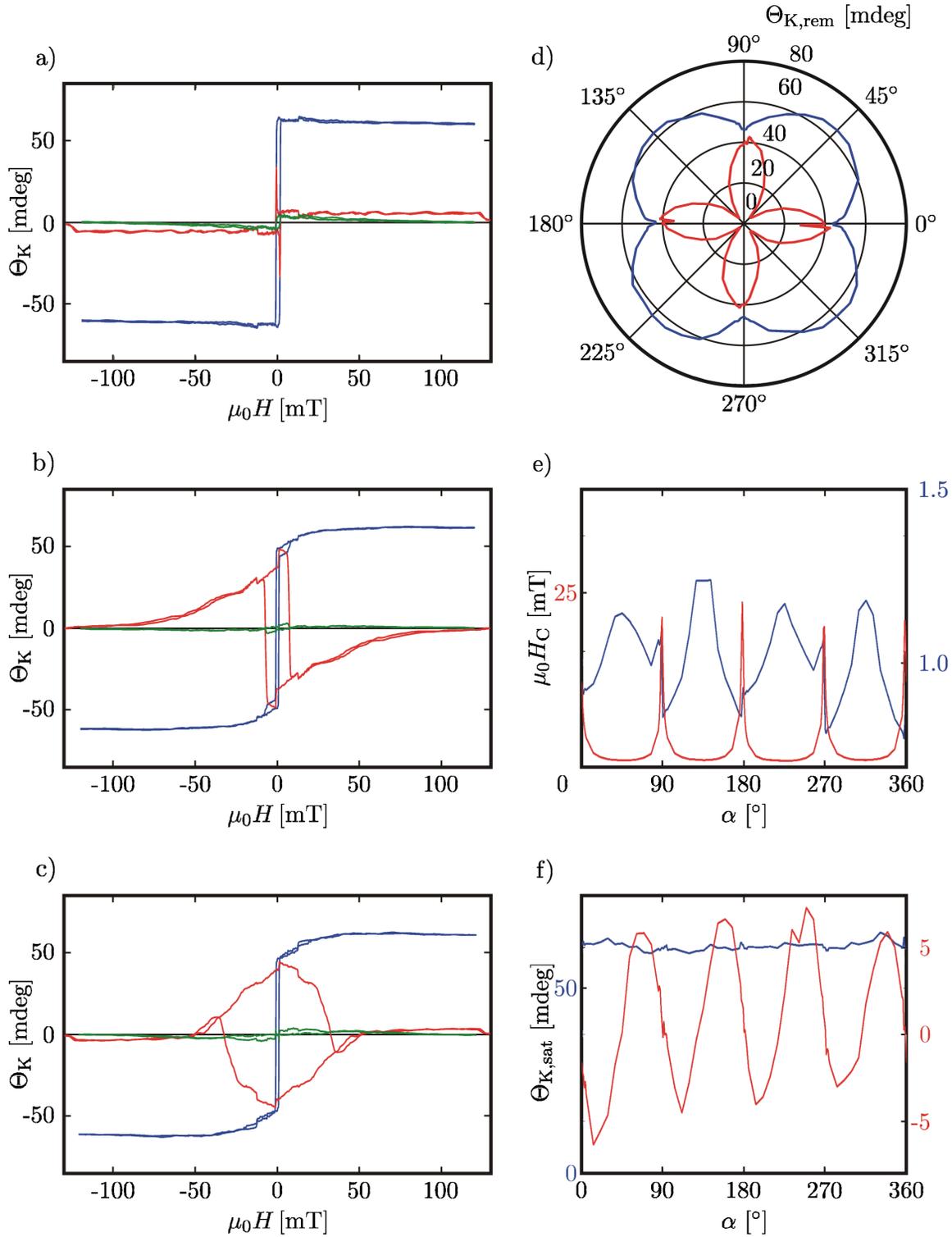


Abbildung 6.11: Errechneter KERR-Winkel für die M_1 - (blau), M_2 - (rot) und M_3 -Komponente (grün) der Fe 4 nm Probe. Magnetisierungskurven a) 135° für M_1 und M_3 ; 225° für M_2 , b) 94° für M_1 und M_3 ; 184° für M_2 , c) 89° für M_1 und M_3 ; 179° für M_2 . Polarplot der Remanenz d). Plot des Koerzitivfeldes e) und des KERR-Winkels in der Sättigung f). Getrennte Skalen in e) und f).

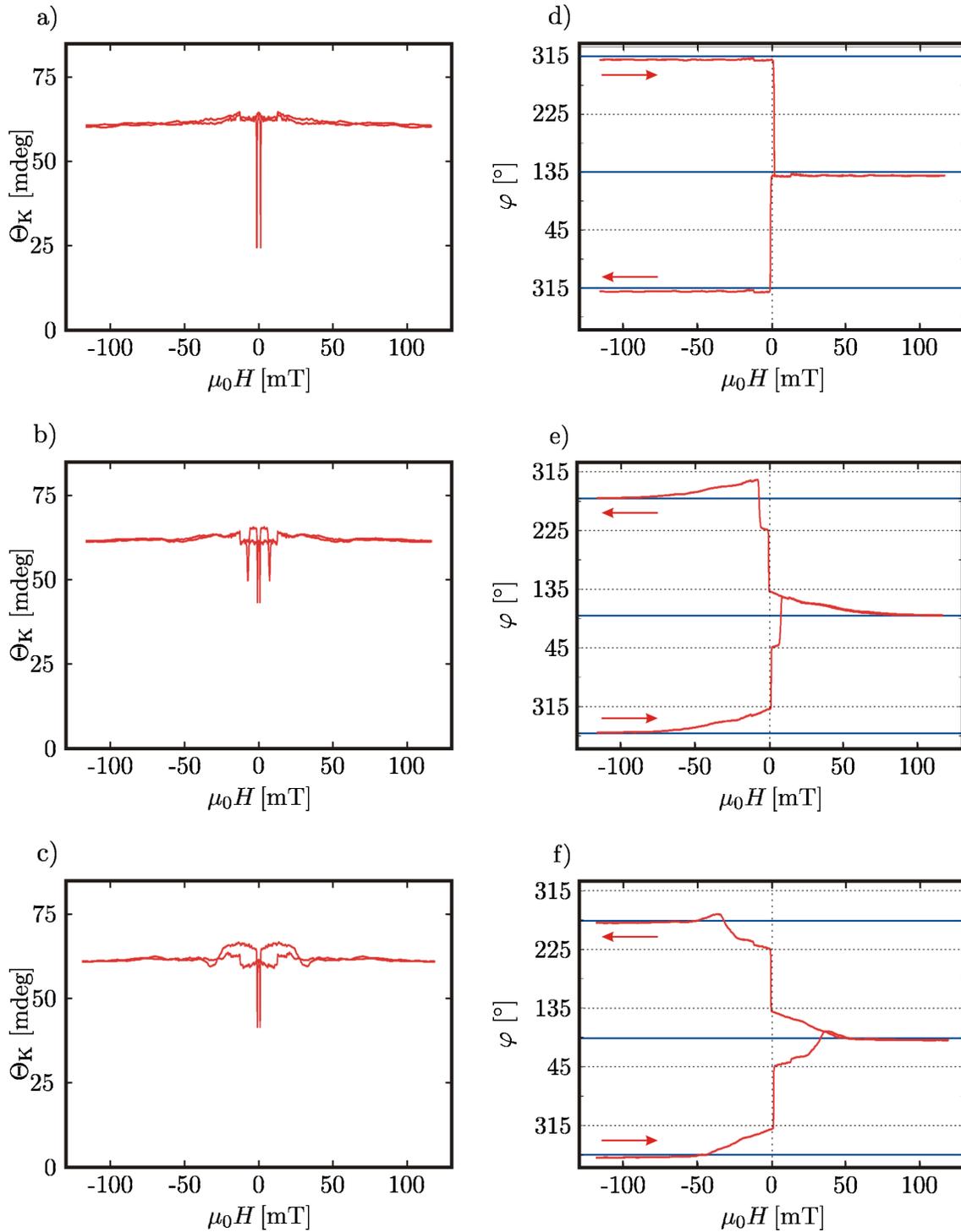


Abbildung 6.12: Betrag und Winkel des Magnetisierungsvektors der Fe 4 nm Probe berechnet aus dem KERR-Winkel. Betrag des Magnetisierungsvektors für 135° a), 94° b) und 89° c). Winkel des Magnetisierungsvektors für 135° d), 94° e) und 89° f). Die gestrichelten Linien markieren die magnetisch leichten Richtungen, die blauen die Richtungen parallel zum äußeren Magnetfeld.

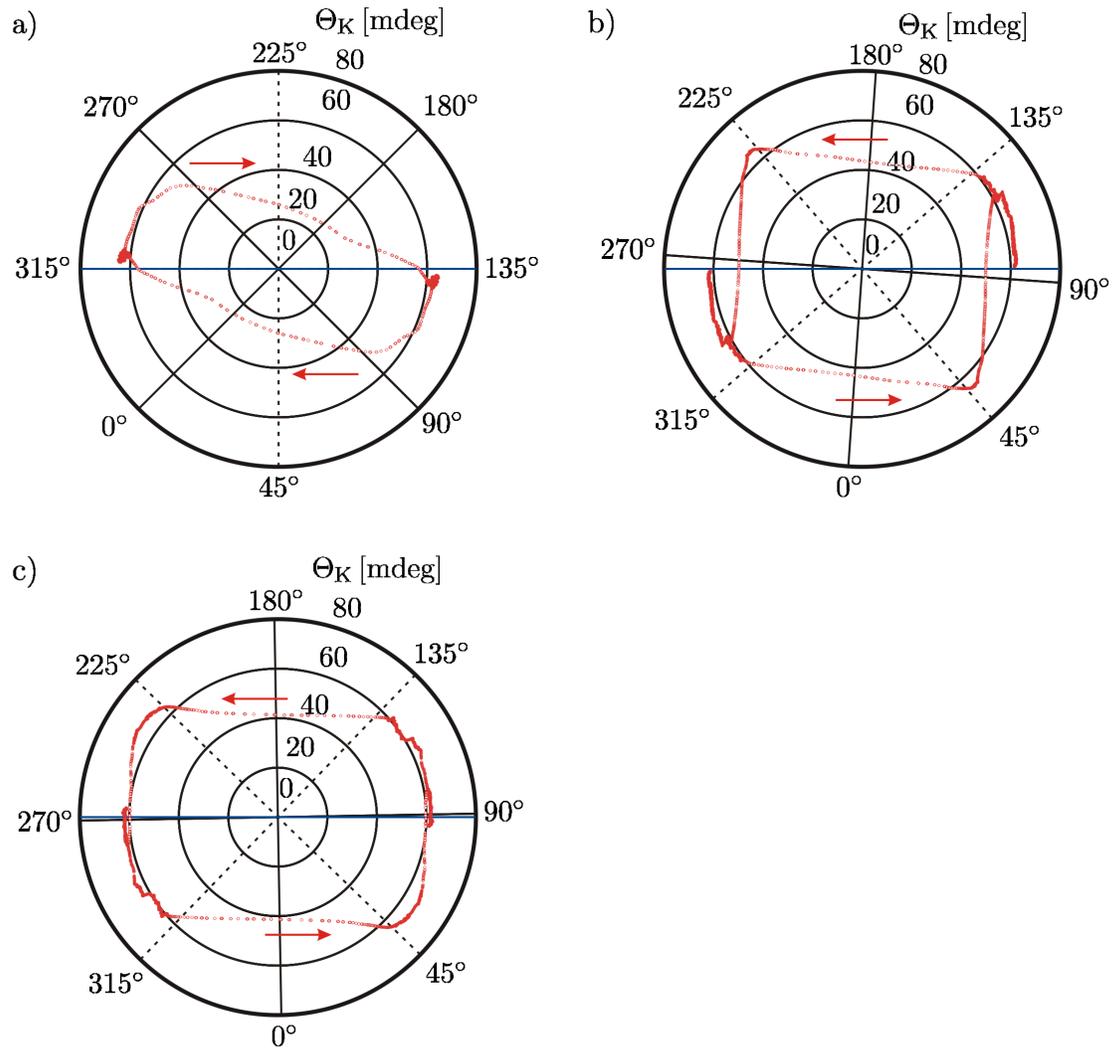


Abbildung 6.13: Zusammengefasste Darstellung von Betrag und Winkel des Magnetisierungsvektors für die *Fe 4 nm Probe* berechnet aus dem KERR-Winkel für die Winkel a) 135° , b) 94° und c) 89° . Die gestrichelten Linien markieren die magnetisch leichten Richtungen, die durchgezogenen die magnetisch schweren Richtungen und die blaue die Richtung parallel zum äußeren Magnetfeld. Dargestellt sind einzelne Messpunkte.

- **Verlauf von $|\vec{M}|$**

In allen Fällen gilt, dass $|\vec{M}|$ während des größten Teils der Verläufe konstant ist. Es gibt jeweils einen Einbruch beim Koerzitivfeld der M_1 -Komponente und für die magnetisch mittelschwere Richtung einen weiteren beim Koerzitivfeld der M_2 -Komponente. Darüber hinaus gibt es mehrere verschiedene kleine Sprünge, die im Bereich der anderen in den Magnetisierungskurven für die Komponenten liegen. Durch diese Stufen steigt $|\vec{M}|$ zum Teil deutlich über den Wert in der Sättigung hinaus. Im Gegensatz zur *Fe 7 nm Probe* findet in der magnetisch schweren Richtung kein Einbruch von $|\vec{M}|$ statt.

- **Ausrichtung von \vec{M} für 315° (magnetisch leichte Richtung)**

Die Verläufe der Winkel ähneln stark denen für die *Fe 7 nm Probe*. Die magnetisch leichte Richtung stellt in diesem Fall die andere Drehrichtung da und bei der magnetisch mittelschweren Richtung ist der Abstand zwischen den beiden Sprüngen etwas größer, dafür hat sich die Größe des zweiten Sprungs etwas verringert. Bei der magnetisch schweren Richtung sind die größten Unterschiede gegeben. In diesem Fall dreht der Winkel auch bis zur leichten Richtung bei 315° und springt um 90° wie in der magnetisch mittelschweren Richtung. Danach erfolgt kein weiterer Sprung, sondern eine langsame Drehung, bei der die Ausrichtung parallel zum äußeren Magnetfeld kurz überschritten wird. Gleichzeitig gibt es einen kleinen Abfall von $|\vec{M}|$. Danach ändert sich die Drehrichtung und es erfolgt eine parallele Ausrichtung zum äußeren Magnetfeld.

Das aus den in Abbildung 6.12 a) bis f) enthaltenen Daten bestimmte Verhalten des Magnetisierungsvektor ist in Abbildung 6.13 a) bis c) dargestellt. Die bei der *Fe 7 nm Probe* gemachten Anmerkungen dazu sind auch hier gültig.

Auch für diese Probe zeigt sich, dass sich durch die Einbrüche in $|\vec{M}|$ im Polarplot für den Verlauf des Magnetisierungsvektors Geraden zwischen Anfangs und Endzustand ergeben. In Abbildung 6.13 a) ist darüber hinaus ein Verhalten zu erkennen, das in 6.12 a) und d) nicht aufgelöst wurde. Die Drehung des Magnetisierungsvektors beginnt schon kurz vor dem Einbruch von $|\vec{M}|$. Damit wird der erste Teil des 180° Sprungs in 6.12 d) von einer sehr schnellen kontinuierlichen Drehung gebildet und nur der restliche Teil erfolgt durch einen Sprung.

6.3 Probe: Fe 12 nm auf MgO

In diesem Teil der Arbeit werden die Messungen vorgestellt, die an der *Fe 12 nm auf MgO Probe* durchgeführt wurden. Es werden nur Messungen des KERR-Winkels gezeigt. Für den Fall des äußeren Magnetfeld parallel zur x-Achse befinden sich diese in Abschnitt 6.3.1 und für den Fall des äußeren Magnetfeld parallel zur y-Achse in Abschnitt 6.3.2. Die aus diesen Messungen bestimmten Komponenten der Magnetisierung werden in Abschnitt 6.3.3 vorgestellt. Zum Abschluss wird in Abschnitt 6.3.4 das Verhalten des Magnetisierungsvektors ermittelt.

6.3.1 Messung des KERR-Winkels der M_{1+3} -Komponente

Wie bei den vorherigen Proben wird zunächst die M_{1+3} -Komponente gemessen. Die ermittelten LinMOKE Anteile sind für linear senkrecht (blau) und linear parallel (rot) polarisiertes einfallendes Licht für die Winkel 135° , 167° und 179° in Abbildung 6.14 a) bis c) dargestellt. Die betrachtete magnetische mittelschwere Richtung ist damit bei dieser Probe deutlich weiter von der magnetisch schweren Richtung entfernt als bei den beiden vorherigen Proben. Auch diese Magnetisierungskurven sind nach dem bei der *Fe 7 nm Probe* angegebenen Schema reskaliert.

Im Unterschied zu den Magnetisierungskurven für die *Fe 7 nm* und *Fe 4 nm Probe*, weisen die Messungen für diese Probe eine deutlich geringere Anzahl an Messpunkten auf. Dies gilt besonders im Bereich von kleinen äußeren Magnetfeldern, denn zum Zeitpunkt der Aufnahme konnte die höhere Auflösung der HALL-Sonde noch nicht genutzt werden. Aus demselben Grund ist es bei dieser Messung schwieriger den richtigen Wert zu ermitteln, um den Offset der HALL-Sonde auszugleichen, was zu Fehlern führen kann.

- **Magnetisierungskurven**

Die Magnetisierungskurven sind den bei der *Fe 4 nm Probe* beobachteten sehr ähnlich. Für die magnetisch mittelschwere Richtung ist der erste Sprung fast nicht mehr vom zweiten zu trennen. Dies liegt am gewählten Winkel und ist bei diesem auch für die anderen Proben so. An diesem Verhalten zeigt sich, wie der Übergang zur Kurvenform für die magnetisch leichte Richtung erfolgt. Die in der magnetisch schweren Richtung für linear parallel polarisiertes einfallendes Licht vorhandene Stufe ist im Vergleich zur *Fe 4 nm Probe* deutlich stärker ausgeprägt. In keiner der Magnetisierungskurven ist eine deutliche dritte Stufe vorhanden.

- **Winkelabhängige Darstellungen**

Im Polarplot für die Remanenz ist zu erkennen, dass sich für linear parallel polarisiertes einfallendes Licht höhere Messwerte ergeben. Dies stimmt mit der *Fe 4 nm Probe* überein. Zusätzlich ist für diese Polarisation jeweils im Bereich der schweren Richtungen ein Sprung in der Remanenz vorhanden. Der dadurch entstandene Unterschied verringert sich bis zur nächsten schweren Richtung wieder um dort erneut aufzutreten. Wenn man die Magnetisierungskurven bezüglich dieses Verhaltens untersucht, stellt man fest, dass am Punkt des Sprungs eine Veränderung auftritt. Bei der in 6.14 c) vorhandenen Stufe verändert sich an Punkt das Verhalten. Zwar bleibt die Stufe bei der Winkeländerung erhalten aber welche der Laufrichtungen der Magnetisierungskurve die obere

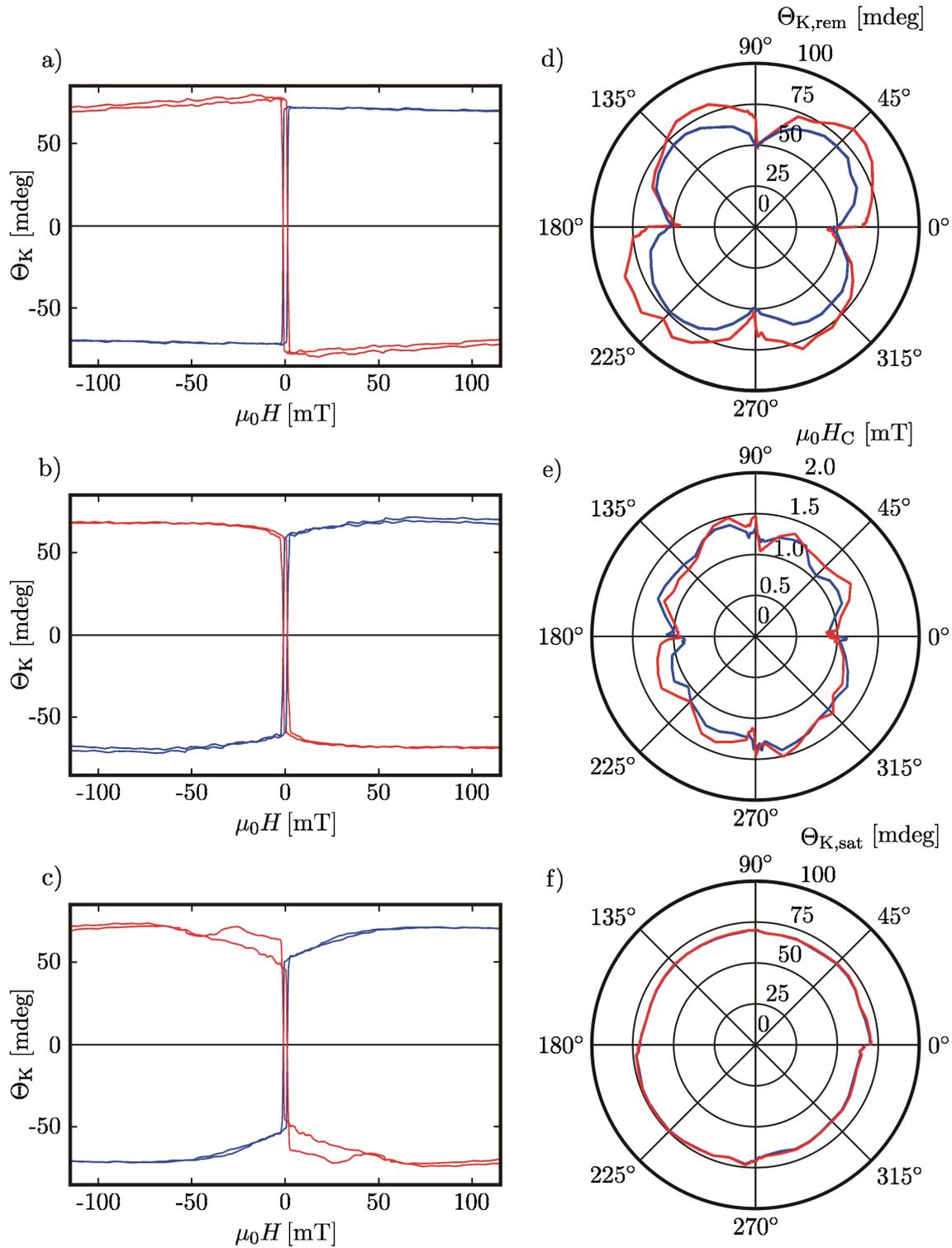


Abbildung 6.14: Messungen des KERR-Winkels des LinMOKE Anteils der M_{1+3-} -Komponente an der *Fe 12 nm Probe* für linear senkrecht (blau) / parallel (rot) polarisiertes einfallendes Licht. Magnetisierungskurven für a) 135° , b) 167° und c) 179° . Polarplots der Remanenz d), des Koerzitivfeldes e) und des KERR-Winkels in der Sättigung f).

und welche die untere Begrenzung bilden vertauscht sich. Allerdings verbreitert sich die Stufe dadurch bis zum Koerzitivfeld und die Remanenz steigt um die Stufenhöhe an.

Im Polarplot für das Koerzitivfeld zeigt sich nicht die bei den beiden anderen Proben vorhandene Struktur. Lediglich eine grobe Zweizähligkeit ist zu erkennen. Allerdings ist die Messung des Koerzitivfeldes bei dieser Probe aufgrund der oben aufgeführten geringeren Messpunktzahl deutlich ungenauer als bei den beiden anderen Proben. Im Polarplot für die Sättigung sind Schwankungen zu erkennen und daher ist er auch nicht geschlossen. Aufgrund dessen ist es möglich, dass bei der Verrechnung der Kurven Fehler auftreten. Der Mittelwert des KERR-Winkels in der Sättigung beträgt bei dieser Probe 70 mdeg.

6.3.2 Messung des KERR-Winkels der M_{2+3} -Komponente

Als nächstes werden die LinMOKE Anteile der M_{2+3} -Komponente betrachtet. Dafür müssen wieder die um 90° erhöhten Winkel betrachtet werden. Die Reskalierung erfolgt auch hier wie bei der *Fe 7nm Probe*. An dieser Stelle können die Schwankungen der Sättigungswerte bei der M_{1+3} -Komponente eine Ungenauigkeit hervorrufen.

In Abbildung 6.15 a) bis c) sind für linear senkrecht (blau) und linear parallel (rot) polarisiertes einfallendes Licht die Magnetisierungskurven für 225° , 257° und 269° dargestellt.

- **Magnetisierungskurven**

In allen drei Magnetisierungskurven sind die gemessenen KERR-Winkel für linear parallel polarisiertes einfallendes Licht deutlich größer als für linear senkrecht polarisiertes. Dies gilt auch für die Sättigungswerte, die deutlich größer sind als bei den beiden anderen Proben. In keiner der Magnetisierungskurven sind zusätzliche kleine Sprünge zu erkennen.

In der magnetisch schweren Richtung ist die Kurvenform mit der bei der *Fe 4nm Probe* beschriebenen vergleichbar, aber der kleine Sprung kurz nach Anlegen eines Gegenfeldes führt hier zu einem Abfall statt zu einem Anstieg. Außerdem unterscheidet sich das Koerzitivfeld für die beiden Polarisierungen des einfallenden Lichts deutlich. Da im Bereich der magnetisch schweren Richtungen schon sehr kleine Winkeländerungen zu starken Veränderungen des Koerzitivfeldes führen können, ist es wahrscheinlich, dass zwischen den Messungen ein Winkelunterschied vorliegen. Die Unterschiede in der Form der beiden Magnetisierungskurven haben Auswirkungen bei den folgenden Verrechnungen. Auf diese wird an den entsprechenden Stellen eingegangen.

- **Winkelabhängige Darstellungen**

Im Polarplot der Remanenz ist zu erkennen, dass die Messwerte der Remanenz für linear parallel polarisiertes einfallendes Licht jeweils in Bereichen von 45° größere sind als für linear senkrecht polarisiertes. Darauf folgt ein Bereich von 45° in dem sie annähernd gleich sind. Der Grund dafür ist zu erkennen, wenn man Messungen bei weiteren Winkeln betrachtet. Jeweils in magnetisch schwerer Richtung ändert sich die Kurvenform. Der

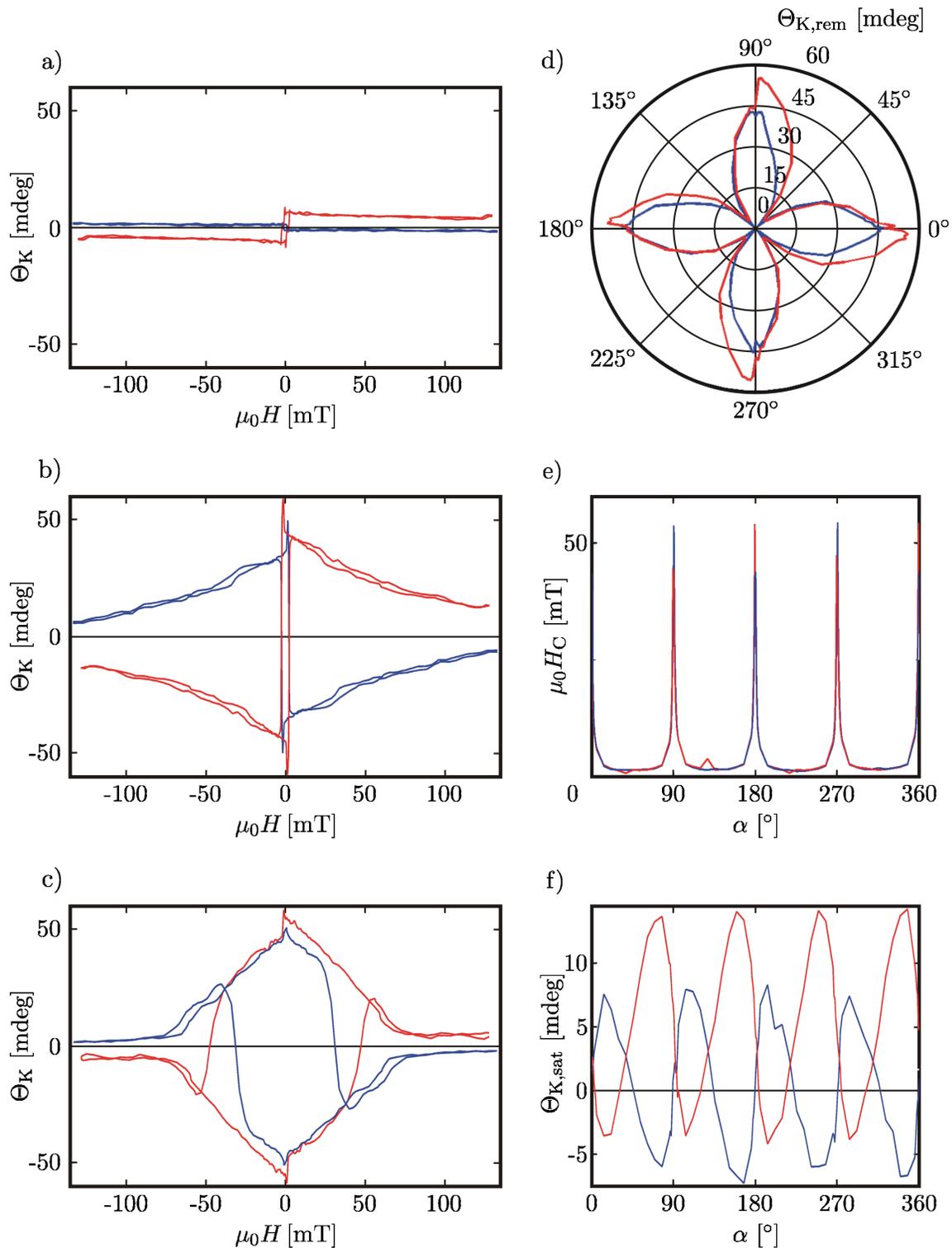


Abbildung 6.15: Messungen des KERR-Winkels des LinMOKE Anteils der M_{2+3} -Komponente der Fe 12 nm Probe für linear senkrecht (blau) / parallel (rot) polarisiertes einfallendes Licht. Magnetisierungskurven für a) 225° , b) 257° und c) 269° . Polarplot der Remanenz d). Plot des Koerzitivfeldes e) und des KERR-Winkels in der Sättigung f).

kleine Sprung, der kurz nach Anlegen des Gegenfeldes auftritt wechselt dabei zwischen Anstieg und Abfall. Diese Wechsel in der Kurvenform geschehen bei den selben Winkeln wie bei der M_{1+3} -Komponente.

Für das Koerzitivfeld zeigt sich, dass bei den Peaks abwechselnd die beiden Polarisierungen des einfallenden Lichts die höheren Messwerte liefern. Für den einen Peak bei 179° ist der Grund dafür oben bereits aufgezeigt worden. Betrachtet man nacheinander die magnetisch schweren Richtungen, stellt man fest, dass die beiden Polarisierungen des einfallenden Lichts abwechselnd die Magnetisierungskurve aufweisen, deren Form dem Grenzfall (siehe Abbildung 6.3 c)) am nächsten kommt. Bei den Kurven für die Sättigung fällt auf, dass der Offset für die Messungen mit linear parallel polarisiertem einfallendes Licht deutlich höher ist als bei linear senkrecht polarisiertem.

6.3.3 Vergleich von M_1 -, M_2 - und M_3 -Komponente des KERR-Winkels

In Abbildung 6.16 a) bis c) sind die durch Verrechnen der LinMOKE Anteile erhaltenen Magnetisierungskurven für die M_1 -, M_2 - und M_3 -Komponente dargestellt. Die verwendeten Winkel sind 135° , 167° und 179° für die M_1 -Komponente, 225° , 257° und 269° für die M_2 -Komponente und 135° , 167° und 179° für die M_3 -Komponente.

Die winkelabhängigen Darstellungen finden sich in 6.16 d) bis f). Die Winkel für die M_2 -Komponente sind dabei wieder um 90° verschoben.

- **Magnetisierungskurven**

Für die magnetisch leichte Richtung weisen alle drei Komponenten nur einen Sprung auf, dieser liegt beim Koerzitivfeld der M_1 -Komponente. In der magnetisch mittelschweren Richtung treten in allen Komponenten zwei Sprünge auf, jeweils beim Koerzitivfeld der M_1 -Komponente und M_2 -Komponente.

In der magnetisch schweren Richtung zeigt sich für die M_2 -Komponente im Bereich des Koerzitivfeldes eine Veränderung in der Steigung. Diese Form der Magnetisierungskurve ist bei der Verrechnung aufgrund der Winkeldifferenz der zwischen den zugrundeliegenden Messungen entstanden. Außerdem ist für die magnetisch schwere Richtung eine deutliche M_3 -Komponente vorhanden. Diese weist darüber hinaus große Unterschiede für ihre beiden Laufrichtungen auf, wodurch eine breite Stufe gebildet wird. Diese hat eine Form, die mit der Stufe vergleichbar ist, die auch nach der Verrechnung noch in der M_1 Komponente vorliegt. Betrachtet man die M_3 -Komponente für weitere Winkel, zeigt sich, dass die Laufrichtungen, welche die Stufe bilden, sich bei gewissen Winkeln vertauschen. Diese stimmen mit den Winkeln überein, für die Sprünge in den Polarplots der Remanenzen der M_{1+3} - und M_{2+3} -Komponenten auftreten.

- **Winkelabhängige Darstellungen**

Im Polarplot der Remanenz haben sich die Sprünge, die bei den M_{1+3} - und M_{2+3} -Komponenten vorhanden waren, verringert, sind aber noch zu erkennen. In den magnetisch schweren Richtungen stimmen die Werte der Remanenzen für M_1 - und M_2 -Komponente gut überein. Die vier Kreise sind deutlich zu erkennen. Beim Koerzitivfeld

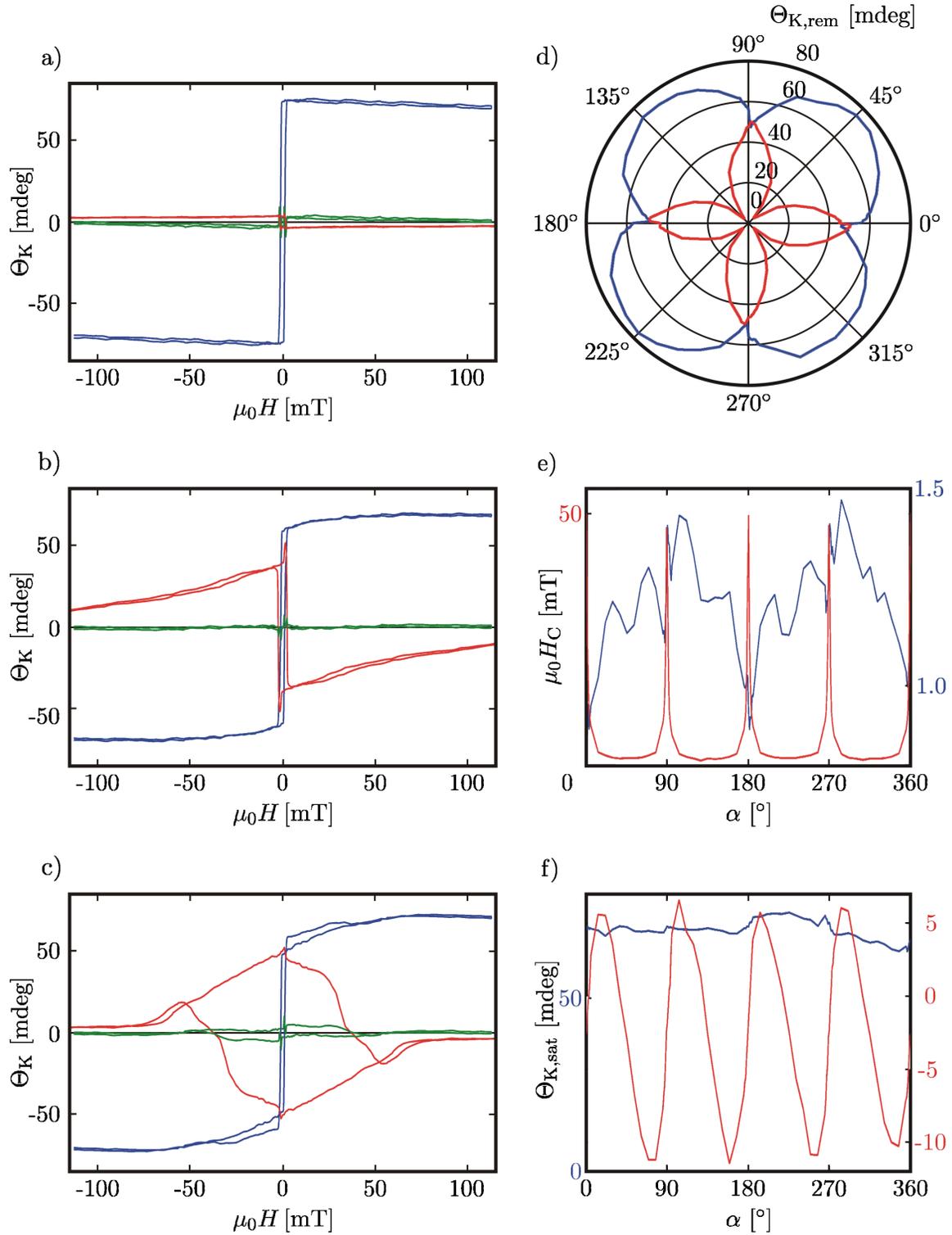


Abbildung 6.16: Errechneter KERR-Winkel für die M_1 - (blau), M_2 - (rot) und M_3 -Komponente (grün) der Fe 12 nm Probe. Magnetisierungskurven a) 135° für M_1 und M_3 ; 225° für M_2 , b) 167° für M_1 und M_3 ; 257° für M_2 , c) 179° für M_1 und M_3 ; 179° für M_2 . Polarplot der Remanenz d). Plot des Koerzitivfeldes e) und des KERR-Winkels in der Sättigung f). Getrennte Skalen in e) und f).

der M_2 -Komponente haben die Peaks nach der Verrechnung dieselben Höhen. Die Peaks liegen bei den Winkeln 0° , 89° , 180° und 269° . Die M_1 -Komponente zeigt bei diesen Winkeln Sprünge und es zeigt sich eine zweizählige Struktur. Eine vierzählige Struktur ist jedoch nicht erkennbar. Die Winkelabhängigen Darstellungen der Sättigungswerte zeigen dieselben Strukturen wie bei den anderen Proben.

6.3.4 Ermittlung des Magnetisierungsvektors

Die aus den Magnetisierungskurven für die M_1 - und M_2 -Komponente errechneten Beträge des Magnetisierungsvektors sind in Abbildung 6.17 a) bis c) und die zu diesen Kurven gehörenden Winkel des Magnetisierungsvektors in Abbildung 6.17 d) bis f) dargestellt. Es gelten die selben Anmerkungen wie bei der *Fe 7nm Probe*.

- **Verlauf von $|\vec{M}|$**

Für alle betrachteten Richtungen gilt, dass $|\vec{M}|$ während des größten Teils der Verläufe konstant ist. Es gibt jeweils einen Einbruch beim Koerzitivfeld der M_1 -Komponente. Der zweite Einbruch bei der magnetisch mittelschweren Richtung ist bei dem betrachteten Winkel kaum noch vom ersten zu trennen. Bei der magnetisch schweren Richtung gibt es eine Stufe oberhalb und eine unterhalb der Sättigung. Die oberhalb der Sättigung passt zu der M_3 -Komponente und der Stufe in der M_1 -Komponente, allerdings ist sie schmaler, weil sie in die zweite Stufe übergeht. Diese zweite Stufe befindet sich in dem Bereich, in dem für die M_2 -Komponente der Knick Vorlag. Damit kommt es durch die sehr kleine Winkeldifferenz der ursprünglichen Messungen zu diesem Einbruch.

- **Ausrichtung von \vec{M} für 315° (magnetisch leichte Richtung)**

Die Verläufe der Winkel ähneln stark denen für die anderen beiden Proben. In der magnetisch mittelschweren Richtung sind bei diesem Winkel die beiden 90° Sprünge kaum noch von einem 180° Sprung zu unterscheiden. In der magnetisch schweren Richtung zeigt sich ebenfalls eine Schwankung durch den Fehler in der M_2 -Komponente.

Das aus den in Abbildung 6.17 a) bis f) enthaltenen Daten bestimmte Verhalten des Magnetisierungsvektors ist in Abbildung 6.18 a) bis c) dargestellt. Die bei der *Fe 7nm Probe* gemachten Anmerkungen dazu sind auch hier gültig.

Auch für diese Probe zeigt sich, dass sich durch die Einbrüche in $|\vec{M}|$ im Polarplot für den Verlauf des Magnetisierungsvektors Geraden zwischen Anfangs und Endzustand ergeben. Außerdem ist aus den Darstellungen ersichtlich, wieviel weniger Messpunkte die Magnetisierungskurven bei dieser Probe haben. Aus Abbildung 6.13 b) ist zu erkennen, dass auch im Fall von zwei sehr nah beieinander liegenden Sprüngen diese klar zu unterscheiden sind und auch die Geraden zwischen den Randzuständen im Polarplot erhalten bleiben.

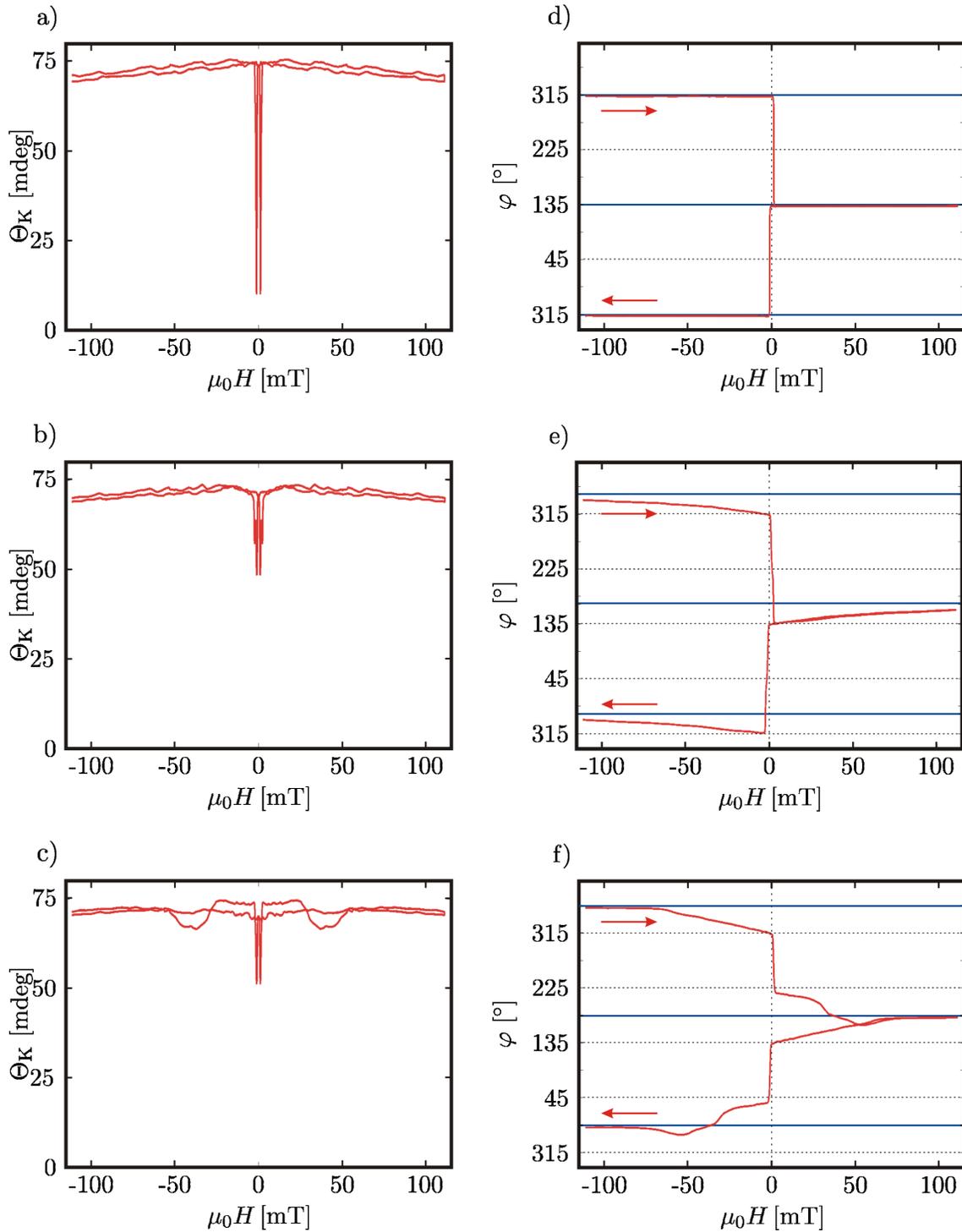


Abbildung 6.17: Betrag und Winkel des Magnetisierungsvektors der Fe 12 nm Probe berechnet aus dem KERR-Winkel. Betrag des Magnetisierungsvektors für 135° a), 167° b) und 179° c). Winkel der Magnetisierungsrichtung für 135° d), 167° e) und 179° f). Die gestrichelten Linien Markieren die leichten Richtungen, die blauen Linien die Richtungen parallel zum äußeren Magnetfeld.

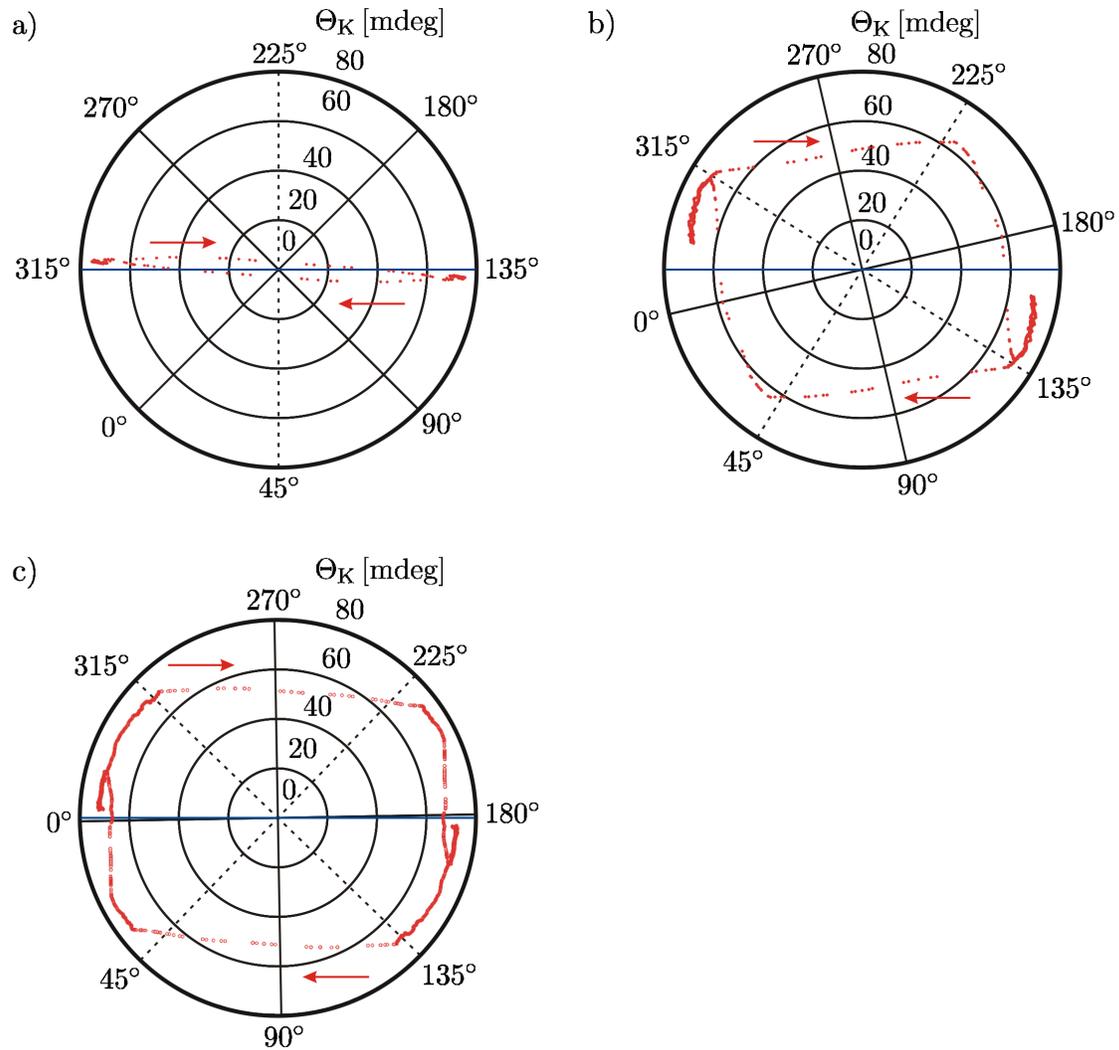


Abbildung 6.18: Zusammengefasste Darstellung von Betrag und Winkel des Magnetisierungsvektors für die *Fe 12 nm Probe* berechnet aus dem KERR-Winkel für die Winkel a) 135°, b) 167° und c) 179°. Die gestrichelten Linien markieren die magnetisch leichten Richtungen, die durchgezogenen die magnetisch schweren Richtungen und die blaue die Richtung parallel zum äußeren Magnetfeld. Dargestellt sind einzelne Messpunkte.

7 Diskussion der Messergebnisse

In diesem Kapitel wird diskutiert, was sich aufgrund der Messergebnisse über das Verhalten der Magnetisierung während des Umpolens sagen lässt. Wie sich an den Messergebnissen erkennen lässt, zeigen alle drei Proben ein sehr ähnliches Verhalten. Daher wird in Abschnitt 7.1 zunächst ein allgemeines Modell für das Verhalten der Magnetisierung vorgestellt. Anschließend werden die Abweichungen von diesem Modell die bei den verschiedenen Proben auftreten in Abschnitt 7.2 aufgeführt. Dabei werden auch die Unterschiede zwischen den Proben betrachtet.

7.1 Modell für das Verhalten der Magnetisierung

Bei dem folgenden Modell wird nur das Verhalten der Magnetisierung innerhalb der x-y-Ebene diskutiert. Auf die in z-Richtung liegende M_1 -Komponente wird in Kapitel 7.2 eingegangen. Wenn man in den Abbildungen 6.7 a) bis c), 6.12 a) bis c) und 6.17 a) bis c) erkennen lässt, ist $|\vec{M}|$ während des Umpolens nahezu die ganze Zeit konstant. Nur an den Stellen wo Sprünge im Winkel vorliegen findet ein starker Einbruch statt.

In der Sättigung sind alle magnetischen Momente in der Probe parallel zum äußeren Magnetfeld ausgerichtet, so dass nur eine Domäne vorliegt. Da $|\vec{M}|$ beim Zerfall der Magnetisierung in unterschiedliche Domänen abnehmen würde, muss Abseits der Sprünge somit eine kontinuierliche Drehung der Domäne vorliegen.

Aus den Abbildungen 6.7 e), 6.12 e) und f) und 6.17 e) und f) kann entnommen werden, dass die Drehung immer zu der dem äußeren Magnetfeld am nächsten gelegenen magnetischen leichten Richtung erfolgt. Die Grenzfälle bei denen zwei magnetische leichte Richtungen gleich

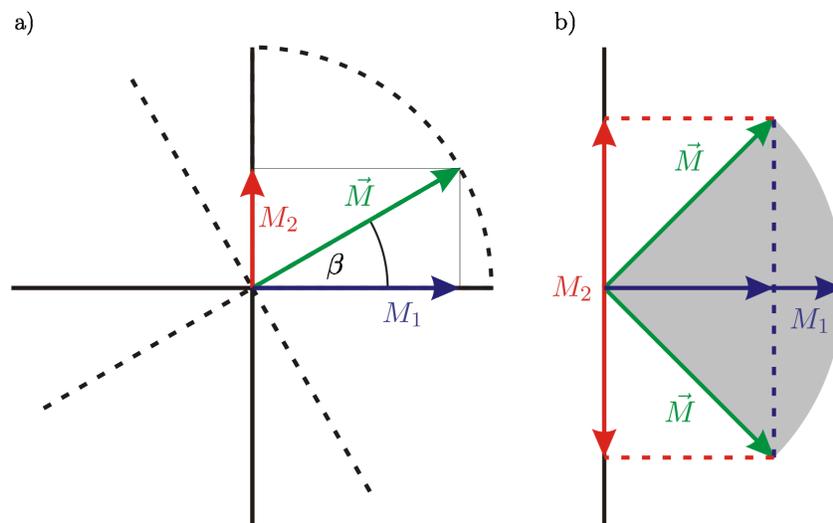


Abbildung 7.1: Schmatische Darstellung zur gemessenen Remanenz. In a) ist gezeigt wie die Remanenz der M_1 - und M_2 -Komponente von \vec{M} abhängen. In b) ist durch den grauen Bereich markiert, welche Lagen die zum äußeren Magnetfeld nächste magnetisch leichte Richtung haben kann. Außerdem sind die sich damit ergebenden Grenzfälle für die Remanenzen gezeigt.

weit entfernt sind werden weiter unten diskutiert.

Die Ausrichtung des Magnetisierungsvektors ist damit bei Ermittlung der Remanenz parallel zu dieser leichten Richtung. In Abbildung 7.1 verdeutlicht, was dies für die Remanenz der M_1 - und M_2 -Komponente bedeutet.

In a) ist zu sehen, dass die Remanenz der M_1 -Komponente der Projektionen von \vec{M} auf die x-Achse und die Remanenz der M_2 -Komponente der Projektionen von \vec{M} auf die x-Achse entsprechen. Damit ist die Remanenz der M_1 -Komponente $\sin(\beta)|\vec{M}|$ und die Remanenz der M_2 -Komponente $\cos(\beta)|\vec{M}|$. Der Winkel β läuft dabei von -45° bis 45° . An den Grenzen dieses Bereiches wechselt, welche der magnetischen leichten Richtungen am nächsten zum äußeren Magnetfeld liegt.

Auf Grundlage dieser Theorie kann man theoretische Werte für die Remanenzen errechnen. In Abbildung 7.2 sind die gemessenen Remanenzen für die M_1 - und M_2 -Komponente bei der *Fe 7nm Probe* gezeigt. Bei den Remanenzen der M_1 -Komponente entspricht die Rechnung dem Betrag von $\sin(\beta)|\vec{M}|$, da auch bei den Messwerten der Betrag ermittelt wird. $|\vec{M}|$ ist für die Rechnungen mit 74 mdeg angenommen, dem Durchschnittswert der Sättigung der M_1 -Komponente der aus Abbildung 6.5 f). Für den Winkel gilt $\beta = \alpha - 45^\circ$.

Wie man sehen kann ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den theoretischen Werten und den gemessenen. Die einzigen deutlichen Abweichungen liegen bei der 179° und 359°

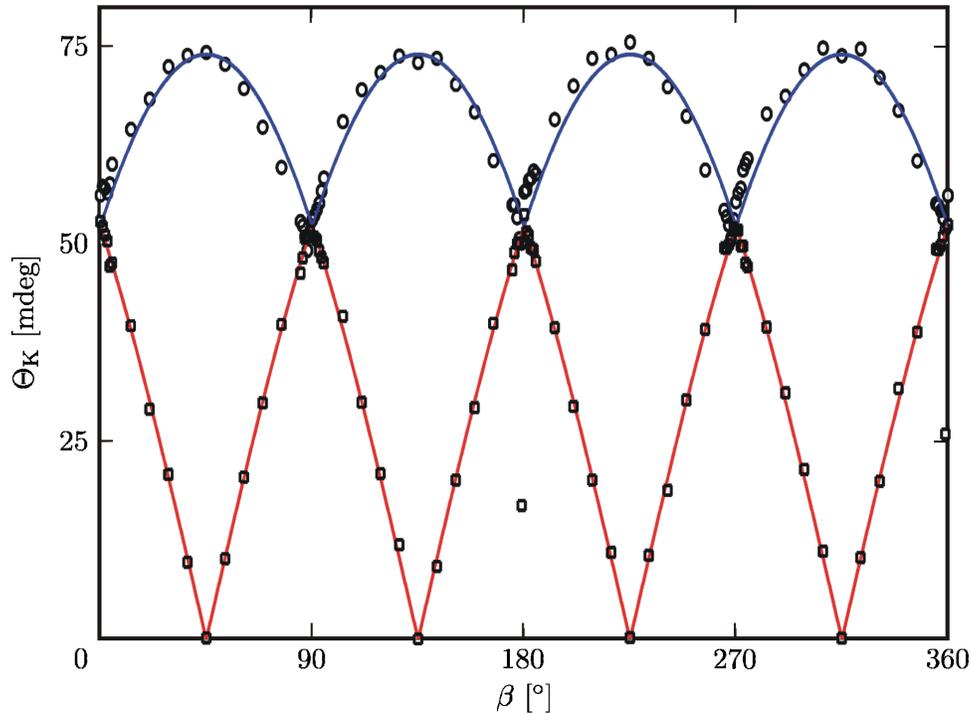


Abbildung 7.2: Vergleich der theoretischen Remanenzen mit den gemessenen für die M_1 - und M_2 -Komponente bei der *Fe 7nm Probe*. Die gemessenen Remanenzen der M_1 -Komponente sind durch Kreise, die Remanenzen der M_2 -Komponente mit quadraten markiert. Die theoretischen werte der Remanenzen der M_1 -Komponente blau, die theoretischen Remanenzen der M_2 -Komponente rot dargestellt.

für die Remanenz der M_2 -Komponente vor. Diese entsprechen weiter unten diskutierten Grenzfällen. Da die Werte für die beiden Remanenzen zusammen somit $|\sin(\beta)|$ entsprechen erklärt dies die Kreise, die in den Polardarstellungen der Remanenzen zu erkennen sind.

Aus den Abbildungen 6.7 e), 6.12 e) und f) und 6.17 e) und f) ist zu erkennen, dass bei Erreichen des Koerzitivfeldes der M_1 -Komponente für alle Probenausrichtungen, die keine Grenzfälle darstellen ein Sprung um 90° erfolgt.

In den Abbildungen 6.8, 6.13 und 6.18 ist zu erkennen, dass sich während dieses Sprungs gerade Verläufe zwischen Ausgangszustand und Endzustand ergeben. Aus den Abbildungen 6.7 a) bis c), 6.12 a) bis c) und 6.17 a) bis c) ergibt sich, dass gleichzeitig $|\vec{M}|$ einbricht. Somit kann es nicht weiterhin nur ein Domäne geben.

Diese beiden Befunde können erklärt werden, wenn man davon ausgeht, dass während des 90° Sprungs die Domänen mit dem Ausgangszustand und dem Endzustand gemischt vorliegen. Wenn nur diese zwei Richtungen vorhanden sind ist die Summe der Beträge ihrer Magnetisierungsvektoren mit der Sättigungsmagnetisierung identisch. Es gilt also $|\vec{M}_{\text{Aus}}| + |\vec{M}_{\text{Aus}}| = |\vec{M}_{\text{Sat}}|$. Während des Sprungs ändert sich das Verhältnis in dem die beiden Ausrichtungen vorliegen. In der Vektorienllnen Betrachtung ist die Projektion der Summe $\vec{M}_{\text{Aus}} + \vec{M}_{\text{Aus}}$ auf die Richtung die in der Mitte zwischen den beiden Zuständen liegt konstant. Daraus folgt, dass bei einem solchen Verhalten während des Umschlagens die Zustände von \vec{M} auf einer Geraden senkrecht zu der Richtung, die in der Mitte zwischen Ausgangszustand und Endzustand liegt, verlaufen müssen. Dies entspricht genau dem Verhalten, dass in den Abbildungen 6.8, 6.13 und 6.18 für alle Sprünge zu erkennen ist.

Das Koerzitivfeld bei dem der Umschlag geschieht variiert stark. Die gemessenen Werte setzen sich dabei aus zwei Anteilen zusammen. Zum einen einer vierzählige Struktur, aus der zu erkennen ist, dass das Koerzitivfeld in magnetisch leichten Richtungen größer ist als in magnetischen schweren Richtungen. Zum anderen eine zweizählige Struktur, diese tritt bei den Proben unterschiedlich stark auf und wird in Kapitel 7.2 nochmals betrachtet.

Nach dem Ersten Sprung findet für die meisten Ausrichtungen der Probe ein Zweiter statt. Dieser erfolgt nach dem selben Schema wie der erste. Bei Probenausrichtungen die relativ weit von der magnetischen schweren Richtung entfernt sind, findet der Sprung sofort nach dem ersten statt. Der Zustand nach dem Sprung ist in diesem Fall die magnetisch leichte Richtung, die am nächsten zu der neuen Ausrichtung des Magnetfeld liegt. Je näher man sich an der schweren Richtung befindet, desto geringer ist für die magnetischen leichten Richtungen der Unterschied im Abstand zum äußeren Magnetfeld. Die Messergebnisse zeigen für den zweiten Sprung, dass er mit Annäherung an die schwere Richtung immer später stattfindet. Auch kommt es nach dem ersten Sprung bereits zu einer kontinuierlichen Drehung und der Endzustand des Sprungs liegt nicht mehr in der leichten Richtung, sondern nähert sich ebenfalls der Richtung des Magnetfeldes an. Dabei entspricht der Endzustand jenem, der auch bei Verlassen der Sättigung für das selbe Magnetfeld vorliegt. Aufgrund dieses Verhaltens steigt die Remanenz der M_2 -Komponente für schwere Richtungen sehr stark an. Damit ist diese Größe sehr gut für die Bestimmung der magnetischen schweren Richtungen geeignet.

Um für die Remanenzen der Remanenzen der M_1 - und M_2 -Komponente Modelle zu entwickeln müssten theoretische Rechnungen zur Energetischen Lage der einzelnen Richtungen in Abhängigkeit von der Probendrehung und dem äußeren Magnetfeld durchgeführt werden.

Es gibt zwei verschiedene Grenzfälle in denen Abweichungen vom oben beschriebenen Verhalten festgestellt wurden. Der Erste Grenzfall ist gegeben wenn eine magnetische leichte Richtung

parallel zum äußeren Magnetfeld liegt. In diesem Fall erfolgt keine kontinuierliche Drehung sondern bei Erreichen des Koerzitivfeldes ein Sprung um 180° in die entgegengesetzte Richtung. Da kein Zwischenzustand vorhanden ist, kann man daran sehen, dass die M_2 -Komponente bei diesen Richtungen fast konstant null ist. Beispiele für dieses Verhalten sind die gezeigten magnetischen leichten Richtungen bei der *Fe 7 nm Probe* und der *Fe 12 nm Probe*. Bei der *Fe 4 nm Probe* ist noch ein anderer Fall zu sehen. Hier tritt direkt vor dem Sprung eine sehr schnelle kontinuierliche Drehung auf und der darauf folgende Sprung geschieht dafür um einen entsprechend verringerten Winkel.

Der Zweite Grenzfall tritt auf, wenn eine magnetische schwere Richtung nahezu parallel zum äußeren Magnetfeld ausgerichtet war. Darstellungen für eine solche Messung befinden sich bei der magnetischen schweren Richtung für die *Fe 7 nm Probe*. In Abbildung 6.7 c) es ist zu erkennen, dass nach Verlassen der Sättigung eine Verringerung von \vec{M} stattfindet. Daher kann ab diesem Punkt nicht mehr nur eine einzige Domäne vorliegen. Das bedeutet für den in Abbildung 6.7 f) gezeigten Winkel, dass es sich bei ihm nur um die Summe aus mehreren Zuständen handelt. Betrachtet man die Komponenten der Magnetisierung in Abbildung 6.5 c) so ist für die M_1 -Komponente ein normaler Verlauf zu erkennen. Für die M_2 -Komponente hingegen sind die Messwerte stark verringert. Damit die beiden Komponenten ein solches Verhalten zeigen können müssen Domänen mit zwei verschiedenen Ausrichtungen vorhanden sein. Diese beiden Richtungen drehen sich von der magnetfeldrichtung aus in die beiden leichten Richtungen die in diesem Fall gleich weit von der Magnetfeldrichtung entfernt liegen. Da im gemessenen Fall die M_2 -Komponente nur verringert aber nicht null ist, sind die Anteile der beiden Domänen nicht gleich groß. Die gemessene Remanenz der M_2 -Komponente liegt etwa bei der Hälfte des theoretischen Werts. Dieser Wert ergibt sich wenn die beiden Domänen im Verhältnis eins zu drei vorliegen. Wenn beide Domänen im gleichen Verhältnis vorliegen, würde die M_2 -Komponente für den gesamten Verlauf null sein. Die Messung eines solchen Zustandes würde die exakte Bestimmung der Lage der magnetischen schweren Richtung ermöglichen.

Ein zu dem hier dargelegten Modell ähnliches wurde zuerst von Florzack und Dahlberg [37] für dünne Eisenschichten (10 - 15 nm) auf GaAs vorgestellt, allerdings wurde dort postuliert, dass die Domänen bei den auftretenden Sprünge immer um 90° gedreht zueinander sind. Yan, Grünberg et al. [38] haben dünne Eisenschichten (5-50 nm) auf Au untersucht. Dabei wurden MOKE Messungen mit äußerem Magnetfeld parallel zu x-Achse durchgeführt. Eine Separation des QMOKE Anteils oder die Ermittlung der einzelnen Komponenten des Magnetisierungsvektors wurden dabei nicht benutzt. Um ein komplettes Modell zu erhalten wurden stattdessen zusätzlich mit einem magneto-optic microscope Bilder der Domänen aufgenommen. Diese zeigen, dass während der Sprünge immer nur zwei verschiedene Domänen existieren. Dabei wurde festgestellt, dass beim zweiten Sprünge zum Teil auch Winkel kleiner als 90° auftreten können. Somit ist das in dieser Arbeit beschriebene Modell mit dem dort festgestellten Verhalten identisch.

7.2 Abweichendes Verhalten

In diesem Abschnitt wird auf die verschiedenen Faktoren eingegangen, die Abweichungen von dem beschriebenen Modell erzeugen.

- **Einfluss der M_3 -Komponente**

Den bedeutendsten Einfluss auf die Messergebnisse hat die M_3 -Komponente. Am besten sind die Auswirkungen an den Darstellungen für $|\vec{M}|$ zu erkennen. Dort treten in einigen der gezeigten Fällen Stufen auf, die oberhalb des Sättigungswertes liegen. Da $|\vec{M}|$ aber nicht größer werden kann als in der Sättigung, ist in solches Verhalten kann nur durch die M_3 -Komponente zu erklären. Den der PMOKE weist eine andere Proportionalitätskonstante zwischen gemessenem KERR-Winkel und der Magnetisierung auf.

Durch einen Vergleich der Kurven für $|\vec{M}|$ und die M_3 -Komponente ist zu sehen, dass die den Bereichen, wo $|\vec{M}|$ die Sättigung deutlich überschreitet immer auch große M_3 -Komponenten vorliegen. Außerdem weisen auch die anderen beiden Komponenten der Magnetisierung kleine Sprünge auf, die mit dem Modell nicht zu erklären sind. Auch bei diesen sind fast immer äquivalente Sprünge in der M_3 -Komponente zu erkennen. Diese können ebenfalls ein Zeichen der nicht vollständigen Separation sein. Allerdings gibt es auch Sprünge, bei denen sich ein Teil der Magnetisierung von einer anderen in die M_3 -Komponente verschiebt. Hierbei ist das Vorzeichen der Komponenten ausschlaggebend. Wenn die eine Komponente ansteigt, während die andere abfällt, verschiebt sich ein Teil der Magnetisierung. Steigen hingegen beide an, hat keine vollständige Separation stattgefunden.

Das letzte ist bei der gezeigten magnetischen schweren Richtung für die *Fe 12 nm Probe* der Fall. Wie in Abbildung 6.16 c) deutlich zu sehen ist, weist die M_1 -Komponente nach der Separation immer noch eine Stufe auf, die im Vorzeichen mit der Stufe in der M_3 -Komponente übereinstimmt. Bei einem genaueren Vergleich kann festgestellt werden, dass die Stufe in der M_3 -Komponente etwas größer ist als die in der M_1 -Komponente. Daraus kann abgeschätzt werden, dass in diesem Fall nur gut die Hälfte der M_3 -Komponente aus der M_1 -Komponente entfernt wurde. Dies entspricht der in der Theorie gemachten Aussage, dass durch die Verrechnung von linear senkrecht polarisiertem und linear parallel polarisiertem einfallendem Licht bei dem genutzten Einfallswinkel von 45° nur eine teilweise Separation möglich ist.

Wenn man jedoch die Messungen der M_{1+3} - und M_{2+3} -Komponente für die *Fe 12 nm Probe* mit den ermittelten M_1 - und M_2 -Komponenten vergleicht, kann man besonders beim Polarplot der Remanenz feststellen, dass durch die Separation trotzdem ein Großteil der Asymmetrie entfernt wurde.

Auch aus den M_{1+3} - und M_{2+3} -Komponenten kann man bei Vergleich mit den den zugehörigen M_3 -Komponenten erkennen, dass diese entscheidet ob die gemessenen Remanenzen für linear senkrecht polarisiertes oder linear parallel polarisiertes Licht größer sind.

Über das Verhalten der M_3 -Komponente lässt sich nur Aussagen, dass die gemessenen Werte in magnetischen schweren Richtungen größer sind als in magnetischen leichten Richtungen. Das relative Vorzeichen zu den anderen Komponenten kann für eine Probe

bestimmt aber nicht vorhergesagt werden. Und auch nur bei der *Fe 12nm Probe* tritt dabei ein vom Drehwinkel abhängiger Vorzeichenwechsel auf.

- **Abweichungen in der Lage der magnetischen Richtungen**

Aus den Winkelabhängigen Darstellungen ist bei allen Proben festgestellt worden, dass die Bereiche zwischen den Kenngrößen unterschiedliche Breite aufweisen. Diese Unterschiede lagen dabei mit einer zweizähligen Symmetrie vor. Dies deutet darauf hin, dass die magnetischen leichte und schweren Richtungen nicht so vorliegen wie nach der Theorie erwartet. Stattdessen könnte das Kristallgitter des Eisens eine leichte Verzerrung aufweisen.

Ebenfalls ein Hinweis auf eine Abweichung bei den Achsen ist durch die Einbrüche der Remanenz der M_2 -Komponente der *Fe 7nm Probe* gegeben. Durch diese Messungen ist die Lage von zwei der magnetischen schweren Richtungen mit 180° Drehung zueinander sehr genau definiert. In den Richtungen 90° gedreht dazu wird jedoch kein Einbruch der Remanenz gemessen.

Wenn die magnetischen schweren Richtungen nicht exakt im 90° Winkel zueinander liegen, könnte dies auch erklären, warum beim Koerzitivfeld der M_1 -Komponente eine Überlagerung durch eine zweizählige Struktur vorliegt. Für eine Kopplung dieser beiden Parameter spricht auch, dass bei der *Fe 4nm Probe* beide Abweichungen in beiden Parametern zugleich geringer sind.

Aufgrund der Abweichungen in den bestimmten Winkeln für die magnetischen schweren Richtungen ist es nicht möglich zu sagen wie exakt die Annahme, dass für $\alpha = 0^\circ$ eine schwere Richtung vorliegt stimmt. Denn es könnten für die verschiedenen Proben und magnetischen schweren Richtungen unterschiedliche Abweichungen gelten. Aber die bestimmten Werte liegen jeweils in den Bereichen 88° - 90° , 178° - 180° , 268° - 270° und 358° - 360° . Daher ist es wahrscheinlich dass eine Abweichung von -1° vorliegt. Dieser Wert sollte bei weiteren Messungen als Offset verwendet werden.

Um genauer zu prüfen in welcher Form eine Abweichung der magnetischen schweren Richtungen vorliegt und auch den Offset von α genauer zu bestimmen. Sollten die schweren Richtungen einer Probe in noch kleineren Schritten vermessen werden.

- **Verhalten der Sättigung der M_2 -Komponente**

Ein Verhalten für das zum momentanen Zeitpunkt keine Erklärung vorliegt ist die periodische Schwankung der Sättigung der M_2 -Komponente. Da die in der Probe an diesen Messpunkten die M_1 -Komponente in Sättigung ist, sollten der LMOKE der M_2 -Komponente und der PMOKE der M_3 -Komponente null sein. Auch der QMOKE Anteil kann nicht der Grund sein, da dieser separiert wird. Nach der vorgestellten Theorie sollte nur der PMOKE der M_1 -Komponente in dieser Konfiguration auftreten, dieser kann jedoch mit dem verwendeten Aufbau nicht detektiert werden. Ein Term der in der Theorie als klein vernachlässigt wird, der aber in dieser Konfiguration gemessen werden könnte ist der von M_3^3 abhängige Term 3. Ordnung.

Als sonstige mögliche Erklärung kommt in Frage, dass die Magnetisierung der Probe bei den verwendeten Magnetfeldern noch nicht vollständig gesättigt ist. Allerdings wird

momentan bereits annähernd mit dem maximal möglichen Feld gearbeitet, so dass diese Überprüfung einen anderen Magneten erfordern würde. In diesem Zusammenhang sollte auch überprüft werden, ob die Stufen, die bei einigen Kurven direkt nach Verlassen der Sättigung auftreten bei höheren Magnetfeldern erhalten bleiben oder ob es sich bei diesen um einen durch den Messablauf hervorgerufenen Effekt handelt.

- **Unterschiede zwischen den Proben**

Betrachtet man die gemessenen Größen für die drei Proben so ergeben sich unterschiede im Verhalten. Der deutlichste Unterschied für den gemessenen KERR-Winkel ergibt sich bei die *Fe 4 nm Probe*, wo der Wert geringer ist als bei den anderen beiden Proben. Für diese liegen die gemessenen KERR-Winkel nahe beieinander, sind aber sogar für die *Fe 7 nm Probe* noch etwas größer als bei der *Fe 12 nm Probe*.

Bei den Koerzitivfeldern der M_1 -Komponente zeigt die *Fe 7 nm Probe* die geringsten Werte. Die der *Fe 4 nm Probe* sind etwa höher und die der *Fe 12 nm Probe* am größten. Bei den Koerzitivfeldern der M_2 -Komponente kann die Höhe der Peaks nicht so einfach verglichen werden, da für diesen kleinste Winkelabweichungen deutliche Unterschiede bedeuten.

Betrachtet man das Auftreten der M_3 -Komponente, so ist dies bei der *Fe 12 nm Probe* am deutlichsten. Bei der *Fe 4 nm Probe* treten nur geringere M_3 -Komponenten auf und bei der *Fe 7 nm Probe* sind sie am kleinsten.

Es ist somit nicht möglich eine Beziehung zwischen den gemessenen Größen und der Schichtdicke der untersuchten Probe herzustellen.

8 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wird das Verhalten der Magnetisierung von dünnen epitaktischen Eisenfilmen in einem sich verändernden äußeren Magnetfeld untersucht.

Zu diesem Zweck wurde der vorhandene Aufbau in mehreren Punkten verbessert. Die Genauigkeit der Probendrehung wurde durch einen neuen Probenhalter erhöht und durch exakte Justage sind automatisierte Aufnahmen mit Probendrehungen ermöglicht worden. Die anfangs vorhandenen Schwankungen im Messsignal konnten auf den verwendeten PEM zurückgeführt und durch Austausch des selben behoben werden. Desweiteren wurde durch einen Umbau der HALL-Sonde die mögliche Auflösung bei der Messung des äußeren Magnetfelds erhöht, wodurch die Magnetisierungskurven mit deutlich erhöhter Genauigkeit messbar sind. Die entscheidende Veränderung liegt jedoch in dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und realisierten Verfahren zur Kalibrierung des gemessenen KERR-Winkels. Dessen Funktionalität wird durch den Vergleich mit externen Messungen bestätigt. Außerdem wird aufgezeigt wie eine Erweiterung des Verfahrens auf Messungen der KERR-Elliptizität möglich ist.

Zur Erklärung der aufgenommenen Magnetisierungskurven werden in der MOKE-Theorie Effekte der 2. Ordnung mit einbezogen und es wird gezeigt auf welchem Weg es möglich ist diese von den Anteilen 1. Ordnung zu separieren. Zusätzlich dazu wird gezeigt wie aus den Anteilen 1. Ordnung unter Verwendung von äußeren Magnetfeldern entlang der x- und y-Achse sowie linear senkrecht und linear parallel polarisiertem einfallenden Licht die einzelnen Komponenten des Magnetisierungsvektors voneinander getrennt werden können.

Dabei wird in der momentanen Konfiguration des Aufbaus nur eine teilweise Separation der M_3 -Komponente erreicht. Um dies zu optimieren muss der eine Veränderung des Einfallswinkels des Lichts vorgenommen werden. Bei der Realisation von nahezu senkrechtem Einfall des Lichts könnte darüber hinaus der QMOKE Anteil deutlich präziser gemessen werden. Mit diesem Signal könnten dann die Anisotropiekonstanten der Probe bestimmt werden. Außerdem werden die unterschiedlichen Magnetfeldrichtungen im moment noch durch eine Drehung des Magneten realisiert. Bei einem Austausch gegen einen vierpoligen Magneten würde sich zum einen der Automatisierungsgrad weiter erhöhen und zum anderen könnten auch Magnetfelder in zusätzlichen Richtungen benutzt werden. Diese zusätzlichen Magnetfeldrichtungen würden weitere Informationen über das Verhalten der Magnetisierung liefern und so zu einer noch genaueren Beschreibung beitragen.

Da die M_3 -Komponente bei den Untersuchten Proben klein ist, war es jedoch auch bei der verwendeten Konfiguration des Aufbaus möglich das Verhalten der M_1 - und M_2 -Komponente sehr gut zu bestimmen. Die geringen auftretenden Abweichungen konnten auf die M_3 -Komponente zurückgeführt werden. Dies beweist, dass die die Entwickelte Theorie zur Durchführung von Vektor-MOKE Messungen bei gleichzeitiger Separation des QMOKE Anteils funktioniert.

Mit der zusätzlichen Möglichkeit die Magnetisierung der Proben parallel zur z-Achse zu sättigen könnte eine Kalibrierung der M_3 -Komponente vorgenommen werden. Damit wäre es möglich für alle drei Komponenten der Magnetisierung gleichzeitig zu messen, was eine vollständige Beschreibung des Magnetisierungsvektors bedeuten würde.

Mit den Messungen konnte gezeigt werden, dass die für die Messungen von KERR-Winkel und KERR-Elliptizität die gleichen Ergebnisse möglich sind. Eine Abhängigkeit der Kenngrößen von der Dicke der gemessenen Schicht konnte auf basis der drei gemessenen Proben nicht ermittelt werden. Die Untersuchung weiterer Schichten, die auch größere Unterschiede in der

Dicke aufweisen könnte hier Eindeutigere Informationen liefern.

Jedoch sind für alle drei Proben die gleichen Muster im Verhalten des Magnetisierungsvektors gegeben. Auf Grundlage dieser Daten konnte daher ein allgemeines Modell für das Verhalten der Magnetisierung in dünnen Eisenfilmen hergeleitet werden. Dieses stimmt mit dem in der Literatur beschriebenen Verhalten überein. Jedoch basiert die Herleitung in dieser Arbeit nicht auf verschiedenen Methoden sondern erfolgt ausschließlich aus MOKE Messungen.

A Anhang

A.1 Signalermittlung

Um zu zeigen, wie das gemessene Signal ermittelt wird, muss die Intensität des Lichts, die von der Diode gemessen wird berechnet werden. Dafür werden die optischen Bauteile durch JONES-Matrizen und das Licht durch einen Vektor beschrieben.

Senkrecht polarisiertes einfallendes Licht wird durch den Vektor

$$E^s = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

und parallel polarisiertes einfallendes Licht durch

$$E^p = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

beschrieben. Die Reflexionsmatrix hat die Form

$$\hat{R} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} . \quad (\text{A.3})$$

Der PEM wird durch

$$\hat{P} = \begin{pmatrix} e^{i\Delta} \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha & 0.5 (e^{i\Delta} - 1) \sin 2\alpha \\ 0.5 (e^{i\Delta} - 1) \sin 2\alpha & e^{i\Delta} \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

beschrieben, wobei α den Winkel zwischen der Modulationsachse des PEM und der Einfallsebene des Lichts ist. Die zeitabhängige Phasenverschiebung zwischen dem modulierten und unmodulierten Anteil des Lichts wird durch Δ beschrieben. Im verwendeten Aufbau ist der PEM so ausgerichtet, dass $\alpha = 0$ gilt.

Ein Polarisator wird durch die JONES-Matrix

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \cos \alpha \sin \alpha \\ \cos \alpha \sin \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

beschrieben. Die Polarisationsrichtung des Analysators ist um 45° zur Einfallsebene des Lichts gedreht.

Die Intensität I an der Diode kann mit der Formel

$$I^{s/p} = \left| \hat{A} \hat{P} \hat{R} E^{s/p} \right|^2 \quad (\text{A.6})$$

bestimmt werden. Durch Ausmultiplizieren erhält man für linear senkrecht polarisiertes Licht

$$I^s = \sin(\Delta)\Im(r_{ss}r_{ps}) + \cos(\Delta)\Re(r_{ss}r_{ps}) + \frac{1}{2} \left(|r_{ss}|^2 + |r_{ps}|^2 \right) \quad (\text{A.7})$$

und für linear parallel polarisiertes Licht

$$I^p = -\sin(\Delta)\Im(r_{pp}r_{sp}) + \cos(\Delta)\Re(r_{pp}r_{sp}) + \frac{1}{2} \left(|r_{pp}|^2 + |r_{sp}|^2 \right) \quad (\text{A.8})$$

Durch Normieren auf den konstanten Anteil erhält man

$$I_{\text{norm}}^s = \left(1 + \frac{r_{ps}^2}{r_{ss}^2} \right)^{-1} \left[-2 \sin(\Delta)\Im \left(-\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \right) - 2 \cos(\Delta)\Re \left(-\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \right) \right] + 1 \quad (\text{A.9})$$

und

$$I_{\text{norm}}^p = \left(1 + \frac{r_{sp}^2}{r_{pp}^2} \right)^{-1} \left[-2 \sin(\Delta)\Im \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right) + 2 \cos(\Delta)\Re \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right) \right] + 1 \quad (\text{A.10})$$

Dabei gilt $r_{ps}^2/r_{ss}^2 \ll 1$ und $r_{sp}^2/r_{pp}^2 \ll 1$, wodurch sich die Gleichungen (A.9) und (A.10) zu

$$I_{\text{norm}}^s \approx -2 \sin(\Delta)\Im \left(-\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \right) - 2 \cos(\Delta)\Re \left(-\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \right) + 1 \quad (\text{A.11})$$

und

$$I_{\text{norm}}^p \approx -2 \sin(\Delta)\Im \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right) + 2 \cos(\Delta)\Re \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right) + 1 \quad (\text{A.12})$$

vereinfachen. In den Gleichungen (A.11) und (A.12) sind die Real- und Imaginärteile der Verhältnisse $-r_{ps}/r_{ss}$ und r_{sp}/r_{pp} enthalten, welche dem KERR-Winkel und der KERR-Elliptizität entsprechen (siehe Gleichungen (2.28) und (2.29)).

Wenn man die Zeitabhängigkeit der Phasenänderung Δ ausschreibt erhält man

$$\Delta = \Delta_0 \sin(\Omega t) \quad (\text{A.13})$$

mit der Amplitude Δ_0 , die auch als Retadierung bezeichnet wird, und der Frequenz der Modulation Ω . Die Ausdrücke $\sin(\Delta_0 \sin(\Omega t))$ und $\cos(\Delta_0 \sin(\Omega t))$ können als FOURIER-Reihen geschrieben werden. Man erhält

$$\sin(\Delta_0 \sin(\Omega t)) = \sum_{n=0}^{\infty} 2J_{2n+1}(\Delta_0) \sin((2n+1)\Omega t) \quad (\text{A.14})$$

und

$$\cos(\Delta_0 \sin(\Omega t)) = J_0(\Delta_0) + \sum_{n=1}^{\infty} 2J_{2n}(\Delta_0) \cos(2n\Omega t) \quad (\text{A.15})$$

Die J_n stehen dabei für die n-te BESSEL-Funktion.

Der Lock-In-Verstärker filtert aus der Gesamtintensität Signale mit bestimmten Frequenzen heraus. Wenn man als Vergleichsfrequenz die Modulationsfrequenz des PEM Ω heranzieht, kann der verwendete Lock-In-Verstärker Signale mit den Frequenzen Ω oder 2Ω messen.

Für senkrecht polarisiertes einfallendes Licht erhält man für die Frequenz Ω

$$I_{\text{norm},\Omega}^{\text{S}} \approx -4J_1(\Delta_0) \Im \left(-\frac{r_{\text{PS}}}{r_{\text{SS}}} \right) \quad (\text{A.16})$$

und für die Frequenz 2Ω

$$I_{\text{norm},2\Omega}^{\text{S}} \approx -4J_2(\Delta_0) \Re \left(-\frac{r_{\text{PS}}}{r_{\text{SS}}} \right) \quad . \quad (\text{A.17})$$

Für parallel polarisiertes einfallendes Licht erhält man somit für die Frequenz Ω

$$I_{\text{norm},\Omega}^{\text{P}} \approx -4J_1(\Delta_0) \Im \left(\frac{r_{\text{SP}}}{r_{\text{PP}}} \right) \quad (\text{A.18})$$

und für die Frequenz 2Ω

$$I_{\text{norm},2\Omega}^{\text{P}} \approx 4J_2(\Delta_0) \Re \left(\frac{r_{\text{SP}}}{r_{\text{PP}}} \right) \quad . \quad (\text{A.19})$$

Somit kann je nach gewählter Frequenz entweder der KERR-Winkel oder die KERR-Eliptizität gemessen werden.

Literatur

- [1] BINASCH, G., P. GRUNBERG, F. SAURENBACH und W. ZINN: *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic-structures with antiferromagnetic interlayer exchange*. Phys. Rev. B, 39:7:4828–4830, 1989.
- [2] BAIBICH, M. N., J. M. BROTO, A. FERT, F. NGUYEN VAN DAU, F. PETROFF, P. EITENNE, G. CREUZET, A. FRIEDRICH und J. CHEZELAS: *Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices*. Phys. Rev. Lett., 61:21:2472–2475, 1988.
- [3] KERR, J.: *On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet*. Phil. Mag., 3:321–343, 1877.
- [4] JOHNSON, P. B. und R. W. CHRISTY: *Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni and Pd*. Phys. Rev. B, 9:12:5056–5070, 1974.
- [5] TRAEGER, G., L. WENZEL und A. HUBERT: *Computer Experiments on the Information Depth and the Figure of Merit in Magneto-optics*. Phys. stat. sol. (a), 131:1:201–227, 1992.
- [6] QIU, Z. Q. und S. D. BADER: *Surface magneto-optic Kerr effect*. Rev. Sci. Instr., 71:3:1243–1255, 2000.
- [7] ROBINSON, C. C.: *Longitudinal Kerr Magneto-Optic Effect in Thin Films of Iron, Nickel and Permalloy*. J. Opt. Soc. Am., 53:6:681–689, 1963.
- [8] JONES, R. C.: *A new calculus for the treatment of optical systems*. J. Opt. Soc. Am., 31:488–493, 1941.
- [9] SMITH, D.: *Magneto-optical scattering from multilayer magnetic and dielectric films*. J. Mod. Opt., 12:1:13–46, 1965.
- [10] TEITLER, S. und B.W. HENVIS: *Refraction in stratified, Anisotropic Media*. J. Opt. Soc. Am., 60:6:830–834, 1970.
- [11] BERREMAN, D. W.: *Optics in Stratified and Anisotropic Media: 4x4 Matrix Formulation*. J. Opt. Soc. Am., 62:4:502–510, 1972.
- [12] YEH, P.: *Optics of anisotropic layered Media: A new 4x4 Matrix Algebra*. Surf. Sci., 96:41–53, 1980.
- [13] VISNOVSKY, S.: *Optics of Magnetic Multilayers*. Czech. J. Phys., 41:7:663–694, 1991.
- [14] HAMRLE, J., J. FERRE, J. P. JAMET, V. REPAIN, G. BAUDOT und ROUSSET S: *Vicinal interface sensitive magneto-optical Kerr effect: Application to Co Au[322]*. Phys. Rev. B, 67:155411, 2003.
- [15] ARGYRES, P. N.: *Theory of the Faraday and Kerr Effects in Ferromagnetics*. Phys. Rev., 97:2:334–345, 1955.
- [16] KUBO, R.: *Statistical-Mechanical Theory of Irreversible Processes*. J. Phys. Soc. Jap., 12:6:570–586, 1957.

- [17] HULME, H.R.: *The Faraday Effect in Ferromagnetics*. Proc. R. Soc. London, A135:237–257, 1932.
- [18] WETTLING, W.: *Magneto-Optics of Ferrites*. J. Magn. Magn. Mater., 3:147–160, 1976.
- [19] VISNOVSKY, S.: *Magneto-Optical permittivity Tensor in Crystals*. Czech. J. Phys., B 36:1424–1433, 1986.
- [20] ONSAGER, L.: *Theories and Problems of Liquid Diffusion*. Ann. NewY. Acad. Sci., 46:5:241–265, 1945.
- [21] AULD, B. A. und D. A. WILSON: *Bragg Scattering of Infrared Radiation from Coherent Spin Waves*. J. Appl. Phys., 38:8:3331–3336, 1967.
- [22] POSTAVA, K., D. HRABOVSKY, J. PISTORA, A. R. FERT, S. VISNOVSKY und T. YAMAGUCHI: *Anisotropy of quadratic magneto-optic effects in reflection*. J. Appl. Phys., 91:10:7293–7295, 2002.
- [23] ZAK, J., ER. MOOG, C. LIU und SD. BADER: *Additivity of the Kerr Effect in thin-film magnetic systems*. J. Magn. Magn. Mater., 88:3:L261–L266, 1990.
- [24] HAMRLE, J., S. BLOMEIER, O. GAIER, B. HILLEBRANDS, H. SCHNEIDER, G. JAKOB, K. POSTAVA und C. FELSER: *Huge quadratic magneto-optical Kerr effect and magnetization reversal in the Co₂FeSi Heusler compound*. J. Phys. D. Appl. Phys, 40:1563–1569, 2007.
- [25] POSTAVA, K., J. PISTORA, T. YAMAGUCHI und P. HLUBINA: *Polarized light in structures with magnetic ordering*. Proc. SPIE., SPIE-5064:182–190, 2003.
- [26] MEWES, T., H. NEMBACH, M. RICKART und B. HILLEBRANDS: *Separation of the first and second-order contributions in magneto-optic Kerr effect magnetometry of epitaxial FeMn/NiFe bilayers*. J. Appl. Phys., 95:10:5324–5329, 2004.
- [27] MATTHEIS, R. und G. QUEDNAU: *Determination of the anisotropy field strength in ultra-thin magnetic films using longitudinal MOKE and a rotating field: the ROTMOKE method*. J. Magn. Magn. Mater., 205:143–150, 1999.
- [28] FLORCZAK, J. M. und E. D. DAHLBERG: *Detecting two magnetization components by magneto optical Kerr effect*. J. Appl. Phys., 67:12:7520–7525, 1990.
- [29] DABOO, C., J. A. C. BLAND, R.J. HICKEN, A. J. R. IVES, M. J. BAIRD und M.J. WALKER: *Vectorial magnetometry with the magneto-optical Kerr effect applied to CoCu-Co trilayer structures*. Phys. Rev. B, 47:18:11852–11859, 1993.
- [30] VAVASSORI, P.: *Polarization modulation technique for magneto-optical quantitative vector magnetometry*. Appl. Phys. Lett., 77:11:1605–1607, 2000.
- [31] HAMRLE, J: *Software zur Berechnung der Reflexionskoeffizienten*.
- [32] KUSCHEL, T.: *Aufbau einer Apparatur zur Messung des magnetooptischen KERR-Effekts*. Diplomarbeit, Universität Osnabrück, 2007.

- [33] HAZEN, R. M.: *Effects of temperature and pressure on the cell dimension and X-ray temperature factors of periclase*. Am. Miner., 61:266–271, 1976.
- [34] RVACHEV, V. P. und M. YU. SAKHANOVSKII: *Determining the optical properties of objects with arbitrary diffusion indicatrices by means of an integral photometer*. J. Appl. Spect., 4: 2:128–130, 1966.
- [35] BUNDY, F. P.: *Pressure-Temperature Phase Diagram of Iron to 200 kbar, 900° C*. J. Appl. Phys., 36:2:616–620, 1965.
- [36] BECKER, T.: *MOKE-Untersuchungen an ferromagnetischen Metallschichten*. Diplomarbeit, Universität Osnabrück, 2008.
- [37] FLORCZAK, J.M. und E. D. DAHLBERG: *Magnetization reversal in (100) Fe thin films*. Phys. Rev. B, 44:17:9338–9347, 1991.
- [38] YAN, S., R. SCHREIBER, GRÜNBERG P. und R. SCHÄFER: *Magetization reversal in (001)Fe thin films studies by combinig domain images and MOKE hysteresis loops*. J. Magn. Magn. Mater., 210:309–315, 2000.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung des magnetooptischen KERR-Effekts.	4
2.2	Schematische Darstellung der verschiedenen MOKE-Arten.	5
2.3	Schematische Darstellung des in der Arbeit verwendeten Koordinatensystems.	6
2.4	Schematische Darstellung von KERR-Winkel und KERR-Elliptizität.	7
2.5	Schematische Darstellung einer typischen Magnetisierungskurve mit den relevanten Messwerten.	9
2.6	Schematische Darstellung einer Magnetisierungskurve für eine magnetisch schwere Richtung.	10
2.7	Schematische Darstellung einer Magnetisierungskurve für eine magnetisch leichte Richtung.	11
2.8	Schematische Darstellung einer Magnetisierungskurve mit QMOKE Anteil. .	13
2.9	Schematische Darstellung zur Begründung der Symmetrie des QMOKE Anteils in der Magnetisierungskurve.	19
2.10	Schematische Darstellung des QMOKE Anteils der Magnetisierungskurve aus Abbildung 2.8.	20
2.11	Schematische Darstellung des LMOKE Anteils der Magnetisierungskurve aus Abbildung 2.8.	20
2.12	Schematische Darstellung zur Ermittlung der M_2 -Komponente.	22
2.13	Berechnung der Reflexionskoeffizienten in Abhängigkeit vom Einfallswinkel des Lichts für eine der verwendeten Proben.	24
3.1	Schematische Darstellung des in der Arbeit verwendeten Versuchsaufbaus. . .	31
3.2	Schematische Darstellung des Probenhalters.	33
3.3	Vergleich einer theoretischen Berechnung der zweiten BESSEL-Funktion mit gemessenen Werten.	36
3.4	Schematische Darstellung zum Kalibrierungsverfahren.	38
3.5	Schematische Darstellung zum Auftragen der Messdaten in Polarplots.	42
4.1	Schematische Darstellung der Kristallrichtungen von Fe auf MgO.	46
5.1	Vergleich von zwei Messungen derselben Probe unter denselben Parametern mit zwei verschiedenen Aufbauten zur Kontrolle der Kalibrierung.	47
5.2	Vergleich der Magnetisierungskurven für Trennung in punkt- und achsensymmetrische Anteile und Verrechnung von Kurven mit 180° Probendrehung. . .	49
5.3	Vergleich der ermittelten Remanenz für Trennung in punkt- und achsensymmetrische Anteile und Verrechnung von Kurven mit 180° Probendrehung. . .	50
5.4	Beispiele für die Zerlegung des MOKE Signals in QMOKE und LinMOKE Anteile für die Fe 7 nm Probe.	52
5.5	Darstellung der Änderung des QMOKE mit der Probendrehung.	53

6.1	Messungen des KERR-Winkels des LinMOKE Anteils der M_{1+3} -Komponente der Fe 7 nm Probe für linear senkrecht und linear parallel polarisiertes einfallendes Licht.	56
6.2	Messungen der KERR-Elliptizität des LinMOKE Anteils der M_{1+3} -Komponente der Fe 7 nm Probe für linear senkrecht und linear parallel polarisiertes einfallendes Licht.	59
6.3	Messungen des KERR-Winkels des LinMOKE Anteils der M_{2+3} -Komponente der Fe 7 nm Probe für linear senkrecht und linear parallel polarisiertes einfallendes Licht.	61
6.4	Messungen der KERR-Elliptizität des LinMOKE Anteils der M_{2+3} -Komponente der Fe 7 nm Probe für linear senkrecht und linear parallel polarisiertes einfallendes Licht.	64
6.5	Errechneter KERR-Winkel für die M_1 -, M_2 - und M_3 -Komponente der Fe 7 nm Probe.	66
6.6	Errechnete KERR-Elliptizität für die M_1 -, M_2 - und M_3 -Komponente der Fe 7 nm Probe.	69
6.7	Betrag und Winkel des Magnetisierungsvektors der Fe 7 nm Probe berechnet aus dem KERR-Winkel.	71
6.8	Zusammengefasste Darstellung von Betrag und Winkel des Magnetisierungsvektors für die Fe 7 nm Probe berechnet aus dem KERR-Winkel.	73
6.9	Messungen des KERR-Winkels des LinMOKE Anteils der M_{1+3} -Komponente der Fe 4 nm Probe für linear senkrecht und linear parallel polarisiertes einfallendes Licht.	76
6.10	Messungen des KERR-Winkels des LinMOKE Anteils der M_{2+3} -Komponente der Fe 4 nm Probe für linear senkrecht und linear parallel polarisiertes einfallendes Licht.	78
6.11	Errechneter KERR-Winkel für die M_1 -, M_2 - und M_3 -Komponente der Fe 4 nm Probe.	80
6.12	Betrag und Winkel des Magnetisierungsvektors der Fe 4 nm Probe berechnet aus dem KERR-Winkel.	81
6.13	Zusammengefasste Darstellung von Betrag und Winkel des Magnetisierungsvektors für die Fe 4 nm Probe berechnet aus dem KERR-Winkel.	82
6.14	Messungen des KERR-Winkels des LinMOKE Anteils der M_{1+3} -Komponente der Fe 12 nm Probe für linear senkrecht und linear parallel polarisiertes einfallendes Licht.	85
6.15	Messungen des KERR-Winkels des LinMOKE Anteils der M_{2+3} -Komponente der Fe 12 nm Probe für linear senkrecht und linear parallel polarisiertes einfallendes Licht.	87
6.16	Errechneter KERR-Winkel für die M_1 -, M_2 - und M_3 -Komponente der Fe 12 nm Probe.	89
6.17	Betrag und Winkel des Magnetisierungsvektors der Fe 12 nm Probe berechnet aus dem KERR-Winkel.	91

6.18	Zusammengefasste Darstellung von Betrag und Winkel des Magnetisierungsvektors für die Fe 12 nm Probe berechnet aus dem KERR-Winkel.	92
7.1	Schematische Darstellung zur gemessenen Remanenz.	93
7.2	Vergleich der theoretischen Remanenzen mit den gemessenen für die M_1 - und M_2 -Komponente bei der Fe 7 nm Probe.	94

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Prof. Dr. Joachim Wollschläger bedanken, dafür das er diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe „Grenzflächen und dünne Schichten“ ermöglicht hat.

Weiterhin bedanken möchte ich mich bei Prof. Dr. Mirco Imlau aus dessen Arbeitsgruppe „Photonik“ ich zweitweise einige Komponenten für den MOKE Aufbau leihen durfte.

Ganz besonderers Danken möchte ich Timo unter dessen Anleitung ich diese Arbeit durchgeführt habe. Wir hatten viel wirklich produktive fachliche Diskussionen ohne die diese Arbeit so nie zustande gekommen wäre.

Ebenfalls für fachliche Hilfe möchte ich mich bei Dr. Jaroslav Harmle bedanken. Und auch dafür, dass er es ermöglicht hat einen besuch in Kaiserslautern durchzuführen und die dortige MOKE Anlage zu nutzen.

Für die Hilfe bei den Umbauten des Versuchsaufbaus ergeht dank an die „Feinmechanischen Werkstatt“ und die „Elektronikwerkstatt“ ohne deren Hilfe die Veränderungen nicht möglich gewesen wären.

Darüber hinaus geht mein Dank an alle weiteren weiteren Mitglieder der Arbeitsgruppe „Dünne Schichten und Grenzflächen“ für die freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe und die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Für das Korrekturlesen der Arbeit möchte ich an dieser Stelle nochmals Timo und Johnny danken.

Zuletzt möchte ich mich ganz besonders bei meiner Mutter bedanken ohne deren Jahrelange Unterstützung mein Studium nicht möglich gewesen wäre.

