

Untersuchung von Übergangsmetallen und Übergangsmetalloxiden mit Synchrotronstrahlung

INAUGURAL - DISSERTATION

zur

Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Nils Weber

aus Recklinghausen

Düsseldorf 2001

Gedruckt mit der Genehmigung der Mathematisch–Naturwissen-
schaftlichen Fakultät der Heinrich–Heine–Universität Düsseldorf

Referent: Univ.-Prof. Dr. Erhard Kisker
Korreferentin: Priv.-Doz. Dr. Margret Giesen
Korreferent: Univ.-Prof. Dr. Hans Peter Oepen (Universität Hamburg)

Tag der mündlichen Prüfung: 24.01.2002

Kurzfassung

In dieser Arbeit werden Messungen an magnetischen Materialien mit Synchrotronstrahlung im Bereich der $2p$ -Photoabsorptionskante vorgestellt.

Die magnetooptischen Effekte werden im Rahmen der klassischen Elektrodynamik behandelt. Speziell für die Reflektivität von Ferromagneten wird ein 4×4 -Matrixformalismus ausgearbeitet.

Die magnetischen Übergangsmetalle Cr, Fe, Co wurden als Schichten auf ein unmagnetisches Substrat aufgewachsen. An den Schichtsystemen wurden Reflektionsmessungen durchgeführt. Der dabei gemessene transversale magnetooptische Kerr-Effekt an der $2p$ -Photoabsorptionskante wird den aus optischen Konstanten berechneten Werten gegenübergestellt. Der berechnete Kerr-Effekt erklärt gut die Messungen.

Der magnetische Lineardichroismus in Röntgenabsorption ist auf die Ausrichtung der magnetischen Momente sensitiv. Dieser Effekt wurde zur Untersuchung der Antiferromagnete NiO und CoO ausgenutzt. Die Messungen wurden mit einem Photoemissionselektronenmikroskop durchgeführt. Es wurden die Domänenstruktur an der Oberfläche, die Orientierung der magnetischen Momente und die Domänenwanddicke gemessen.

Investigation on Transition Metals and Transition Metals Oxides with synchrotron radiation

Abstract

In this thesis measurements on magnetic materials with synchrotron radiation in the range of the $2p$ -photoabsorption edge are introduced.

The magneto optic effects are treated by the means of the classical electrodynamics. Especially the reflectivity of ferromagnets is treated by a 4×4 -matrix formalism.

The magnetic transition metals Cr, Fe, Co were deposited on nonmagnetic substrates. The reflectivity measurements on these layered systems were performed. The measured transverse magneto optic Kerr effect at the $2p$ -photoabsorption edge is compared with calculated values derived from optical constants. The calculated Kerr effect is a suitable method to explain the measurements.

The magnetic linear dichroism in x-ray absorption is sensitive on the alignment of the magnetic moments. This effect has been exploited to investigate the antiferromagnets NiO and CoO. The measurements were performed with a photo emission electron microscope. The domainstructure at the surface, the orientation of the magnetic moments and the thickness of the domain walls were measured.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	vii
1 Einleitung	1
1.1 Ferro- und Antiferromagnetismus	2
2 Experimentelle Methoden	7
2.1 Synchrotronstrahlung	7
2.2 UHV-Rezipient	9
2.3 Reflektometer	11
2.4 Totale Elektronen–Ausbeute	11
2.5 PEEM	13
2.5.1 Funktionsweise des PEEM	14
2.5.2 Kontrastmechanismen	16
3 Magnetooptik	17
3.1 Klassische Betrachtung	18
3.2 Magnetooptische Effekte	19
3.3 EM-Wellen in anisotropen Medien	23
3.4 Der $\vec{\epsilon}$ -Tensor	25
3.5 Der 4×4 Matrixformalismus	26
3.5.1 Reflektivität von Proben	26
3.5.2 Stetigkeit von \vec{k}	28
3.5.3 Stetigkeit von \vec{E} und \vec{H}	29
3.5.4 Die Reflektionsindizes	32
3.5.5 Die dynamische Matrix und die Propagationsmatrix	32
3.6 Absorption an Antiferromagneten	33
3.6.1 Der Wellenvektor für den AF Fall	33
3.6.2 Absorption im AF Fall	35

4	T-MOKE im weichen Röntgenbereich	39
4.1	Der XMCD an der $2p$ -Kante von Übergangsmetallen	39
4.2	KK-Transformation	41
4.2.1	Der komplexe Brechungsindex	42
4.2.2	KK-Transformation für ϵ	44
4.2.3	Reflektivität und Asymmetrie	47
4.2.4	KK-Transformation für R	48
4.2.5	KK-Transformation für A	49
4.3	YIG	49
4.3.1	T-XMOKE an magnetischem Vollmaterial	50
4.3.2	Probe und Messung	51
4.4	$Co/Cu(100)$	55
4.4.1	T-XMOKE an magnetischen Schichten	57
4.4.2	Probe und Messung	59
4.5	$Cr/Fe/Ag(100)$	62
4.5.1	Probe und Messung	62
5	Antiferromagnetische Domänen	71
5.1	XMLD in der atomaren Beschreibung	72
5.2	Der Antiferromagnet NiO	76
5.2.1	Elektronische Struktur von NiO	77
5.2.2	Der XMLD an der $2p$ -Absorptionskante von NiO	78
5.2.3	Spinstruktur in NiO (AF-Domänen)	78
5.3	AF-Kontrast	82
5.3.1	AF-Kontrast durch Division	82
5.3.2	AF-Kontrast in der Experimentgeometrie	83
5.3.3	Bestimmung der Magnetisierungsrichtung	84
5.4	Experimentelle Ergebnisse	86
5.4.1	Übersicht von AF-Domänen	87
5.4.2	Ortsaufgelöste Spektren	87
5.4.3	Winkelabhängigkeit des AF-Kontrastes	90
5.4.4	Domänenwände	95
5.4.5	Temperaturabhängigkeit	100
5.4.6	CoO Adsorbat auf NiO	102
5.4.7	Bilder mit naher UV-Anregung	105
6	Zusammenfassung	111
A	4×4 Matrizen	113
A.1	Isotrope Medien	113
A.2	Vakuum	116

A.3	T-MOKE	116
A.4	L-MOKE	120
A.5	P-MOKE	120
B	Der komplexe $\overset{\leftrightarrow}{\chi}$-Tensor für Cr	123
	Literaturverzeichnis	125
	Epilog	135

Abkürzungsverzeichnis

AES	<i>auger electron spectroscopy</i> Auger-Elektronen Spektroskopie
AF	<i>antiferromagnetic</i> antiferromagnetisch
ALS	<i>Advanced Light Source</i>
BESSY	Berliner Elektronenspeicherring- Gesellschaft für Synchrotronstrahlung mbH
bcc	<i>body centered cubic</i> kubisch raumzentriert
CCD	<i>charge coupled device</i> Ladungsträgergekoppelte Schaltung
fcc	<i>face centered cubic</i> kubisch flächenzentriert
FMR	<i>ferromagnetic resonans</i> ferromagnetische Resonanz
FWHM	<i>full width at half maximum</i> Halbwertsbreite
GMR	<i>giant magneto resistance</i> Riesenmagnetowiderstand
HASYLAB	Hamburger Synchrotronstrahlungslabor

hcp	<i>hexagonally close-packed</i> hexagonal dichteste Kugelpackung
KK	Kramers–Kronig
LEED	<i>low energy electron diffraction</i> niederenergetische Elektronenbeugung
MBE	<i>molecular beam epitaxy</i> Molekularstrahlepitaxie
MCD	<i>magnetic circular dichroism</i> magnetischer Zirkulardichroismus
MCP	<i>micro channelplate</i> Mikrokanalplatte (Bildverstärkereinheit)
ML	<i>monolayer</i> Monolage
MLD	<i>magnetic linear dichroism</i> magnetischer Lineardichroismus
MO	<i>magneto-optic</i> magnetooptisch
MOKE	<i>magneto-optical Kerr effect</i> magnetooptischer Kerr–Effekt
PEEM	<i>photo emission electron microscope</i> Photoelektronenmikroskop
PES	<i>photoelectron spectroscopy</i> Photoelektronenspektroskopie
RKKY	Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida
Spin–PES	<i>spin resolved photoelectron spectroscopy</i> spinaufgelöste Photoelektronenspektroskopie
TEY	<i>total electron yield</i> totale Elektronenausbeute
T–XMOKE	<i>transverse x-ray magneto-optical Kerr effect</i> transversaler magnetooptischer Kerr–Effekt im weichen Röntgenbereich

UHV	<i>ultra high vacuum</i> Ultrahochvakuum
UV	<i>ultra violett</i> Ultraviolett
VLEED	<i>very low energy electron diffraction</i> extrem niederenergetische Elektronenbeugung
XMCD	<i>x-ray magnetic circular dichroism</i> magnetischer Zirkulardichroismus im weichen Röntgenbereich
XMLD	<i>x-ray magnetic linear dichroism</i> magnetischer Lineardichroismus im weichen Röntgenbereich
YIG	<i>yttrium iron garnet</i> Yttrium–Eisen–Granat

Kapitel 1

Einleitung

Festkörpermagnetismus ist schon seit langem bekannt (z.B. Stichwort Magnetismus in [Dig90]). Das heute noch immer faszinierende Phänomen, dass zwei Magnete Kräfte aufeinander ausüben, ohne sich zu berühren, die so genannte Fernwirkung, ist dabei zuerst in Erscheinung getreten. Die Fernwirkung durch die magnetischen Streufelder ist wohl auch noch heute die bekannteste Eigenschaft eines Ferromagneten. Diese Eigenschaft führte auch zu einer der ersten technischen Anwendungen, dem Magnetkompass. Heutzutage sind eine Reihe weiterer physikalischer Eigenschaften von magnetisch geordneten Materialien bekannt, wie z.B. magnetochemische, magnetooptische und magnetoelektrische Effekte. Ein Beispiel für den magnetochemischen Effekt findet man in der Wasseraufbereitung: Durch Magnetfelder wird erreicht, dass $CaCO_3$ bevorzugt als Aragonit statt als Kalzit auskristallisiert. Die physikalischen Mechanismen dieses Effekts sind noch wenig verstanden [Coe00]. Magnetooptische und magnetoelektrische Effekte finden sich heute auch in technischen Anwendungen wie magnetooptischen Datenspeichern oder Leseköpfen von Festplatten. Das Potential für Anwendungen dieser Effekte ist bei weitem noch nicht ausgeschöpft. Neben dem grundsätzlichen physikalischen Interesse an magnetischen Phänomenen ist die Technologie der Datenverarbeitung eine starke Triebkraft für die Forschungen an magnetischen Strukturen. Dabei gilt das heutige Interesse weit weniger den Volumeneigenschaften von Festkörpern, sondern eher künstlichen Strukturen verschiedener Materialien im Nanometerbereich. Dies liegt selbstverständlich auch an dem Bestreben der Technologie, immer kleinere Strukturen herzustellen. Andererseits ergeben sich auf der Nanometerskala interessante physikalische Eigenschaften. Durch eine Verkleinerung der Abmessungen kann im quantenmechanischen Sinne von einer Reduktion der Dimensionen gesprochen werden, die zu anderen physikalischen Eigenschaften, z.B. der Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung, führt. Technische Anwendung und wissenschaftliche Forschung stehen in diesem Feld in enger Verbindung. Beispielsweise führte die Entdeckung der antiferromagnetischen

Zwischenschichtkopplung und der damit verbundene Riesenmagnetowiderstand (GMR, *giant magneto resistant*, [Grü86, Bai88, Bin89]) zu verbesserten Leseköpfen der Festplatten.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Eigenschaften von Ferro- und Antiferromagneten. Das Hauptaugenmerk liegt bei den magnetooptischen Effekten an der $2p$ -Photoabsorptionskante der Übergangsmetalle und Übergangsmetallionen. Die $2p$ -Photoabsorptionskante befindet sich im weichen Röntgenbereich. Als einzige Strahlungsquelle in diesem Wellenlängenbereich stehen heute die Synchrotronstrahlungsquellen (BESSY, HASYLAB, ALS, etc.) zur Verfügung, wo die Experimente durchgeführt wurden (siehe Kapitel 2.1). Ein großer Vorteil der magnetooptischen Effekte ist, dass sie im Wesentlichen nur an den Absorptionskanten auftreten und damit elementspezifisch sind. Effekte, die in Reflektion auftreten, wurden für magnetfeldabhängige Untersuchungen benutzt, Absorptionseffekte wurden für Abbildungen mit dem Photoemissions Elektronenmikroskop (PEEM, *photo emission electron microscope*) eingesetzt. Untersuchungen über das ferro- und antiferromagnetische Verhalten von Festkörpern und dünnen Schichten wurden durchgeführt. Dabei wurden sowohl neue Erkenntnisse über das magnetische Verhalten, als auch über die magnetooptischen Effekte gewonnen.

1.1 Ferro- und Antiferromagnetismus

Eine Übersicht über Magnetismus kann man beispielsweise in den Artikeln von K. Schroeder und anderen in [For99] nachlesen. Selbstverständlich besitzen auch ältere Arbeiten wie [Kne62] immer noch ihre Gültigkeit. Ferro- und Antiferromagnetismus sind Vielteilchenphänomene, die in Festkörpern auftreten. Es handelt sich um Ordnungszustände, die die Gesamtenergie des Festkörpers minimieren.

Um die kollektiven Vielteilchenwechselwirkungen in einem Festkörper zu verstehen, betrachtet man zunächst ein einzelnes Atom. Magnetfelder entstehen, wenn elektrische Ladungen bewegt werden. Somit erzeugt jedes Elektron, das einen Bahndrehimpuls \vec{l} hat, ein magnetisches Moment. Die Elektronen besitzen auch einen Eigendrehimpuls \vec{s} und ein magnetisches Moment, das in der Diracschen Theorie beschrieben wird. Man kann somit das magnetische Moment \vec{M}_0 eines Atoms aus der Summe der Bahndrehimpulse $\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i$ und der Summe der Eigenspinns $\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i$ beschreiben:

$$\vec{M}_0 = -\mu_B(\vec{L} + 2\vec{S}) \quad (1.1)$$

Dabei ist $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ das Bohrsche Magneton. Die Elektronen konfigurieren sich in Orbitalen um den Atomkern, die aus der Schrödingergleichung berechnet werden

können. Bei der Besetzung ist das Pauli-Prinzip zu beachten, wonach jedes Elektron eine andere Kombination der Quantenzahlen für die Schale, Gesamtdrehimpuls, Drehimpuls und Eigendrehimpuls (Spin) haben muss. Demnach haben abgeschlossene Schalen keinen Drehimpuls. Die Elektronen innerhalb einer Schale sind energetisch entartet. Diese Entartung wird aufgehoben, wenn man die Spin-Bahn-Wechselwirkung berücksichtigt. Da Bahndrehimpuls und Spin jeweils mit einem magnetischen Moment verbunden sind, ist eine parallele oder antiparallele Stellung der beiden Drehimpulse zueinander energetisch nicht gleichwertig. Die Konfiguration der \vec{l}_i und \vec{s}_i einer unvollständig besetzten Schale wird durch die Hundschen Regeln bestimmt, die die Spin-Bahn-Wechselwirkung berücksichtigt. Das Pauli-Prinzip darf dabei nicht verletzt werden. Die Hundschen Regeln besagen, das 1. der Gesamtspin S maximiert wird, 2. der Gesamtbahndrehimpuls L maximiert wird und 3. der Gesamtdrehimpuls J minimal für $n \leq 2l + 1$ und maximal für $n > 2l + 1$ wird. Dabei ist n die Anzahl der Elektronen in der unvollständig besetzten Schale, $2l + 1$ die Anzahl der Zustände in der unvollständig besetzten Schale.

Man kann nun versuchen, die Hundschen Regeln auf den Festkörper zu übertragen. Eine gute Übereinstimmung mit dem atomaren Modell liefern die Seltenen Erdmetalle und deren Metallionen ($4f$ -Atome bzw. $-3+$ Ionen). Hier sind die $4f$ -Elektronen, die das magnetische Moment tragen, weitgehend von Orbitalüberlappungen mit Nachbaratomen und Kristallfeldeinflüssen unbeeinflusst. Betrachtet man dagegen Festkörper, bei denen die Elektronen der unvollständig besetzten Schalen Bänder ausbilden, so sind die Hundschen Regeln, wie sie vom atomaren Modell bekannt sind, nicht mehr anwendbar. Die zweite und dritte Hundsche Regel gelten gar nicht mehr, während die erste Regel in einigen Fällen auf den Festkörper übertragbar ist. Dies ist z.B. der Fall für die Übergangsmetallionen ($2+$ Ionen der $3d$ -Reihe). Die Elektronen sind gut lokalisiert, bilden also nicht mit den Nachbaratomen neue Zustände aus. Die Bahnmomente werden dagegen durch die Kristallfelder unterdrückt, somit ist die zweite Hundsche Regel bereits hinfällig. Für die Übergangsmetalle ($3d$ -Metalle) selbst gilt nicht einmal mehr die erste Hundsche Regel. Die Elektronen, die das magnetische Moment tragen, sind die Leitungselektronen und daher stark delokalisiert. Ihre Zustände haben wenig mit denen des Atoms gemein.

In einem Festkörper ist natürlich von großer Bedeutung, wie die magnetischen Momente miteinander wechselwirken. Dies wird zwischen zwei Atomen i und j über die Austauschwechselwirkung oder Austauschkopplung

$$V_{ij} = -2J_{0ij}\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (1.2)$$

vermittelt. Hierbei sind S_i und S_j der jeweilige Gesamtspin des Atoms und J_{0ij} das so genannte Austauschintegral. Ist das Austauschintegral positiv, handelt es sich um eine ferromagnetische Kopplung, ist es negativ, liegt eine antiferromagnetische Kopplung vor. In der Regel reicht es, die Kopplung zum nächsten oder übernächsten Atom zu betrachten.

Die einfachste Wechselwirkung, die immer auftritt, ist die klassische Dipolwechselwirkung. Um eine ferromagnetische Ordnung zwischen den Atomen zu vermitteln, ist sie aber zu schwach. Sie spielt bei Anisotropieüberlegungen sowie bei der Formanisotropie eine große Rolle.

Bei den Seltenen Erdmetallen wird die Austauschwechselwirkung zwischen zwei Atomen über die Leitungselektronen vermittelt, die delokalisiert sind. Sie bilden eine unmagnetische Matrix, in der die magnetischen Atomrümpfe eingebettet sind. Da die Leitungselektronen nicht die eigentlichen Träger des magnetischen Moments sind, sondern die stark lokalisierten $4f$ -Elektronen, spricht man von indirektem Austausch. Diese so genannte langreichweitige RKKY-Wechselwirkung (nach Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida) wechselt mit dem Abstand periodisch das Vorzeichen (Fridelloszillation). Die Periodenlänge hängt dabei von der Fermiwellenlänge der nichtmagnetischen Matrix ab. Die RKKY-Wechselwirkung ist auch der Mechanismus, der für die Zwischenschichtkopplung verantwortlich ist.

Ähnlich verhält es sich bei den Übergangsmetalloxiden. Dort wird die Austauschkopplung zweier magnetischer Metallionen über dazwischenliegende, unmagnetische Sauerstoffionen vermittelt. Hier spricht man vom Superaustausch. Anschaulich ist der Spin des ersten Metallions antiferromagnetisch an den Spin eines Elektrons des überlappenden Orbitals des Sauerstoffions gekoppelt. Dasselbe Orbital des Sauerstoffions überlappt mit dem zweiten Metallion und koppelt ebenfalls antiferromagnetisch an das in dem Orbital verbliebende Elektron. Da die beiden Elektronen im Orbital des Sauerstoffions nach dem Pauli-Prinzip antiparallele Ausrichtung besitzen, haben die beiden Metallionen eine antiparallele Ausrichtung.

Bei den $3d$ -Metallen ist der Austauschmechanismus recht kompliziert. Da die Elektronen, die das magnetische Moment tragen, delokalisierte Leitungselektronen sind, spricht man von itinerantem Austausch. Hier ist es sinnvoller, von einer Austauschwechselwirkung zwischen den Spins der Leitungselektronen und nicht zwischen den Spins der Atome zu reden. Ein tieferes Verständnis über den itineranten Magnetismus, auch Bandmagnetismus genannt, erhält man über die Dichtefunktionaltheorie. Die Bänder spaltet für *spin up* und *spin down* energetisch auf. Damit werden auch die Besetzungszustände energetisch verschoben. Die Zustände

werden bis zur Fermienergie aufgefüllt, es kommt dann zu einer Besetzungssymmetrie zwischen *spin up* und *spin down*. Daher kommt dann das resultierende magnetische Moment. Der Festkörper hat so einen energetisch günstigeren Zustand angenommen. Das Austauschintegral erhält man als selbstkonsistente Lösung.

Kapitel 2

Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Messmethoden erläutert, soweit dies für das Verständnis der Messungen erforderlich ist. Messmethoden wie LEED, AES oder die UHV-Technik sind in der Oberflächenphysik weit verbreitet, und eine Beschreibung kann der Standardliteratur entnommen werden [Hen91], [Ert85]. Des weiteren soll ein kurzer Überblick über die verwendeten Apparaturen und Messplätze gegeben werden.

2.1 Synchrotronstrahlung

In der Teilchenphysik werden Beschleuniger für Kollisionsexperimente eingesetzt. Die elektrisch geladenen Teilchen werden darin von elektrischen Feldern beschleunigt. Man unterscheidet zwischen Linear- und Kreisbeschleunigern. In einem Kreis- oder Ringbeschleuniger werden die elektrisch geladenen Teilchen auf einer geschlossenen (Kreis-) Bahn mehrmals durch dieselben Beschleunigungsstrukturen geleitet. Man benötigt zunächst einen Vorbeschleuniger, der die elektrisch geladenen Teilchen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit bringt (bei Elektronen z.B. einige MeV kinetische Energie). Diese Teilchen werden nun in das Synchrotron eingebracht. Dies geschieht nicht kontinuierlich, sondern in kleinen Paketen. Die Beschleunigungsstrukturen in einem Synchrotron sind Hohlraumresonatoren. Die hochfrequenten Wechselfelder in den Resonatoren sind so geschaltet, dass ein Teilchenpaket beim Durchlauf durch den Resonator Energie aufnimmt. Man nutzt nun aus, dass elektrisch geladene Teilchen in homogenen Magnetfeldern Kreisbahnen beschreiben. Daher können die Teilchenpakete mit einer Anordnung von Dipolmagneten auf einer geschlossenen Bahn gehalten werden. Zwischen den Dipolmagneten, in denen die elektrisch geladenen Teilchen jeweils ein Kreissegment beschreiben, sind Quadropol- und Sechstropolmagneten eingebracht, die ein Auseinanderlaufen der Teilchen eines Pakets verhindern. Die Teilchenpakete kön-

nen so den Hohlraumresonator viele Male durchlaufen, wobei sich ihre Energie stets erhöht. Damit die Bahn der Teilchen, die durch die Anordnung der Magneten vorgegeben ist, gehalten werden kann, muss das Magnetfeld synchron mit der kinetischen Teilchenenergie mitgefahren werden. Daher stammt auch der Name Synchrotron. Ist die gewünschte Teilchenenergie erreicht, werden die Teilchen meist in einen Speicherring eingebracht. Dieser Speicherring ist genau wie ein Synchrotron aufgebaut, nur mit dem Unterschied, dass die Teilchenenergie nicht mehr weiter erhöht, sondern konstant gehalten wird. Durch den Hohlraumresonator werden nur noch Energieverluste ausgeglichen. Die größten Verluste entstehen durch Abstrahlung von elektromagnetischer Strahlung, der so genannten Synchrotronstrahlung. Diese entsteht hauptsächlich an den Dipolmagneten. Die Teilchen beschreiben dort eine Kreisbahn, werden also zum Kreismittelpunkt hin beschleunigt. Beschleunigte elektrisch geladene Teilchen strahlen aber elektromagnetische Wellen ab [Jac75], die Synchrotronstrahlung. Dieser in der Teilchenphysik eher störende Effekt wurde als Strahlungsquelle für Atom- und Festkörperphysik entdeckt. Die Synchrotronstrahlung eines Dipolmagneten umfasst nämlich alle Photonenenergien bis zu einer kritischen Energie E_{krit} , die von der Teilchenenergie und dem Bahnradius abhängt. Die kritische Energie liegt dabei typischerweise im Röntgenbereich. Somit sind heute alle Wellenlängen des elektromagnetischen Spektrums vom infraroten bis zur harten Röntgenstrahlung an einem Synchrotron bzw. Speicherring verfügbar. Die Polarisation der Strahlung, die linear in der Bahnebene und elliptisch bis zirkular außerhalb der Bahnebene ist, die starke Gerichtetheit und die Zeitsruktur sind weitere attraktive Eigenschaften der Synchrotronstrahlung. Heute werden Speicherringe zum ausschließlichen Zweck der Strahlungsquelle gebaut. Da man für die meisten Anwendungen nicht so genanntes weißes Licht des Dipolmagneten braucht, ist man dazu übergegangen, periodische Magnetstrukturen, so genannte Wiggler und Undulatoren, zu bauen, die die Teilchen auf einem Streckenabschnitt auf eine Sinusbahn zwingen. Dadurch kann man bei kohärenter Überlagerung der abgestrahlten Wellen eine bestimmte Photonenenergie deutlich verstärkt erhalten. Der Polarisationszustand der Strahlung hängt vom konkreten Aufbau des Undulators ab. Bei einer Sinusbahn entsteht linear polarisiertes Licht, bei einer Schraubenbahn zirkular polarisiertes Licht [Wil96].

Die Messungen bei **BESSY** [Bes] wurden an dem Strahlrohr UE56.1 gemacht. Die bei BESSY gespeicherten Elektronen haben eine Energie von 1.7GeV . Es kann ein Strom von bis zu 300mA gespeichert werden. Als Strahlungsquelle diente ein elliptischer Undulator. Je nach Phasenlage der einzelnen Magnetstrukturen kann linear polarisierte Strahlung parallel oder senkrecht zur Ringebene sowie links- oder rechtszirkulare Strahlung erzeugt werden. Ein Plangittermonochromator, der im Bereich von $90 - 1300\text{eV}$ arbeitet, kann im Bereich von $800 - 900\text{eV}$ mit einer Energieauflösung von etwa 50meV betrieben werden

[Saw97]. Leider war zur Zeit unserer Messungen der Refokussierspiegel noch nicht installiert, so dass auf der Probe eine recht große Abbildung der Strahlquelle in Kauf genommen wurde.

Messungen am **HASYLAB** [Has] wurden am Strahlrohr BW3 vorgenommen. Die Positronen im Speicherring DORIS III haben eine Energie von 4.5GeV , der maximale Strom im Ring beträgt etwa 150mA . Der dort eingesetzte Undulator liefert nur linear polarisiertes Licht parallel zur Ringebene. Die Energieselektion erfolgt über einen Plangittermonochromator im Bereich von $50 - 2000\text{eV}$. Die Energieauflösung $\Delta E/E$ im Bereich $500 - 900\text{eV}$ liegt bei etwa 1:4500 [Lar94], [Bjö95].

An der **ALS** [Als] wurden die Messungen an dem Strahlrohr 7.3.1.1 durchgeführt. Die Strahlung wird von einem Ablenkmagneten erzeugt und kann linear oder zirkular gewählt werden. Die zugehörigen Stokes-Parameter sind $S_1/S_0 \approx 0.9$ und $S_3/S_0 \approx \pm 0.8$. Die Energieselektion wird mit einem sphärischen Gittermonochromator erreicht, dessen Energieauflösung bei einer Photonenenergie von $\hbar\omega = 850\text{eV}$ etwa 600mV ist. Da außer Monochromatorgitter und Refokussierspiegel kein weiteres optisches Element eingebaut wurde, wird an dieser *beam line* ein für einen Ablenkmagneten als Strahlquelle sehr hoher Photonenfluss erreicht [And99].

2.2 UHV-Rezipient

Bei den Messungen am HASYLAB und am BESSY wurde das institutseigene UHV-System verwandt, das dann an das entsprechende Strahlrohr angeflanscht wurde. Die Anlage ist schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt. Sie besteht aus mehreren Kammern, die separat durch Turbomolekularpumpen oder Ionenzerstäuberpumpen gepumpt werden. Im wesentlichen besteht die Anlage aus zwei Hauptkammern, der Spin-PES- und Präparationskammer sowie einer weiteren Analysekommer. Diese weitere Kammer war entweder das Reflektometer (wie in Abbildung 2.1 dargestellt) oder die PEEM-Kammer. Das Reflektometer bzw. die PEEM-Kammer wurde in den Fokus des Strahlrohres gesetzt. Es konnte wegen der Tandemanordnung der beiden Hauptkammern mit Reflektometrie/PEEM oder Spin-PES gemessen werden. Die beiden Hauptkammern sind über einen Magnettransfer mit einer Schleuse verbunden. Es können also Proben oder Substrate eingeschleust werden, in der Spin-PES-Kammer präpariert werden und dann mit Spin-PES oder Reflektometrie/PEEM gemessen werden. Die Präparation der Proben findet in der oberen Ebene der Spin-PES-Kammer statt. Dazu wird die Probe

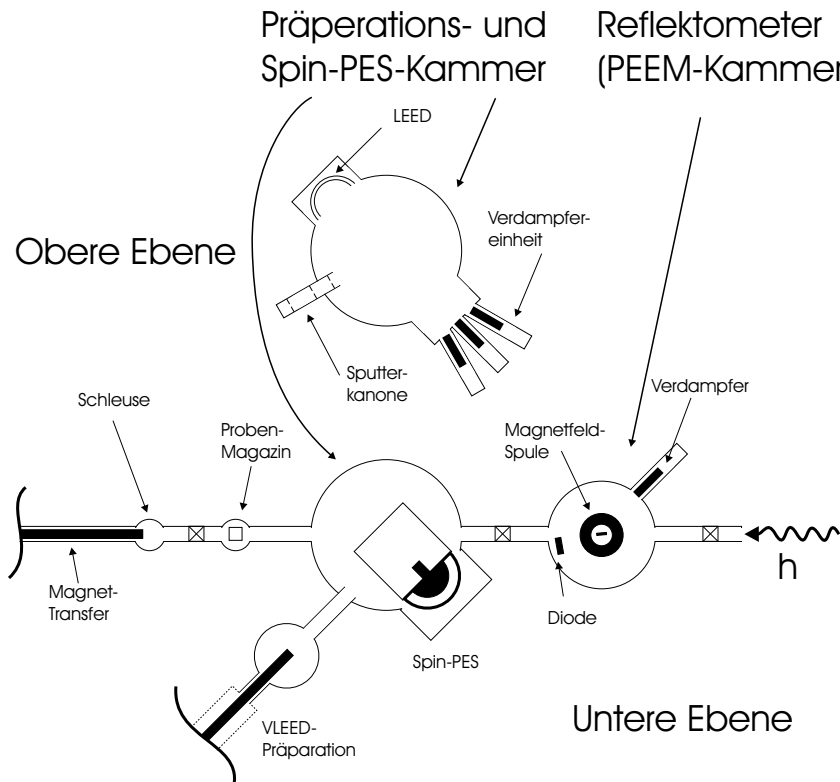


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des UHV-Rezipienten.

oder das Substrat auf dem vertikalen Manipulator von der unteren Ebene heraufgefahren. Dort stehen dann eine Sputterkanone zur Reinigung, eine Verdampfer-einheit für MBE und ein LEED/AES-System zur Überprüfung der Epitaxie zur Verfügung. Die fertigen Proben können über das erwähnte Magnettransfersystem auf den Manipulator der Reflektometer/PEEM-Kammer transferiert werden. Die Reflektometerkammer enthält ebenfalls einen hängenden Manipulator (siehe Abschnitt 2.3). Die PEEM-Kammer, die anstelle des Reflektometers montiert werden kann, enthält die PEEM-Säule, die hängend, 15° zur Strahlquelle verkippt, montiert ist. Dadurch ist ein streifender Einfall des Lichts von 15° festgelegt. Der Manipulator ist dann liegend eingebaut.

Bei den Messungen an der ALS wurde das dort fest installierte PEEM, das so genannte PEEM2, benutzt [And99]. Daran angeschlossen sind eine Präparationskammer und eine Schleuse, die über ein Transfersystem mit der PEEM-Kammer verbunden sind.

2.3 Reflektometer

Das Reflektometer besteht aus drei Komponenten, die in einem UHV-Rezipienten eingebaut sind. Es besteht aus einem vertikalen Manipulator, der um seine Achse drehbar gelagert ist. Axial zur Manipulatorachse ist eine Luftspule montiert, die später zur Felderhöhung mit einem Weicheisenkern versehen wurde. Eine Photodiode kann um die Probe geschwenkt werden. Sie ist auf einer Drehdurchführung montiert, die axial zum Manipulator auf der gegenüberliegenden Seite der Vakuumkammer angebracht ist.

Die Probe auf dem Manipulator befindet sich im Fokus des Strahlrohrs, der kleiner als $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ ist. Bei einem Probendurchmesser von 10mm lassen sich so streifende Einfallswinkel von etwa 6° realisieren. Die reflektierte Intensität wurde mit einer Photodiode der Firma International Radiation Detectors [Int] vom Typ AXUV-100 gemessen. Diese Diode zeichnet sich durch eine hohe Quanteneffizienz aus, und liefert einen Strom, der unabhängig von der Wellenlänge proportional zur eingestrahnten Leistung ist [Gul96]. Sie lässt sich so in einem Abstand von ca. 120mm um die Probe schwenken. Wegen ihrer Größe von $10\text{mm} \times 10\text{mm}$ hat sie eine Winkelakzeptanz von ca. 5° . Die Divergenz des einfallenden Strahls ist ungefähr $\pm 0.5^\circ$, ebenso die Einstellgenauigkeit des Einfallswinkels. Um die Reflektivitäten absolut zu messen, konnte die Probe aus dem Strahlengang entfernt werden, und der Strahl direkt mit der Diode gemessen werden. Da sowohl während dieser Direktmessung als auch während der Reflektionsmessungen gleichzeitig der Photostrom eines in den einfallenden Strahl eingebrachten Molybdängitters gemessen werden kann, kann mit Hilfe der Normierung auf den Photostrom die Reflektivität ermittelt werden.

2.4 Totale Elektronen–Ausbeute

Alle in dieser Arbeit durchgeführten Absorptionsmessungen sind relative Messungen mit Hilfe der totalen Elektronen–Ausbeute (*total electron yield*, TEY), d.h. es wird in Abhängigkeit der Wellenlänge der gesamte (totale) Photostrom gemessen. Da unter bestimmten Bedingungen der TEY proportional zum Absorptionskoeffizienten ist, hat man somit ein relatives Maß für den wellenlängigen Absorptionskoeffizienten [Gud72]. Es soll hier kurz der Mechanismus skizziert werden, und unter welchen Randbedingungen der TEY eine Proportionalität zur Absorption hat. Der Prozess beginnt mit der Photoabsorption. Das dadurch entstandene Rumpfloch zerfällt in den meisten Fällen über einen Augerelektronenzerfall (Abbildung 2.2a). Diese Augerelektronen der $2p$ -Niveaus haben bei den Übergangsmetallen eine kinetische Energie von einigen 100eV . Die freie Weglänge dieser

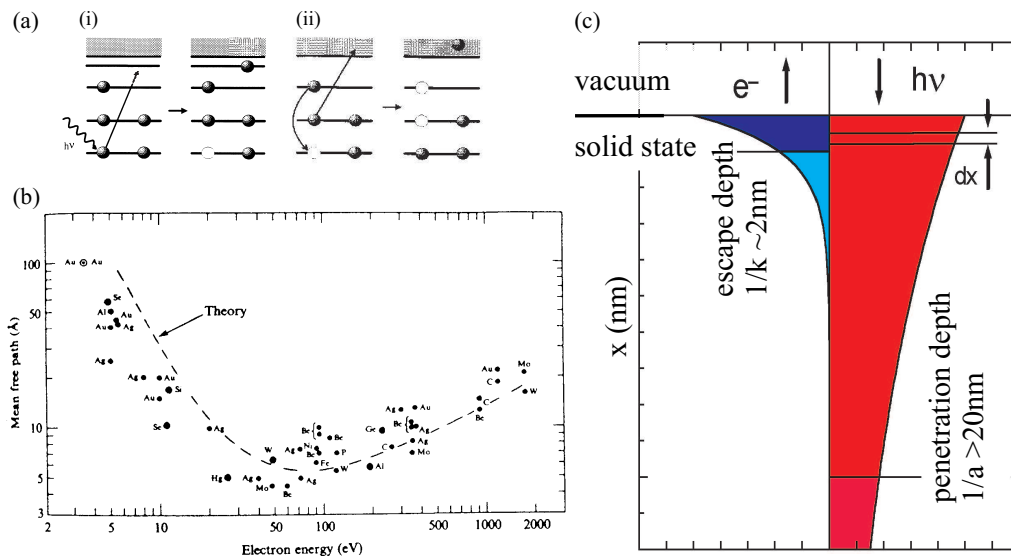


Abbildung 2.2: Modell für den TEY: (a) Schematische Darstellung von (i) Photoabsorption und (ii) Augerzerfall. (b) Frei Weglänge der Elektronen in Festkörpern [Zan82]. (c) Vergleich der Eindringtiefe der Photonen und der Ausdringtiefe der Elektronen.

Elektronen beträgt nur wenige Ångström (Abbildung 2.2b). Sie geben über inelastische Stöße Energie an weitere Elektronen ab. Zu niedrigeren Energien hin wird die freie Weglänge größer, so dass die meisten austretenden Elektronen, die so genannten Sekundärelektronen, eine Energie von nur einigen eV haben. Um den Zusammenhang zwischen Photoabsorption und TEY herzustellen, betrachtet man zunächst die tiefenabhängige Photoabsorption

$$I(x, E) = I_0 e^{-a(E)x}, \quad (2.1)$$

wobei I_0 die einfallende Intensität ist und $a(E) = 4\pi\beta(E)/\lambda_0$ die Absorptionskonstante mit $\beta(E)$ dem Imaginärteil des komplexen Brechungsindex und mit λ_0 der Vakuumwellenlänge. Man beachte, dass $\beta(E)$ und damit $a(E)$ von der Photonenenergie $E = \hbar\omega$ und damit von der Wellenlänge abhängt. Damit man überhaupt dieses Absorptionsgesetz annehmen kann, muß die Reflektivität der Probe vernachlässigbar sein. Dies ist im weichen Röntgenbereich ab streifendem Einfall von mehr als 15° gut erfüllt (siehe Reflektionsmessungen in Kapitel 4). Man betrachte nun eine Schicht der Dicke dx in der Tiefe x . Die Anzahl der dort absorbierten Photonen ist proportional zu

$$dI = I_0 e^{-a(E)x} a(E) dx. \quad (2.2)$$

Man nimmt nun an, dass die Augerelektronen sehr schnell ihre Energie an die Sekundärelektronen mit der freien Weglänge $1/k$ abgeben. In gewissen Grenzen kann man annehmen, dass k von der Photonenenergie unabhängig ist. Die in der Tiefe x entstehenden Sekundärelektronen dn sind dann ebenfalls proportional zur Absorption dI : Man erhält $dn = n_0 e^{-a(E)x} a(E) dx$, wobei n_0 ein dimensionsloser Proportionalitätsfaktor ist. Davon werden aber nicht alle Elektronen in das Vakuum gelangen können, sondern nur $e^{-kx} dn$. Die Gesamtheit der Sekundärelektronen $N(E)$ berechnet sich durch Integration:

$$N(E) = \int_{x=0}^{x=\infty} e^{-kx} dn = \int_0^{\infty} n_0 a(E) e^{-(a(E)+k)x} dx = n_0 \frac{a(E)}{a(E) + k}. \quad (2.3)$$

An der $2p$ -Absorptionsschwelle ist die freie Weglänge der Photonen wesentlich größer als die freie Weglänge der Elektronen, also

$$1/a \gg 1/k \quad \text{bzw.} \quad a \ll k. \quad (2.4)$$

Daher kann man näherungsweise schreiben:

$$N(E) \sim a(E). \quad (2.5)$$

Der relative Fehler dieser Näherung ist $\Delta N/N = a(E)/k$. Gilt Gleichung (2.4) nicht, so spricht man auch von Sättigungseffekten. In einiger Entfernung von den Absorptionskanten sind diese Effekte mit Sicherheit vernachlässigbar. An der Absorptionskante selbst steigt die Absorption dramatisch an, so dass Gleichung (2.4) nur noch einigermaßen gilt und man von Fall zu Fall entscheiden muss, ob die Näherung (2.5) noch reicht (z.B. an der $Fe2p_{3/2}$ -Absorptionskante: $a \approx 0.04nm^{-1}$, $k \approx 0.5nm^{-1}$, $\Delta N/N = 0.08$). Für die in dieser Arbeit beschriebenen Fälle ist die Näherung (2.5) aber völlig ausreichend. Möchte man sehr kleine Effekte, z.B. Anisotropieeffekte, messen, so muss mit Sicherheit genauer gerechnet werden.

2.5 PEEM

Unter einem Photoemissions Elektronen-Mikroskop (PEEM) versteht man eine abbildende Einheit für Elektronen, die durch Photonen aus einem Festkörper ausgelöst wurden. Als abbildende Elemente werden elektrostatische oder magnetische Linsen verwendet, die analog wie optische Linsen abbilden. Bei den verwendeten Mikroskopen PEEM 350 der Firma Staib Instruments [Sta], sowie dem PEEM2 an der ALS [And99], werden nur elektrostatische Linsen eingesetzt. Es gibt aber auch Entwicklungen, die elektrostatische Spiegel oder Energiefilter mit abbildenden Eigenschaften einsetzen. Zur Korrektur von Abbildungsfehlern der

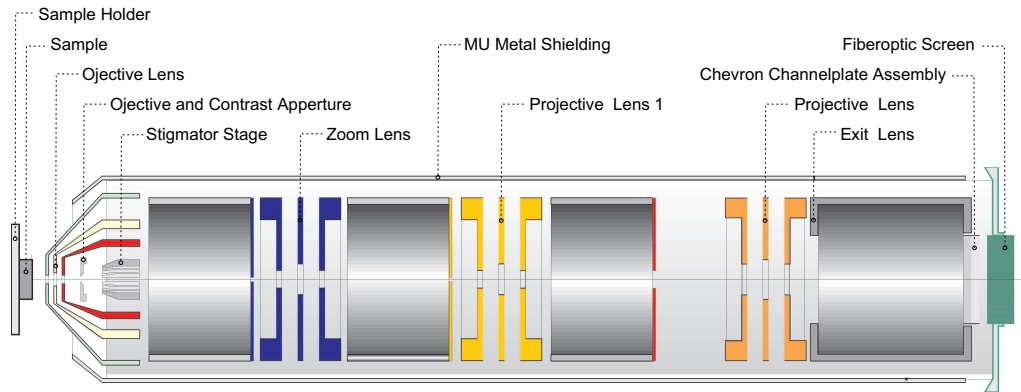


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau des PEEM 350 der Firma Staib Instruments [Sta].

optischen Elemente werden Stigmatoren und Deflektoren eingesetzt. In dem meisten Fällen werden sehr niederenergetische Photonenquellen benutzt, also werden Elektronen aus der Photoschwellenemission abgebildet. Verwendet man Photonen im (weichen) Röntgenbereich, so spricht man auch vom X-PEEM. In diesem Fall werden meist die Sekundärelektronen abgebildet.

2.5.1 Funktionsweise des PEEM

Die Funktionsweise eines PEEM mit elektrostatischen Linsen kann sehr gut am Beispiel des PEEM 350 (siehe Abbildung 2.3) dargestellt werden. Auf die Unterschiede zum PEEM2 wird im weiteren noch eingegangen. Eine gute Beschreibung der elektronenoptischen Elemente kann man bei [Rem89], [Wat97] oder [Bau94] nachlesen. Die Probe bildet zusammen mit der Objektivlinse das erste optische Element des PEEM. Die Probe liegt auf Erdpotential und ist auf einem handelsüblichen Manipulator montiert. Die Elektronen werden in einem nahezu homogenen Feld auf die Apertur der Objektivlinse hin beschleunigt. Typischer Weise beträgt der Abstand $l = 4\text{mm}$ und die Spannung, die so genannte Transferspannung, zwischen Probe und Linse $10\text{kV} - 15\text{kV}$, d.h. es handelt sich um Felder um die $3.7\text{MV}/\text{m}$. Dadurch werden Elektronen des gesamten Halbraums durch die Objektivöffnung geführt. Das homogene Feld wirkt wie eine Zerstreulinse, wobei das virtuelle Bild der Probe im Abstand l hinter der Probe liegt. Die Linsen, somit auch die Objektivlinse, bestehen aus drei Elektroden, von denen die beiden äußeren auf Transferpotential liegen, die innere auf einen negativeren Potential. Die Elektroden sind im Prinzip Scheiben mit einem Loch in der Mitte. Außerhalb der Linsen besteht ein feldfreier Raum, d.h. er liegt auf Transferpotential.

Eine Ausnahme bildet die Objektivlinse, die zur Probenseite hin das Beschleunigungsfeld hat. Die erste Elektrode der Objektivlinse wirkt wie eine Zerstreuungslinse mit der Brennweite $-4l$. Zusammen mit dem virtuellen Bild des Beschleunigungsfeldes ergibt sich für die Objektivlinse ein virtuelles Bild bei $0.33l$ hinter der Probe. Die Proben-Objektiveinheit bildet die Probe dicht hinter der Objektivlinse ab. Möglichst nah an der Fourierebene ist eine Aperturblende eingefügt. Durch diese Blende werden einerseits Elektronen ausgeblendet, die durch Felder an Kanten auf der Probe abgelenkt wurden (Kontrastblende), andererseits werden achromatische Fehler eingeschränkt. Man kann die Blende aber nicht beliebig klein wählen, weil dann Beugungs- und Intensitätsprobleme auftreten. Wiederum möglichst nah bei der Blende ist ein Stigmator eingebaut, der Linsenfehler der Objektivlinse kompensieren soll. Das nächste optische Element ist die Zwischenlinse (*Zoom Lens*), die optional zur Erzeugung eines weiteren Zwischenbildes eingesetzt werden kann. Die Vergrößerung wird hauptsächlich durch diese Linse bestimmt. Wird von der *Zoom Lens* ein Zwischenbild erzeugt, spricht man vom Drei-Linsenmodus. Wird kein Zwischenbild erzeugt oder die Zwischenlinse gar ganz ausgeschaltet (mittlere Anode auf Transferpotential), wird das Mikroskop im Zwei-Linsenmodus betrieben. Dann folgen zwei Projektionslinsen und die Abbremslinse (*Exit Lens*), die ebenfalls wie eine Projektionslinse wirkt. Die Elektronen abzubremesen ist notwendig, da die Bildverstärkereinheit (*micro channelplate*, MCP; hier speziell: *cevron channelplate assembly*) ihre größte Effektivität für Elektronen mit kinetischer Energie von ca. $1keV$ hat. Die Elektronen regen einen Phosphorschirm zur Fluoreszenz an. Über eine Glasfaseroptik wird das Licht aus der Vakuumkammer geleitet. Dieses Bild wird mit einer Kamera aufgenommen.

Das PEEM2 ist ähnlich aufgebaut. Eine Beschreibung findet sich in [And99]. Dieses PEEM wurde speziell für den Einsatz am Synchrotron konzipiert. Daher wurde bei der Konstruktion die chromatische Aberration berücksichtigt, die verstärkt bei der breiten Energieverteilung der Sekundärelektronen, die von Röntgenstrahlung erzeugt wurden, auftritt. Im Unterschied zum PEEM 350 liegt hier die Probe auf einem negativen Potential gegenüber Erde. Die PEEM-Säule liegt folglich auf Erdpotential. Es hat neben dem Objektiv zwei Zwischenlinsen und nur eine Projektionslinse. Auf eine Abbremslinse und Bildverstärkereinheit wurde verzichtet, die Elektronen werden von der Projektionslinse direkt auf den Leuchtschirm projiziert. Das Licht wird über eine Faseroptik direkt auf einen CCD-Chip abgebildet. Das Mikroskop verfügt ebenfalls über einen Stigmator. Weiterhin sind zur Strahlkorrektur zwei Deflektoreinheiten eingebaut. Bei diesem fest installierten Gerät beträgt der Einfallswinkel der Synchrotronstrahlung 30° zur Oberfläche. Es wurde eine Ortsauflösung von $20nm$ demonstriert.

2.5.2 Kontrastmechanismen

Bei den Kontrastmechanismen gibt es grundsätzlich zwei Klassen. Zum einen gibt es Effekte, die auf die Photonen, zum anderen Effekte, die auf die Elektronen wirken.

In der Regel wird das Licht unter relativ kleinen Winkeln zur Oberfläche eintreten (beim Staib-PEEM 15° , beim PEEM2 30°), da man beim Einstrahlen auf die Probe an der Abbildungssäule vorbeikommen muß. Dadurch entsteht bei größeren *topographischen Strukturen* ein **Schattenwurf**. Unterschiedliche Polarisierung führt zu unterschiedlicher **Kantenabsorption**. Dieser Kontrast macht in den Differenz- oder Quotientenbildern zweier Polarisierungen *topographische Strukturen* sichtbar. Die Verwendung unterschiedlicher Polarisierungen macht sich bei **dichroitischen** oder **doppelbrechenden Materialien** bemerkbar. Die von der Polarisierung abhängigen Absorptions- oder Dispersionseigenschaften führen zu einer unterschiedlichen Reflektion der Probe. Daraus resultiert eine polarisationsabhängige Absorption der Probe. Den Kontrast kann man aus Differenz- oder Quotientenbildern zweier Polarisierungen extrahieren. Ursache für Dichroismus/Doppelbrechung ist eine Abweichung von der kubischen Symmetrie der elektronischen Struktur. So können beispielsweise polykristalline Proben mit *nichtkubischer Gitterstruktur* diesen Effekt zeigen. Für die vorliegende Arbeit ist die Symmetriebrechung durch den *Magnetismus* von Bedeutung. Diese Effekte werden unter dem Begriff magnetischer **Zirkular-/Lineardichroismus** zusammengefasst. Im weichen Röntgenbereich treten sie nur im Bereich der Absorptionskanten auf.

Der wohl wichtigste *topographische* Kontrast wird durch **inhomogene elektrische Felder** an Kanten oder anderen topographischen Strukturen hervorgerufen. Durch die inhomogenen Felder werden die Elektronen so stark abgelenkt, dass sie nicht mehr durch die Aperturblende gelangen. Die dadurch entstehenden Schatten auf der Aufnahme müssen aber nicht die Projektion der Topographie sein. Gebiete unterschiedlicher **Austrittsarbeit** werden mit unterschiedlicher Intensität abgebildet. Man kann diesen Effekt am deutlichsten in der Photoschwellenemission sehen, wenn man mit der anregenden Energie für ein Bild unterhalb der Austrittsarbeit bleibt, und einmal oberhalb der Austrittsarbeit. Austrittsunterschiede gibt es bei *unterschiedlichen Materialien*. *Unterschiedliche Kristalloberflächen* eines Materials haben auch unterschiedliche Austrittsarbeit, so dass dieser Effekt bei polykristallinen Proben zu beobachten ist. Bei magnetischen Proben mit starken **magnetischen Streufeldern** werden die Elektronen durch diese abgelenkt. Die dadurch entstehenden Kontraste sind aber nur durch Simulationsrechnungen zu verstehen.

Kapitel 3

Magnetooptik

Die magnetooptischen Effekte beruhen auf einer Änderung der optischen Eigenschaften durch eine Änderung des Magnetisierungszustands. Kennt man den Zusammenhang, so kann man aus optischen Messungen die Magnetisierung \vec{J} bestimmen. In der Praxis ist das aber meist nicht realisierbar, da die Zusammenhänge i.A. kompliziert sind. Liegen beispielsweise Schichtsysteme vor, so müssen Mehrfachreflektionen und Interferenzen berücksichtigt werden. Häufig möchte man die Magnetisierung von neuen Materialien bestimmen, deren magnetischen Eigenschaften unbekannt sind. Im sichtbaren Bereich hängen die optischen Konstanten stark von der Struktur des Valenzbandes ab. Damit hat man bei neuen Materialien auch neue - und damit meist unbekannte - magnetooptische Konstanten, so dass man sich meist auf qualitative Aussagen beschränken muss. Im weichen Röntgenbereich an der $2p$ Schwelle ist bei den Übergangsmetallen die Situation besser. Hier ist es unter Kenntnis der Absorption von zirkularem Licht (XMCD) möglich, magnetische Momente zu bestimmen [Tho92], [Car93]. Die Absorption a ist proportional zum Imaginärteil des komplexen Brechungsindex $\Im n$ geteilt durch die Photonenenergie E_{Ph} : $a(E_{Ph}) \sim \Im n(E_{Ph})/E_{Ph}$. Die Absorption wird gewöhnlich in Transmission gemessen. Da dies bei stark absorbierenden Proben schwierig bis unmöglich ist, bieten sich hier Reflektionsmessungen an. Die Interpretation der Reflektionsmessungen ist jedoch kompliziert, weil sie von Real- und Imaginärteil des Brechungsindex abhängen. Weiterhin spielt die Grenzflächenrauigkeit bei den Reflektionsmessungen in diesem Wellenlängenbereich eine wichtige (ca. $2nm$) Rolle. Dadurch wird die Komplexität der Interpretation noch größer. Daher hat es sich in der Praxis durchgesetzt, die totale Elektronenausbeute (TEY) zu messen.

Die magnetooptischen Effekte zählen zur nichtlinearen Optik [Kle69]. Die Bezeichnung nichtlinear bezieht sich auf die dielektrische Polarisierung \vec{P} , die im ein-

fachsten Fall gegeben ist durch

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E},$$

wobei χ dann eine skalare Größe ist. Diese Beschreibung gilt aber nur für homogene, isotrope Medien. Für anisotrope Medien ist χ ein Tensor. Im allgemeinen Fall ist χ eine Funktion von Ort und dem zeitabhängigen elektromagnetischen Feld. In homogenen Materialien kann man nun die Polarisation als Potenzreihe des elektrischen und magnetischen Feldes sowie ihrer Frequenzen darstellen:

$$\begin{aligned} P_i = & \sum_{k=1}^3 \epsilon_0 \chi_{i,k}^{(1)} E_k(\omega) + \sum_j \sum_k \epsilon_0 \chi_{i,j,k}^{(2)} E_j(\omega) E_k(\omega) + \\ & + \sum_j \sum_k \epsilon_0 \bar{\chi}_{i,j,k}^{(2)} B_j(0) E_k(\omega) \\ & + \sum_j \sum_k \sum_l \epsilon_0 \bar{\chi}_{i,j,k,l}^{(3)} B_j(0) B_l(0) E_k(\omega) + \dots \end{aligned} \quad (3.1)$$

Der Tensor $\chi_{i,j,k}^{(2)}$ beschreibt die Frequenzverdopplung, die bei hohen Feldstärken auftritt. Dieser Effekt wird bei gepulsten Lasern gezielt zur Frequenzverdopplung eingesetzt. Bei den weiteren Betrachtungen ist $\chi_{i,j,k}^{(2)}$ aber nicht von Bedeutung, da wir keine so hohen Feldstärken erreichen, bei denen er von Bedeutung wird. Für uns interessanter sind die Tensoren $\bar{\chi}_{i,j,k}^{(2)}$ und $\bar{\chi}_{i,j,k,l}^{(3)}$, die die magnetooptischen Effekte beschreibt. Eine gebräuchlichere Schreibweise ist

$$\vec{D} = \epsilon_0 \overleftrightarrow{\epsilon}(\vec{M}) \vec{E} \quad (3.2)$$

wobei $\epsilon_{i,k}(\vec{M}) = \delta_{i,k} + \chi_{i,k}^{(1)} + \sum_{j=1}^3 \bar{\chi}_{i,j,k}^{(2)} J_j + \sum_{j=1}^3 \sum_{l=1}^3 \bar{\chi}_{i,j,k,l}^{(3)} J_j J_l$ ist. Das statische Feld $\vec{B}(0)$ ist durch die Magnetisierung $\vec{J} = \mu_0 \vec{M}$ ersetzt worden. Das soll andeuten, dass nur das Feld im Festkörper von Bedeutung ist, nicht aber ein von außen angelegtes. Da wir im Regelfall sehr viel kleinere Felder \vec{B} als Magnetisierungen \vec{J} verwenden werden, ist diese Schreibweise zulässig.

3.1 Klassische Betrachtung

Die magnetooptischen Eigenschaften des $\overleftrightarrow{\epsilon}$ -Tensors lassen sich bereits mit einem einfachen klassischen Oszillatormodell erklären [Sch00]: Die Elektronen seien in einem harmonischen Potential mit der Resonanzfrequenz ω_0 gebunden. Sie erfahren eine zu ihrer Geschwindigkeit \vec{v} proportionale Reibungskraft $\vec{F}_R = -m_e \Gamma \vec{v}$. Dabei sind e die Elementarladung, m_e die Masse des Elektrons und Γ

eine Dämpfungskonstante. Weiterhin wirkt die Kraft $\vec{F}_{el} = -e\vec{E}^{loc}$ am Ort des Elektrons \vec{r} . Dabei ist $\vec{E}^{loc} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ das elektrische Wechselfeld, also das einfallende Licht. Schließlich wirkt auf die bewegten Elektronen noch die Lorentzkraft $\vec{F}_L = -e\dot{\vec{r}} \times \vec{B}$, wobei \vec{B} das statische, durch die Magnetisierung verursachte Magnetfeld im Festkörper ist. Dies führt zu der Bewegungsgleichung:

$$m_e \ddot{\vec{r}} + m_e \Gamma \dot{\vec{r}} + m_e \omega_0^2 \vec{r} = -e\vec{E}^{loc} - e\dot{\vec{r}} \times \vec{B}. \quad (3.3)$$

Man erhält eine Lösung für den stationären Fall mit dem Ansatz $\vec{r} = \vec{r}_0 e^{-i\omega t}$. Mit dieser Lösung läßt sich dann die Polarisation $\vec{P} = e\vec{r}N/V$ berechnen. Über den Zusammenhang $\vec{P} = \epsilon_0(\overset{\leftrightarrow}{\epsilon} - \overset{\leftrightarrow}{1})\vec{E}$ erhält man die Komponenten des $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}$ -Tensors:

$$\epsilon_{zz} = 1 + \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m_e V} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma)} \quad (3.4)$$

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = 1 + \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m_e V} \frac{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma)^2 - 4\omega^2 \omega_L^2} \quad (3.5)$$

$$\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m_e V} \frac{-i\omega\omega_L}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma)^2 - 4\omega^2 \omega_L^2}. \quad (3.6)$$

Dabei ist das Magnetfeld $\vec{B} \parallel \vec{e}_z$, ω_L ist die Lamorfrequenz mit $\omega_L = eB_z/2m_e c$. Die übrigen Komponenten des $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}$ -Tensors sind null. Man kann den Tensor also schreiben als:

$$\overset{\leftrightarrow}{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}$$

Die Energieabhängigkeit der Matrixelemente ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die wichtigsten magnetooptischen Effekte lassen sich damit bereits erklären. Im weichen Röntgenbereich kann das Hauptdiagonalelement sehr gut mit diesem Modell beschrieben werden. Dies ist z.B. für *NiO* an der *2p*-Absorptionskante gezeigt worden [vdLaa99]. Allerdings ist die Energieabhängigkeit des Außerdiagonalelements im Bereich der Absorptionslinie nicht zufriedenstellend. Daher wird in den Kapiteln 4.1 und 5.2.1 eine quantenmechanische Erklärung für die Effekte gegeben. Abgesehen von der Abweichung der Linienform, können die wichtigsten magnetooptischen Eigenschaften anhand dieses Modells erklärt werden.

3.2 Magnetooptische Effekte

Magnetooptische Effekte manifestieren sich experimentell darin, dass Intensität und Polarisationsgrad des Strahls vor und nach Wechselwirkung mit einer magnetischen Probe von der Magnetisierung der Probe abhängen. Intensität und Polarisationsgrad sind die experimentell zugänglichen Größen. Aus diesen Größen

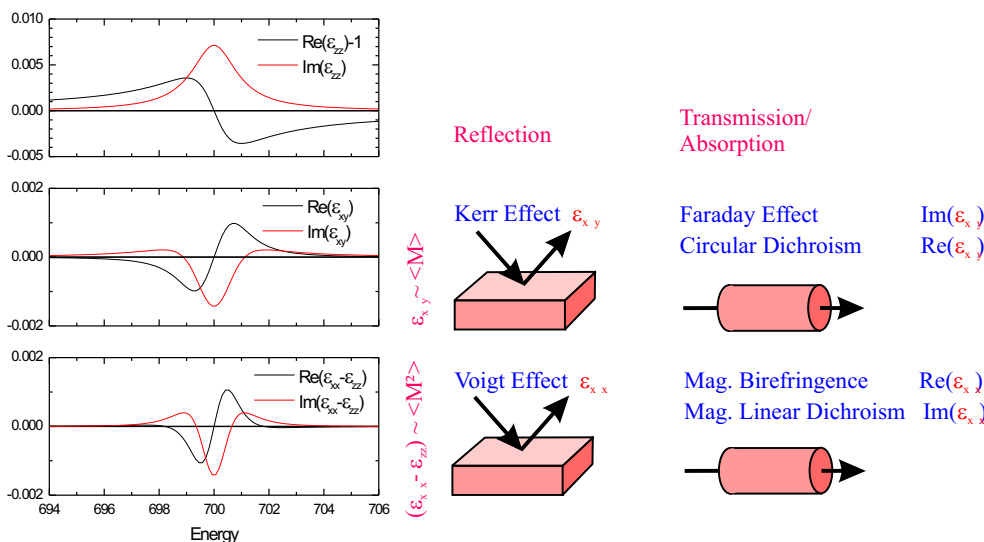


Abbildung 3.1: Links: Energieabhängigkeit der Komponenten des $\vec{\epsilon}$ -Tensor. Es wurde $\hbar\omega_0 = 700\text{eV}$, $\hbar\Gamma = 2\text{eV}$ und $\hbar\omega_L = 0.5\text{eV}$ willkürlich gewählt. Rechts: Magnetooptische Effekte an Festkörpern in Reflexion und Transmission bzw. Absorption. In der ersten Zeile sind Effekte linear in der Magnetisierung, in der zweiten Zeile Effekte quadratisch in der Magnetisierung.

lassen sich die elektrischen Feldvektoren berechnen, die für die Beschreibung der Phänomene geeigneter sind.

Zunächst ist für das klassische Oszillatormodell festzuhalten, dass für die Diagonalelemente des $\vec{\epsilon}$ -Tensor der Realteil die Dispersion, d.h. Wellenlänge und Phasenlage, und der Imaginärteil die Absorption beschreibt. Für die Außerdiagonalelemente kehrt sich diese Rolle um. So hat ein transparentes Medium beispielsweise reelle Diagonalelemente und imaginäre Außerdiagonalelemente. Betrachtet man die Gleichungen (3.4-3.6), so sieht man für die drei unterschiedlichen Tensor-komponenten folgendes: ϵ_{zz} ist unmagnetisch (keine Abhängigkeit von $\omega_L \sim B_z$). Dies ist einleuchtend, da die Elektronen, die entlang der magnetischen Feldlinien schwingen, keine Lorenzkraft spüren. Das Außerdiagonalelement ϵ_{xy} ist in guter Näherung direkt proportional zur Magnetisierung. Daher wird dieses Tensorelement für die linearen MO-Effekte verantwortlich sein. Die Differenz $\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz}$ ist in guter Näherung direkt proportional zum Quadrat der Magnetisierung. Das ist die Ursache für die quadratischen Effekte. Die MO-Effekte in Transmission sind relativ einfach zu beschreiben, da man sich auf die Materialeigenschaften

des magnetischen Mediums, die der $\overleftrightarrow{\epsilon}$ -Tensor repräsentiert, beschränken kann. Die Reflexion an den Grenzflächen der Probe wird vernachlässigt. Dies ist besonders im weichen Röntgenbereich häufig gut erfüllt. Da die Intensitäten des einfallenden Strahls I , des transmittierten Strahls T und des absorbierten Strahls A über die Relation $A = I - T$ gegeben sind, werden die Effekte in Transmission und Absorption hier zusammengefasst. Für Effekte in Reflexion kommen zu den Materialeigenschaften die Stetigkeitsbedingungen an der Reflektionsfläche hinzu. Dies macht die Beschreibung komplexer.

Man betrachte zunächst die magnetisch linearen Effekte in Transmission. Im einfachsten Fall liegt ein transparentes Medium vor, in dem die Ausbreitungsrichtung parallel zur Magnetfeldrichtung ist, beide parallel zur z -Achse. Strahlt man mit linear polarisiertem Licht $\vec{E} = [E_0, 0, 0]$ ein, so schwingen die Elektronen wie elektrische Flußdichte $\vec{D} = \epsilon_0 E_0 [\epsilon_{xx}, \epsilon_{xy}, 0]$. Man beachte, dass für transparente Medien ϵ_{xx} real und ϵ_{xy} rein imaginär ist. Somit laufen die Elektronen auf einer verkippten Schwingungsellipse, und strahlen daher als elektrische Dipole auch unter einem verkippten Winkel ab. Insgesamt erhält man nach Durchlaufen des magnetischen Mediums wieder linear polarisiertes Licht, das gegenüber dem eingestrahlenen eine verkippte Polarisationsachse hat. Dies ist der *Faraday-Effekt*. Im Regelfall kann man den quadratischen Anteil von ϵ_{xx} vernachlässigen, so dass der Faraday-Effekt proportional zur Magnetisierung ist. Für eine quantitative Analyse ist es jedoch sinnvoll, das einfallende Licht als Linearkombination von linkszirkularem(-) und rechtszirkularem(+) Licht zu betrachten. Man erhält dann für die beiden zirkularen Polarisierungen unterschiedliche Brechungsindices $n_{\pm} = \sqrt{\epsilon_{xx} \pm i\epsilon_{xy}}$ (siehe auch Kapitel 4.2.1 oder Anhang A.5). Daher wird der Faraday-Effekt auch als *zirkulare Doppelbrechung* bezeichnet. Die Folge ist eine unterschiedliche Phasenlage für die beiden Polarisierungen nach Durchgang durch das Medium. In diesem Bild kann man den Faraday-Effekt so erklären: Das einfallende linear polarisierte Licht setzt sich aus zwei zirkular polarisierten Wellen gleicher Amplitude zusammen. Nach Durchlauf durch das Medium haben die beiden zirkularen Wellen eine andere Phasenlage, so dass die daraus zusammengesetzte Welle wieder linear polarisiert ist, aber die Polarisationsachse einen anderen Winkel hat als die der einfallenden Welle. Der Brechungsindex n_{\pm} ist für transparente Medien real. Lässt man nun Absorption zu, so behält der Brechungsindex die Form $n_{\pm} = \sqrt{\epsilon_{xx} \pm i\epsilon_{xy}}$, wird aber eine komplexe Zahl. Links- und rechtszirkuläres Licht wird dann unterschiedlich absorbiert. Man spricht vom *magnetischen Zirkulardichroismus*.

Die magnetisch quadratischen Effekte in Transmission sind erst dann von Bedeutung, wenn sie gegenüber den linearen deutlich in Erscheinung treten. Man wählt

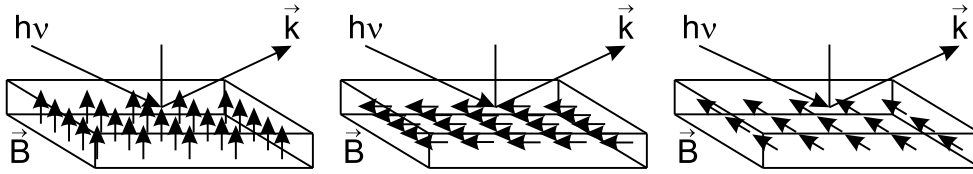


Abbildung 3.2: Geometrie für den polaren, longitudinalen und transversalen MOKE

dann eine Geometrie, in der keine linearen Effekte auftreten können. Dies ist z.B. gegeben, wenn die Magnetisierung senkrecht zur Ausbreitung steht. Man erhält dann $n_{\parallel} = \sqrt{\epsilon_{zz}}$ für $\vec{E} \parallel \vec{M}$ und $n_{\perp} = \sqrt{\epsilon_{xx} + \epsilon_{xy}^2 / \epsilon_{xx}}$ für $\vec{E} \perp \vec{M}$ (siehe Anhang A.3). Das Material wird also für lineares Licht doppelbrechend im dispersiven Fall und dichroitisch im absorptiven Fall. Man spricht von *magnetischer Doppelbrechung* bzw. vom *magnetischen Lineardichroismus*. Die quadratische magnetische Abhängigkeit ergibt sich einmal aus dem Tensorelement ϵ_{xx} , das einen quadratischen Anteil hat, andererseits aus dem quadrierten Außerdiagonalelement ϵ_{xy}^2 . Bei Antiferromagneten ist das Außerdiagonalelement null, daher verschwindet der Term ϵ_{xy}^2 . Man kann also nur MO-Effekte messen, wenn $\epsilon_{xx} \neq \epsilon_{zz}$ ist.

In Reflektion werden die magnetisch linearen Effekte *magnetooptische Kerr-Effekte* (MOKE) genannt. Man unterscheidet den *polaren Kerr-Effekt*, bei dem \vec{M} parallel zum Einfallslot ist, den *longitudinalen Kerr-Effekt*, bei dem \vec{M} in der Einfallsebene und der Schichtebene liegt, sowie den *transversalen Kerr-Effekt*, bei dem \vec{M} senkrecht auf der Einfallsebene liegt (siehe Abbildung 3.2). Polarer und longitudinaler Kerr-Effekt manifestieren sich in einer Drehung der Polarisations Ebene. Das Licht kann dabei auch elliptisch werden. Eine Polarisationsanalyse ist daher unerlässlich. Die Effekte können sowohl mit *s*- wie auch mit *p*-polarisiertem Licht gemessen werden. Der transversale Kerr-Effekt kann dagegen nur mit *p*-Licht gemessen werden und manifestiert sich nur in einer Intensitätsänderung. Während bei senkrechtem Einfall der polare Kerr-Effekt sein Maximum annimmt, verschwinden dort der longitudinale und transversale Kerr-Effekt. Geht der Einfallswinkel gegen 90° , konvergieren die Kerr-Effekte gegen null.

Die magnetisch quadratischen Effekte in Reflektion werden vorzugsweise in einer Geometrie gemessen, in der die linearen Effekte verschwinden. Man fasst sie unter *Voigt-Effekt* zusammen. Vorzugsweise nimmt man dafür den senkrechten Einfall und die Magnetisierung in der Schichtebene. Das magnetische Material hat dann wie beim magnetischen Lineardichroismus die Brechungsindizes n_{\parallel} und n_{\perp} für $\vec{E} \parallel \vec{M}$ und $\vec{E} \perp \vec{M}$. Damit erhält man die Reflektionsindizes $r_{\parallel} = (n_{\parallel} - 1) / (n_{\parallel} + 1)$

und $r_{\perp} = (n_{\perp} - 1)/(n_{\perp} + 1)$, bei denen in r_{\perp} ein quadratischer Anteil enthalten ist (siehe Kapitel 4.3.1 und Anhang A.1). Selbstverständlich treten diese Effekte auch in Absorption und Transmission auf. Sie wurden auch an der $2p$ -Schwelle der Übergangsmetalle gemessen [Sch99], [Mer01a]. Weitere Details über die die magnetooptischen Effekte findet man in [Fre68], [Hub99], etc. .

3.3 Elektromagnetische Wellen in anisotropen Medien

Die Ausbreitung von Licht in Medien wird mit der klassischen Elektrodynamik beschrieben. Die Grundgleichungen der Elektrodynamik sind die Maxwellgleichungen. Sie setzen voraus, dass ein kontinuierliches Medium vorliegt, d.h. man vernachlässigt die atomare Struktur. In sofern wird das Problem nur makroskopisch behandelt. Das ist in der Mehrzahl der Fälle eine gute Näherung, da man schon ab wenigen Atomlagen das Medium als kontinuierlich ansehen kann. Weiterhin wird nur von homogenen Medien die Rede sein, d.h. die Materialeigenschaften sind nicht ortsabhängig.

Die Wellengleichung ist in der allgemein gebräuchlichen Form

$$\Delta \vec{E} + \frac{1}{c_0} \epsilon \ddot{\vec{E}} = \vec{0} \quad (3.7)$$

nur für isotrope Medien gültig. Hierbei ist die dielektrische Konstante ϵ ein Skalar und selbstverständlich nicht ortsabhängig. \vec{E} , das elektrische Feld ist eine orts- und zeitabhängige Größe. Bei anisotropen Medien wird die dielektrische Konstante durch einen Tensor ersetzt. Die oben genannte Wellengleichung ist dann nicht mehr gültig. Vielmehr muss sie mit dem dielektrischen Tensor neu hergeleitet werden (z.B. [Fow75], P.S. Bechthold in [For99], [Bor72]). Die Wellengleichung für anisotrope Medien kann einfach aus den Maxwellschen Gleichungen einerseits

$$\nabla \times \vec{H} = \dot{\vec{D}} + \vec{j} \quad (3.8)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\dot{\vec{B}} \quad (3.9)$$

und den Materialgleichungen andererseits

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (3.10)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \overset{\leftarrow}{\epsilon} \vec{E} \quad (3.11)$$

$$\vec{j} = \overset{\leftarrow}{\sigma} \vec{E} \quad (3.12)$$

durch Einsetzen ineinander hergeleitet werden:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) + \frac{1}{c_0} \overset{\leftrightarrow}{\epsilon}' \ddot{\vec{E}} + \mu_0 \overset{\leftrightarrow}{\sigma} \dot{\vec{E}} = \vec{0} \quad (3.13)$$

Dabei ist $\overset{\leftrightarrow}{\sigma}$ der Leitfähigkeitstensor. Eine Lösung dieser Wellengleichung ist die ebene Welle

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]. \quad (3.14)$$

Die ebene Welle ist hier in komplexer Schreibweise dargestellt mit $\vec{E}_0 = E_0 \vec{p}$, E_0 und \vec{p} komplex. Ferner ist $|\vec{p}| = 1$ ein Einheitsvektor des elektrischen Feldes und $|E_0|$ die Amplitude. Setzt man die ebene Welle in die Wellengleichung ein, so erhält man letztlich

$$(\vec{k}\vec{k}^T - (k^T\vec{k}))\vec{E}_0 + k_0^2 \overset{\leftrightarrow}{\epsilon} \vec{E}_0 = \vec{0}. \quad (3.15)$$

Hierbei ist k_0 der Betrag des Wellenvektors im Vakuum mit

$$\omega = c_0 k_0. \quad (3.16)$$

Die komplexe dielektrische Konstante $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon} = \overset{\leftrightarrow}{\epsilon}' - i \overset{\leftrightarrow}{\epsilon}''$ setzt sich nun aus dem Tensor der dielektrischen Konstante und dem Tensor der Leitfähigkeit zusammen:

$$\overset{\leftrightarrow}{\epsilon} = \overset{\leftrightarrow}{\epsilon}' - i \frac{1}{\epsilon_0 \omega} \overset{\leftrightarrow}{\sigma} \quad (3.17)$$

Man beachte, dass für das komplex konjugierte der ebenen Welle \vec{E}^* , nämlich $\vec{E}^* = \vec{E}_0^* \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)]$, die komplexe dielektrische Konstante $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon} = \overset{\leftrightarrow}{\epsilon}' + i \frac{1}{\epsilon_0 \omega} \overset{\leftrightarrow}{\sigma}$ wird und damit einen positiven Imaginärteil hat. In dieser Arbeit werden aber durchgängig nur Wellen mit der Zeitabhängigkeit $\exp[i\omega t]$ behandelt werden. Die Größen $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}'$ und $\overset{\leftrightarrow}{\sigma}$ sind auch schon frequenzabhängig, so dass durch die Zusammenfassung zu $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}$ keine neue Abhängigkeit entsteht. Anschaulich ist der komplexe Teil von $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}$ für die Dämpfung der Welle verantwortlich. Ist das elektrische Feld bekannt, kann auch leicht die magnetische Erregung $\vec{H} = \vec{H}_0 \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x})]$ bestimmt werden:

$$\vec{H}_0 = \frac{E_0}{\mu_0 c_0} \vec{\kappa} \times \vec{p} \quad (3.18)$$

Dabei ist $\vec{\kappa}$ der auf die Vakuumwellenzahl normierte Wellenvektor mit

$$k_0 \vec{\kappa} = \vec{k}. \quad (3.19)$$

Mit Hilfe von $\vec{\kappa}$ und der Einheitsmatrix $\overset{\leftrightarrow}{1}$ kann man auch die Wellengleichung noch einfacher in Matrixschreibweise formulieren:

$$(\vec{\kappa}\vec{\kappa}^T - (\vec{\kappa}^T\vec{\kappa}) \overset{\leftrightarrow}{1} + \overset{\leftrightarrow}{\epsilon})\vec{p} = \vec{0}. \quad (3.20)$$

Man hat also eine nicht triviale Lösung $\vec{p} \neq \vec{0}$, wenn $\vec{\kappa}\vec{\kappa}^T - (\vec{\kappa}^T\vec{\kappa})\mathbb{1} + \overleftrightarrow{\epsilon}$ singular wird. Im allgemeinen wird man die Determinante bilden und gleich null setzen. In Matrixschreibweise sieht das dann folgendermassen aus:

$$\begin{vmatrix} \epsilon_{xx} - \kappa_y^2 - \kappa_z^2 & \epsilon_{xy} + \kappa_x\kappa_y & \epsilon_{xz} + \kappa_x\kappa_z \\ \epsilon_{yx} + \kappa_y\kappa_x & \epsilon_{yy} - \kappa_x^2 - \kappa_z^2 & \epsilon_{yz} + \kappa_y\kappa_z \\ \epsilon_{zx} + \kappa_z\kappa_x & \epsilon_{zy} + \kappa_z\kappa_y & \epsilon_{zz} - \kappa_x^2 - \kappa_y^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (3.21)$$

Zu jedem $\vec{\kappa} = \vec{\kappa}' + i\vec{\kappa}''$, das die Gleichung (3.21) löst, gibt es dann ein \vec{p} , das mit der Matrix multipliziert den Nullvektor ergibt. Für diese Polarisation \vec{p} gibt $\vec{\kappa}'$ die Richtung der Wellenfronten und ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit an, während $\vec{\kappa}''$ die Richtung der Fronten gleicher Amplitude und deren Absorption angibt:

$$\vec{E} = E_0\vec{p}\exp[i(\omega t - k_0\vec{\kappa} \cdot \vec{r})] = E_0\vec{p}\exp[k_0\vec{\kappa}'' \cdot \vec{r}]\exp[i\omega(t - \frac{1}{c_0}\vec{\kappa}' \cdot \vec{r})] \quad (3.22)$$

Handelt es sich um ein isotropes Medium, so gilt für den komplexen Brechungsindex n der Zusammenhang $n^2 = \vec{\kappa}^2$ [Lan67], Anhang A.1. Hier ist dann speziell $n = \sqrt{\epsilon}$. Der Zusammenhang $n^2 = \vec{\kappa}^2$ ist ebenso für anisotrope Medien sinnvoll, sofern $\vec{\kappa}'$ und $\vec{\kappa}''$ dieselbe Richtung haben. Dann ist n tatsächlich an die Richtung von $\vec{\kappa}$ gebunden.

3.4 Der $\overleftrightarrow{\epsilon}$ -Tensor

Im Rahmen dieser Arbeit werden nur homogene Systeme behandelt, die als einzige Anisotropie die Magnetisierung besitzen. Liegt die Magnetisierung in Richtung der z -Achse, kann gezeigt werden, dass für solche Systeme $\overleftrightarrow{\epsilon}$ folgende Form besitzt:

$$\overleftrightarrow{\epsilon}_{mag} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.23)$$

Um dieses Ergebnis zu erhalten, sind allein geometrische Überlegungen notwendig (z.B. P.S. Bechthold in [For99]). Der Tensor ist also antisymmetrisch. Ebenso folgt allein aus geometrischen Überlegungen, dass die Diagonalelemente gerade Funktionen der Magnetisierung sind, während die Nichtdiagonalelemente ungerade Funktionen der Magnetisierung sind. Es gilt also: $\epsilon_{ii}(\vec{M}) = \epsilon_{ii}(-\vec{M})$ und $\epsilon_{ij}(\vec{M}) = -\epsilon_{ij}(-\vec{M})$, $i \neq j$. Die Lösungen des klassischen Oszillators im Magnetfeld genügen tatsächlich diesen Forderungen (siehe Kapitel 3.1). Im klassischen Bild ist ϵ_{zz} unabhängig von der Magnetisierung, da auf Elektronen, die parallel zum Magnetfeld schwingen, keine Kraft wirkt. Definiert man nun $f = \epsilon_{xx} -$

ϵ_{zz} [Sch00] und führt den magnetischen Einheitsvektor \vec{m} mit $m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$ ein, so erhält man den ϵ -Tensor für beliebige Magnetisierungsrichtungen:

$$\overleftrightarrow{\epsilon}_{mag}(\vec{m}) = \begin{bmatrix} \epsilon_{zz} + f(1 - m_x^2) & fm_x m_y + \epsilon_{xy} m_z & -fm_x m_z - \epsilon_{xy} m_y \\ fm_x m_y - \epsilon_{xy} m_z & \epsilon_{zz} + f(1 - m_y^2) & fm_y m_z + \epsilon_{xy} m_x \\ -fm_x m_z + \epsilon_{xy} m_y & fm_y m_z - \epsilon_{xy} m_x & \epsilon_{zz} + f(1 - m_z^2) \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

Im Falle der (magnetischen) 3d Übergangsmetalle ist f vernachlässigbar klein [Sch99], [Mer01a]. Daher kann man guten Gewissens schreiben:

$$\overleftrightarrow{\epsilon}_{FM}(\vec{m}) = \begin{bmatrix} \epsilon_{zz} & \epsilon_{xy} m_z & -\epsilon_{xy} m_y \\ -\epsilon_{xy} m_z & \epsilon_{zz} & \epsilon_{xy} m_x \\ \epsilon_{xy} m_y & -\epsilon_{xy} m_x & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}. \quad (3.25)$$

Für die antiferromagnetischen Übergangsmetalloxide gilt dagegen $\epsilon_{xy} = 0$ und damit

$$\overleftrightarrow{\epsilon}_{AF}(\vec{m}) = \begin{bmatrix} \epsilon_{zz} + f(1 - m_x^2) & fm_x m_y & -fm_x m_z \\ fm_x m_y & \epsilon_{zz} + f(1 - m_y^2) & fm_y m_z \\ -fm_x m_z & fm_y m_z & \epsilon_{zz} + f(1 - m_z^2) \end{bmatrix}. \quad (3.26)$$

Der Tensor ist nicht von der Richtung von \vec{m} abhängig: Es gilt $\overleftrightarrow{\epsilon}(\vec{m}) = \overleftrightarrow{\epsilon}(-\vec{m})$. Er ist aber sehr wohl von der Orientierung der magnetischen Achse abhängig. Damit hat der Tensor dieselbe Form wie ein optisch einachsiger Kristall. Die optische Achse ist die magnetische Achse.

3.5 Der 4×4 Matrixformalismus

Der 4×4 Matrixformalismus ermöglicht eine relativ einfache und formale Möglichkeit, die optischen Eigenschaften von Mehrlagensystemen anisotroper Medien zu beschreiben [Yeh80], [Yeh88] insbesondere magnetischer [Hei96]. Der Formalismus greift für alle anisotropen Medien, in dieser Arbeit werden aber nur die Matrizen ferromagnetischer Materialien vorgestellt (siehe Anhang A). Möchte man nun die Reflexion an Grenzflächen beschreiben, so muss man die Stetigkeitsbedingungen von \vec{k} , \vec{E} und \vec{H} berücksichtigen. Das heißt, dass die Komponenten in der Grenzfläche zwischen den beiden Medien gleich sein müssen. Die Polarisaton und Richtung (Einfallswinkel) des einfallenden Strahls sind bekannt, so dass die Anfangsbedingungen klar vorgegeben sind.

3.5.1 Reflektivität von Proben

Das eigentliche Ziel des 4×4 Matrixformalismus ist, einen Zusammenhang zwischen messbaren Größen und den Materialeigenschaften, dem $\overleftrightarrow{\epsilon}$ -Tensor, herzu-

stellen. Die messbare Größe ist hier die Reflektivität. Darauf soll in diesem Abschnitt genauer eingegangen werden. Die Reflektivität R einer Probe definiert man im einfachsten Fall als Quotient der Intensitäten I^i und I^r der einfallenden und der reflektierten Strahlung respektive:

$$R = \frac{I^r}{I^i}. \quad (3.27)$$

Die Reflektivität hängt dabei von den Materialeigenschaften der Probe, der Wellenlänge, der Polarisation und dem Einfallswinkel ab. Für die Intensität I gilt

$$I \sim |\vec{E}_0|^2 \quad (3.28)$$

wobei \vec{E}_0 die komplexe Amplitude des elektrischen Feldes ist [Nie93]. Kennt man die Struktur der Probe, z.B. Schichtfolge und Rauigkeit der Grenzflächen, und die ϵ -Tensoren der verwendeten Materialien, kann man die Reflektivität als Funktion von Einfallswinkel und Polarisation vorhersagen. Dazu muß man allerdings vom Konzept der Intensitäten zu dem Konzept der Wellen zurückkehren, um Polarisations- und Interferenzeffekte beschreiben zu können. In diesem Abschnitt soll nur kurz auf die Polarisationsabhängigkeit eingegangen werden.

Die Beschreibung einer ebenen elektrischen Welle im Vakuum ist besonders einfach, wenn man die Ausbreitungsrichtung auf die z -Achse legt. Da die elektrische Welle in Ausbreitungsrichtung keine Komponente hat, genügt es, die zur Ausbreitungsrichtung senkrechten Komponenten zu berücksichtigen [Azz77], [Hec89]. Man erhält die so genannten Jones-Vektoren:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \end{bmatrix} \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})].$$

Dabei sind E_{x0} und E_{y0} die komplexen Amplituden. Im Unterschied zu den reellen Stokes-Vektoren können die komplexen Jones-Vektoren nur vollständig polarisiertes Licht beschreiben. Da am Synchrotron dies meist gut erfüllt ist, ist diese Tatsache nicht weiter problematisch. Die Jones-Vektoren haben gegenüber den Stokes-Vektoren den Vorteil, dass Interferenzen leicht zu beschreiben sind. Daher sind die Jones-Vektoren bei den hier behandelten Problemen geeigneter. Für den Fall der Reflexion kann man die Komponenten der Amplitude des elektrischen Feldes in einen zur Reflektionsebene parallelen Anteil E_p und einen senkrechten Anteil E_s zerlegen. Man schreibt den Jones-Vektor

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_p \\ E_s \end{bmatrix}. \quad (3.29)$$

Die Zeit- und Ortsabhängigkeit werden weggelassen und nur noch die Amplituden aufgeführt. Der komplexe Reflektionsindex r , der im allgemeinsten Fall eine Reflektionsmatrix $\overset{\leftrightarrow}{r}$ ist, kann eingeführt werden durch

$$\vec{E}^r = \overset{\leftrightarrow}{r} \vec{E}^i \quad (3.30)$$

wobei die einfallende Welle \vec{E}^i , die reflektierte Welle \vec{E}^r und der Reflektionsindex $\overset{\leftrightarrow}{r}$ im allgemeinsten Fall gegeben sind durch

$$\vec{E}^i = \begin{bmatrix} E_p^i \\ E_s^i \end{bmatrix}, \quad \vec{E}^r = \begin{bmatrix} E_p^r \\ E_s^r \end{bmatrix}, \quad \overset{\leftrightarrow}{r} = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{bmatrix}. \quad (3.31)$$

Für den Fall, dass die Außerdiagonalelemente r_{ps} und r_{sp} verschwinden, wie es beispielsweise bei isotropen Medien der Fall ist, erhält man für die Reflektivität von s - und p -polarisiertem Licht

$$R_{pp} = r_{pp} r_{pp}^* \quad (3.32)$$

$$R_{ss} = r_{ss} r_{ss}^* \quad (3.33)$$

Es bleibt noch anzumerken, dass durch die Reflektionsmatrix nur der spekulare Reflex beschrieben wird. Streuung wird nicht berücksichtigt.

3.5.2 Stetigkeit von \vec{k}

Die zu untersuchende Probe, also das Mehrlagensystem, befindet sich in der Regel im Vakuum. Das Licht fällt unter dem streifenden Einfallswinkel ϑ_0 auf die Probe. Die z -Achse wird antiparallel zur Probennormalen gelegt. Die Grenzflächen der Schichten sind demnach parallel zur xy -Ebene. Das einfallende Licht liege in der xz -Ebene. Da im Vakuum $\epsilon = 1$ ist, gilt für die einfallende elektromagnetische Welle im Vakuum

$$\vec{k} = k_0 \begin{bmatrix} \cos \vartheta_0 \\ 0 \\ \sin \vartheta_0 \end{bmatrix}. \quad (3.34)$$

Da die Grenzflächen parallel zur xy -Ebene sind, müssen die x - und y -Komponenten von \vec{k} , \vec{E} und \vec{H} bei dem Übergang von einem Medium in ein anderes gleich bleiben [Jac75]. Für \vec{k} bedeutet das insbesondere, dass die x - und y -Komponenten in allen Medien gleich bleiben. Man kann also schreiben:

$$\begin{vmatrix} \epsilon_{xx} - \kappa_z^2 & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} + \kappa_z \cos \vartheta_0 \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} - \cos^2 \vartheta_0 - \kappa_z^2 & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} + \kappa_z \cos \vartheta_0 & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} - \cos^2 \vartheta_0 \end{vmatrix} = 0 \quad (3.35)$$

Beschreibt man den magnetischen Einheitsvektor in Polarkoordinaten

$$\vec{m} = \begin{bmatrix} \cos \phi \sin \vartheta \\ \sin \phi \sin \vartheta \\ \cos \vartheta \end{bmatrix}, \quad (3.36)$$

wobei ϑ der Winkel zwischen z -Achse und Magnetisierung ist, und ϕ den Winkel zwischen x -Achse und der Projektion der Magnetisierung auf die xy -Ebene darstellt. Dann erhält man mit $\overleftrightarrow{\epsilon}_{FM}(\vec{m})$ die Determinante

$$\begin{vmatrix} \epsilon_{zz} - \kappa_z^2 & \epsilon_{xy} \cos \vartheta & \epsilon_{xy} \sin \phi \sin \vartheta + \kappa_z \cos \vartheta_0 \\ -\epsilon_{xy} \cos \vartheta & \epsilon_{zz} - \cos^2 \vartheta_0 - \kappa_z^2 & \epsilon_{xy} \cos \phi \sin \vartheta \\ -\epsilon_{xy} \sin \phi \sin \vartheta + \kappa_z \cos \vartheta_0 & -\epsilon_{xy} \cos \phi \sin \vartheta & \epsilon_{zz} - \cos^2 \vartheta_0 \end{vmatrix}. \quad (3.37)$$

Man hat damit ein Polynom vierten Grades in κ_z , also i.A. auch vier Lösungen für κ_z . Entsprechend gibt es vier $\vec{\kappa}$, die nun mit $\vec{\kappa}_i$ bezeichnet werden sollen. Hierbei bezeichnen die $\vec{\kappa}_i$ mit positiven $\Re(\kappa_{z,i})$ einfallende Wellen, die in z -Richtung fortschreiten, während reflektierte Wellen, die sich entgegen der z -Richtung ausbreiten, negative $\Re(\kappa_{z,i})$ haben.

3.5.3 Stetigkeit von \vec{E} und \vec{H}

Zu jedem der beiden $\vec{\kappa}_i$ mit $\Re(\vec{\kappa}_i) > 0$ gibt es die \vec{p}_i so, dass sie linear unabhängig sind. Gleiches gilt für die beiden $\vec{\kappa}_i$ mit $\Re(\vec{\kappa}_i) < 0$. Die elektrische und magnetische Welle sind also mit $\vec{q}_i = \vec{\kappa}_i \times \vec{p}_i$

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = \sum_{i=1}^4 \vec{p}_i E_i \exp[i(\omega t - k_0 \vec{\kappa}_i \cdot \vec{x})] \quad (3.38)$$

$$\vec{H}(\vec{x}, t) = \frac{1}{\mu_0 c_0} \sum_{i=1}^4 \vec{q}_i E_i \exp[i(\omega t - k_0 \vec{\kappa}_i \cdot \vec{x})] \quad (3.39)$$

Die E_i sind die vier komplexen Amplituden. Die \vec{q}_i sind zwar dimensionslos gewählt, aber im Gegensatz zu den \vec{p}_i handelt es sich nicht um Einheitsvektoren. Es liegen in der Probe mehrere Schichten vor mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften. Daher muss für jede Schicht eine eigene Welle mit eigenen Lösungen der Wellengleichung definiert werden:

$$\vec{E}_{(n)}(\vec{x}, t) = \sum_{i=1}^4 \vec{p}_{(n)i} E_{(n)i} \exp[i(\omega t - k_0(\kappa_{(n)i,x}x + \kappa_{(n)i,y}y + \kappa_{(n)i,z}(z - z_n))] \quad (3.40)$$

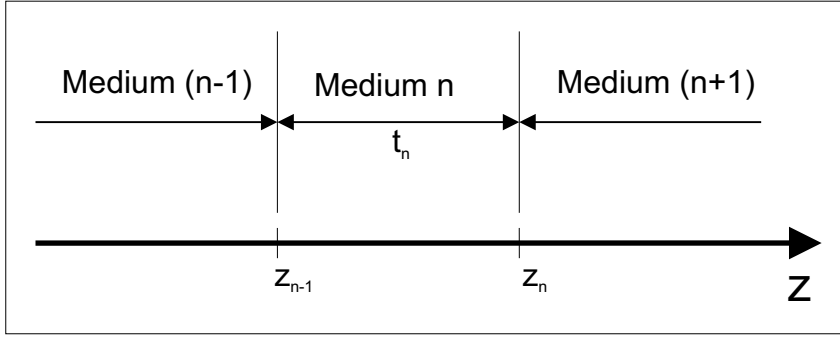


Abbildung 3.3: Schema des Schichtsystems. Die einfallende Welle schreitet in z -Richtung fort.

$$\vec{H}_{(n)}(\vec{x}, t) = \frac{1}{\mu_0 c_0} \sum_{i=1}^4 \vec{q}_{(n)i} E_{(n)i} \exp[i(\omega t - k_0(\kappa_{(n)i,x}x + \kappa_{(n)i,y}y + \kappa_{(n)i,z}(z - z_n)))] \quad (3.41)$$

Durch den Term $(z - z_n)$ sind die Amplituden auf die Grenzfläche zwischen dem n ten und $(n + 1)$ ten Medium bezogen (siehe Abbildung 3.3). Man kann nun die x - und y -Abhängigkeit weglassen und damit das Problem auf eine Dimension beschränken. Ebenso kann die Zeitabhängigkeit weggelassen werden. Man erhält:

$$\vec{E}_{(n)}(z) = \sum_{i=1}^4 \vec{p}_{(n)i} E_{(n)i} \exp[-ik_0 \kappa_{(n)i,z}(z - z_n)] \quad (3.42)$$

$$\vec{H}_{(n)}(z) = \frac{1}{\mu_0 c_0} \sum_{i=1}^4 \vec{q}_{(n)i} E_{(n)i} \exp[-ik_0 \kappa_{(n)i,z}(z - z_n)] \quad (3.43)$$

Entsprechend hat man für das $(n - 1)$ te Medium

$$\vec{E}_{(n-1)}(z) = \sum_{i=1}^4 \vec{p}_{(n-1)i} E_{(n-1)i} \exp[-ik_0 \kappa_{(n-1)i,z}(z - z_{n-1})], \quad (3.44)$$

$$\vec{H}_{(n-1)}(z) = \frac{1}{\mu_0 c_0} \sum_{i=1}^4 \vec{q}_{(n-1)i} E_{(n-1)i} \exp[-ik_0 \kappa_{(n-1)i,z}(z - z_{n-1})]. \quad (3.45)$$

Das n te Medium beginnt bei der Tiefe z_{n-1} und endet in der Tiefe z_n . Nach den Stetigkeitsbedingungen müssen bei $z = z_{n-1}$ die x - und y -Komponenten

der Wellen des n ten und $(n - 1)$ ten Mediums gleich sein. Mit der Schichtdicke $t_n = z_n - z_{n-1}$ des n ten Mediums folgt dann

$$\left[\sum_{i=1}^4 \vec{p}_{(n-1)i} E_{(n-1)i} \right]_{x,y} = \left[\sum_{i=1}^4 \vec{p}_{(n)i} E_{(n)i} \exp[ik_0 \kappa_{(n)i,z} t_n] \right]_{x,y}, \quad (3.46)$$

$$\left[\sum_{i=1}^4 \vec{q}_{(n-1)i} E_{(n-1)i} \right]_{x,y} = \left[\sum_{i=1}^4 \vec{q}_{(n)i} E_{(n)i} \exp[ik_0 \kappa_{(n)i,z} t_n] \right]_{x,y}. \quad (3.47)$$

Man kann dieses Gleichungssystem bequemer in Matrixform schreiben. Dazu definiert man:

$$\vec{E}_{(n)} = \begin{bmatrix} E_{(n)1} \\ E_{(n)2} \\ E_{(n)3} \\ E_{(n)4} \end{bmatrix} \quad (3.48)$$

$$\vec{D}_{(n)} = \begin{bmatrix} p_{(n)1,x} & p_{(n)2,x} & p_{(n)3,x} & p_{(n)4,x} \\ q_{(n)1,y} & q_{(n)2,y} & q_{(n)3,y} & q_{(n)4,y} \\ p_{(n)1,y} & p_{(n)2,y} & p_{(n)3,y} & p_{(n)4,y} \\ q_{(n)1,x} & q_{(n)2,x} & q_{(n)3,x} & q_{(n)4,x} \end{bmatrix} \quad (3.49)$$

$$\vec{P}_{(n)} = \begin{bmatrix} \exp[i\kappa_{(n)1,z} \tau_n] & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \exp[i\kappa_{(n)2,z} \tau_n] & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \exp[i\kappa_{(n)3,z} \tau_n] & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \exp[i\kappa_{(n)4,z} \tau_n] \end{bmatrix} \quad (3.50)$$

Hierbei ist $\tau_n = k_0 t_n$. Das Gleichungssystem wird damit

$$\vec{D}_{(n-1)} \vec{E}_{(n-1)} = \vec{D}_{(n)} \vec{P}_{(n)} \vec{E}_{(n)}. \quad (3.51)$$

Nach $\vec{E}_{(n-1)}$ aufgelöst erhält man

$$\vec{E}_{(n-1)} = \vec{D}_{(n-1)}^{-1} \vec{D}_{(n)} \vec{P}_{(n)} \vec{E}_{(n)}. \quad (3.52)$$

Die Stetigkeitsbedingung zwischen dem n ten und $(n - 1)$ ten Medium in Gleichung (3.52) ist so formuliert, dass $\vec{E}_{(n-1)}$ an der Stelle z_{n-1} definiert ist, während $\vec{E}_{(n)}$ an der Stelle z_n definiert ist. Somit ist die Abschwächung und Phasenlage bei Durchgang durch das n te Medium schon berücksichtigt. Dies bedeutet aber, dass die Stetigkeitsbedingungen leicht durch aneinanderreihen der Matrizen zusammengefasst werden können:

$$\vec{E}_{(m-1)} = \vec{D}_{(m-1)}^{-1} \vec{D}_{(m)} \vec{P}_{(m)} \cdots \vec{D}_{(n-1)}^{-1} \vec{D}_{(n)} \vec{P}_{(n)} \vec{E}_{(n)}. \quad (3.53)$$

Dabei werden die u.U. unterschiedlichen Koordinatensysteme \vec{p}_i der \vec{E} durch die Matrizen automatisch ineinander umgerechnet.

3.5.4 Die Reflektionsindizes

Da der Polarisationszustand der elektromagnetischen Welle, die betrachtet werden soll, im Vakuum bekannt ist, muss zunächst die dynamische Matrix $\overleftrightarrow{D}_{vac}$ für das Vakuum berechnet werden. Das wird ausführlich im Anhang A gezeigt. Die Probe bestehe aus n Schichten. Dann stellen wir ein Gleichungssystem für die eingestrahelte Welle \vec{E}^i , die reflektierte Welle \vec{E}^r und die transmittierte Welle \vec{E}^t auf. Die elektrischen Feldvektoren haben jeweils eine Komponente parallel zur Einfallsebene (p -Komponente) und eine Komponente senkrecht zur Einfallsebene (s -Komponente). Man erhält

$$\begin{bmatrix} E_p^i \\ E_p^r \\ E_s^i \\ E_s^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_p^t \\ 0 \\ E_s^t \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.54)$$

Hierbei ist

$$\overleftrightarrow{M} = \overleftrightarrow{D}_{vac} \overleftrightarrow{D}_{(1)}^{-1} \overleftrightarrow{P}_{(1)} \overleftrightarrow{D}_{(1)} \cdots \overleftrightarrow{D}_{(n)} \overleftrightarrow{P}_{(n)} \overleftrightarrow{D}_{(n)}^{-1} \overleftrightarrow{D}_{vac}. \quad (3.55)$$

Für den Fall, dass die Probe auf einem undurchsichtigen Substrat aufgebracht ist, kann man die dynamische Matrix $\overleftrightarrow{D}_{vac}$ auch durch die des isotropen, unmagnetischen Substrats ersetzen. In einem solchen Medium läßt sich die elektromagnetische Welle auch in s - und p -Komponenten zerlegen. Die Tatsache, dass nur in z -Richtung eingestrahlt wird, spiegelt sich darin wieder, dass neben E_p^t und E_s^t nur Nullen beim rechten E -Vektor eingetragen sind. Die Reflektionskoeffizienten sind schließlich:

$$r_{pp} = \left(\frac{E_p^r}{E_p^i} \right)_{E_s^i=0} = \frac{M_{21}M_{33} - M_{23}M_{31}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}} \quad (3.56)$$

$$r_{ps} = \left(\frac{E_s^r}{E_p^i} \right)_{E_s^i=0} = \frac{M_{41}M_{33} - M_{43}M_{31}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}} \quad (3.57)$$

$$r_{sp} = \left(\frac{E_p^r}{E_s^i} \right)_{E_p^i=0} = \frac{M_{11}M_{23} - M_{21}M_{13}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}} \quad (3.58)$$

$$r_{ss} = \left(\frac{E_s^r}{E_s^i} \right)_{E_p^i=0} = \frac{M_{11}M_{43} - M_{41}M_{13}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}} \quad (3.59)$$

3.5.5 Die dynamische Matrix und die Propagationsmatrix

Die Herleitungen der dynamischen Matrizen und der Propagationsmatrizen finden sich im Anhang A. Es wurden nur die Matrizen für isotrope Medien mit dem Spezialfall Vakuum und die Matrizen für den transversalen magnetooptischen Kerr-Effekt ausführlich berechnet. Die Matrizen für den longitudinalen und polaren

magnetooptischen Kerr-Effekt wurden nur soweit ausgearbeitet, wie sie für das Verständnis dieser Arbeit erforderlich sind. Gerade die Matrizen des L-MOKE nehmen eine sehr komplizierte Form an. Alle drei Kerr-Effekte sind jedoch noch von hoher Symmetrie, so dass man beim Lösen der Determinante Lösungen für κ_z^2 erhält. Dies bedeutet, dass einfallende und reflektierte Welle gleicher Polarisation gleich gebrochen werden, bzw. sie sind an der xy -Ebene gespiegelt. Lösungen für eine beliebige Magnetisierungsrichtung werden sehr kompliziert, weil dann gar keine Symmetrie im System mehr gegeben ist. Die unmittelbare Folge ist, dass man i.A. nicht mehr zwei Lösungen für κ_z^2 erhält, sondern vier dem Betrag nach verschiedene Lösungen. Das bedeutet, dass einfallende und reflektierte Strahlen unterschiedlich stark gebrochen werden. Die zugehörigen Polarisationsvektoren werden dann auch alle verschieden sein. Man erhält sehr komplexe Lösungen, die nicht leicht zu nähern sind, will man sich nicht auf einen bestimmten Winkelbereich festlegen. Daher wurde auf Lösungen des allgemeinen Falls verzichtet. Im Fall des isotropen Mediums und des T-MOKE sind die dynamischen Matrizen blockdiagonalisiert. Die Konsequenz ist, dass die einfallenden Polarisationen \vec{E}_s und \vec{E}_p des Lichts nicht miteinander wechselwirken: Ist die einfallende Welle s -polarisiert, ist auch die transmittierte und reflektierte Welle s -polarisiert. Es gibt also keine Drehung der Polarisation. Diese Polarisationsdrehung findet dagegen sehr wohl bei dem L- und P-MOKE statt. Weiterhin ist für den T-MOKE festzuhalten, dass für s -Licht kein Effekt zu beobachten ist. Nur für p -Licht kann eine magnetisierungsabhängige Reflektivität beobachtet werden.

3.6 Absorption an Antiferromagneten

In diesem Abschnitt soll erklärt werden, wie der MLD an der $2p$ -Schwelle mit der Polarisation der eingestrahlten Welle zusammenhängt. Der MLD ist ein Absorptionseffekt. Da der TEY wiederum zur Absorption proportional ist, erhält man eine experimentell gut zugängliche Größe. An der $2p$ -Schwelle sind Dispersion und Absorption relativ klein, so dass einige hilfreiche Näherungen gemacht werden können.

3.6.1 Der Wellenvektor für den AF Fall

Um eine mit [Ald98] konsistente Beschreibung für das Absorptionsverhalten von Antiferromagneten zu erhalten, werden die Abkürzungen

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{iso} - d, \quad \epsilon_{zz} = \epsilon_{iso} + 2d, \quad \epsilon_{xy} = 0 \quad (3.60)$$

eingeführt. Damit wird der dielektrische Tensor (3.23) unter Berücksichtigung der Magnetisierungsorientierung analog wie (3.26) nun zum dielektrischen Tensor für

Antiferromagneten

$$\overleftrightarrow{\epsilon}_{AF}(\vec{m}) = \begin{bmatrix} \epsilon_{iso} + d(3m_x^2 - 1) & -3dm_xm_y & 3dm_xm_z \\ -3dm_xm_y & \epsilon_{iso} + d(3m_y^2 - 1) & -3dm_y m_z \\ 3dm_xm_z & -3dm_y m_z & \epsilon_{iso} + d(3m_z^2 - 1) \end{bmatrix}. \quad (3.61)$$

Dabei bekommt ϵ_{iso} die Bedeutung der dielektrischen Konstante einer Probe, in der die Magnetisierungsorientierung statistisch verteilt ist. Dies kann man beispielsweise an einer feinen Pulverprobe realisieren. Um die Zahl der freien Parameter zu reduzieren, betrachtet man den Fall, dass der dimensionslose Wellenvektor $\vec{\kappa}$ und der Einheitsmagnetisierungsvektor \vec{m}

$$\vec{\kappa} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \kappa_z \end{bmatrix}, \quad \vec{m} = \begin{bmatrix} \sin \vartheta \\ 0 \\ \cos \vartheta \end{bmatrix} \quad (3.62)$$

ist, d.h. $\vec{\kappa}$ liegt entlang der z -Richtung und die Magnetisierung liegt in der xz -Ebene. Der Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung der Welle und Magnetisierung ist also ϑ . Setzt man den Wellenvektor und den dielektrischen Tensor in die Wellengleichung (3.21) ein, so erhält man

$$\begin{vmatrix} \epsilon_{iso} + d(3\sin^2 \vartheta - 1) - \kappa_z^2 & 0 & 3d \sin \vartheta \cos \vartheta \\ 0 & \epsilon_{iso} - d - \kappa_z^2 & 0 \\ 3d \sin \vartheta \cos \vartheta & 0 & \epsilon_{iso} + d(3\cos^2 \vartheta - 1) \end{vmatrix} = 0 \quad (3.63)$$

und damit für $\kappa_{i,z}$

$$\begin{bmatrix} \kappa_{1,z} \\ \kappa_{2,z} \\ \kappa_{3,z} \\ \kappa_{4,z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\epsilon_{iso} - d} \\ -\sqrt{\epsilon_{iso} - d} \\ \sqrt{\epsilon_{iso} + d(3d \sin^2 \vartheta - 1) - \frac{9d^2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta}{\epsilon_{iso} + d(3d \cos^2 \vartheta - 1)}} \\ -\sqrt{\epsilon_{iso} + d(3d \sin^2 \vartheta - 1) - \frac{9d^2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta}{\epsilon_{iso} + d(3d \cos^2 \vartheta - 1)}} \end{bmatrix} \quad (3.64)$$

und den dazugehörigen Einheitsvektoren \vec{p} der elektrischen Feldvektoren

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_2 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \vec{p}_3 = \vec{p}_4 = N \begin{bmatrix} \epsilon_{iso} + d(3d \cos^2 \vartheta - 1) \\ 0 \\ -3d \sin \vartheta \cos \vartheta \end{bmatrix} \quad (3.65)$$

wobei N ein Normierungsfaktor ist. Dabei beschreiben $\vec{\kappa}_1$ und $\vec{\kappa}_3$ die Ausbreitung in z -Richtung, während $\vec{\kappa}_2$ und $\vec{\kappa}_4$ die Ausbreitung in $-z$ -Richtung beschreiben. Im Bereich der $2p$ -Schwelle gilt $d \ll \epsilon_{iso}$ und $\epsilon_{iso} \approx 1$. Es ist daher eine gute

Näherung zu schreiben:

$$\begin{bmatrix} \kappa_{1,z} \\ \kappa_{2,z} \\ \kappa_{3,z} \\ \kappa_{4,z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\epsilon_{iso} - d} \\ -\sqrt{\epsilon_{iso} - d} \\ \sqrt{\epsilon_{iso} + d(3 \sin^2 \vartheta - 1)} \\ -\sqrt{\epsilon_{iso} + d(3 \sin^2 \vartheta - 1)} \end{bmatrix}, \quad (3.66)$$

$$\vec{p}_1 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \vec{p}_2 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \vec{p}_3 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \vec{p}_4 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.67)$$

Man kann die Wurzel noch linearisieren, denn mit $\epsilon_{iso} = 1 + \chi_{iso}$ und $d, \chi_{iso} \ll 1$ wird

$$\begin{bmatrix} \kappa_{1,z} \\ \kappa_{2,z} \\ \kappa_{3,z} \\ \kappa_{4,z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + \frac{1}{2}(\chi_{iso} - d) \\ -(1 + \frac{1}{2}(\chi_{iso} - d)) \\ 1 + \frac{1}{2}(\chi_{iso} + d(3 \sin^2 \vartheta - 1)) \\ -(1 + \frac{1}{2}(\chi_{iso} + d(3 \sin^2 \vartheta - 1))) \end{bmatrix}. \quad (3.68)$$

3.6.2 Absorption im AF Fall

Es soll nun die Absorption, und damit der MLD, für eine beliebig polarisierte Welle berechnet werden. Der allgemeinste Fall vollständig polarisierten Lichtes ist die elliptische Polarisation. Auf die Betrachtung nur teilweise polarisierten Lichtes wird hier verzichtet. Im Jonesformalismus schreibt man elliptisch polarisiertes Licht als

$$\frac{\vec{E}}{E_0} = \begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \varepsilon \\ i \sin \varepsilon \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi \cos \varepsilon - i \sin \phi \sin \varepsilon \\ \sin \phi \cos \varepsilon + i \cos \phi \sin \varepsilon \end{bmatrix}, \quad (3.69)$$

wobei E_0 die (komplexe) Amplitude, ε die Elliptizität und ϕ der Winkel der großen Hauptachse der Ellipse zur x -Achse sind. Die Ausbreitungsrichtung ist die z -Richtung. Man kann diesen Polarisationszustand mit den im vorangegangenen Abschnitt berechneten Polarisationsvektoren ausdrücken, indem man

$$\begin{aligned} E_1/E_0 &= \sin \phi \cos \varepsilon + i \cos \phi \sin \varepsilon, & E_2/E_0 &= 0, \\ E_3/E_0 &= \cos \phi \cos \varepsilon - i \sin \phi \sin \varepsilon, & E_4/E_0 &= 0 \end{aligned} \quad (3.70)$$

setzt. Die Amplitude des elektrischen Feldes $\vec{E}(z)$ in dem antiferromagnetischen Material ist dann explizit

$$\vec{E}(z) = E_1 \vec{p}_1 \exp[-ik_0 \kappa_{1,z} z] + E_3 \vec{p}_3 \exp[-ik_0 \kappa_{3,z} z]. \quad (3.71)$$

Daraus lässt sich die z -abhängige Intensität berechnen. Die Intensität der Welle ist dann proportional zum Betrag vom Quadrat:

$$\begin{aligned}
 I(z) &\sim \left| \vec{E}(z) \right|^2 \\
 &= |E_1|^2 \exp[2k_0 \kappa''_{1,z} z] + |E_3|^2 \exp[2k_0 \kappa''_{3,z} z] \\
 &= (\sin^2 \phi \cos^2 \varepsilon + \cos^2 \phi \sin^2 \varepsilon) \exp[2k_0 \kappa''_{1,z} z] + \\
 &\quad + (\cos^2 \phi \cos^2 \varepsilon + \sin^2 \phi \sin^2 \varepsilon) \exp[2k_0 \kappa''_{3,z} z] \quad (3.72)
 \end{aligned}$$

Dabei ist $\kappa_{i,z} = \kappa'_{i,z} + i\kappa''_{i,z}$. Hieraus kann wiederum die Absorption $A(z)$, d.h. die Intensitätsabgabe pro Volumeneinheit, berechnet werden. Dies ist in differenzieller Schreibweise

$$A(z) \sim -\frac{\partial I(z)}{\partial z} \quad (3.73)$$

Damit wird die Absorption für den hier beschriebenen Fall

$$\begin{aligned}
 \frac{A(z)}{k_0} &\sim (\sin^2 \phi \cos^2 \varepsilon + \cos^2 \phi \sin^2 \varepsilon) \kappa''_{1,z} \exp[2k_0 \kappa''_{1,z} z] + \\
 &\quad + (\cos^2 \phi \cos^2 \varepsilon + \sin^2 \phi \sin^2 \varepsilon) \kappa''_{3,z} \exp[2k_0 \kappa''_{3,z} z]. \quad (3.74)
 \end{aligned}$$

Setzt man $\kappa''_{1,z}$ und $\kappa''_{3,z}$ ein, und berücksichtigt man, dass $d = d' + id''$ ist und für $\epsilon_{iso} = \epsilon'_{iso} + i\epsilon''_{iso}$ und $\chi_{iso} = \chi'_{iso} + i\chi''_{iso}$ der Zusammenhang $\epsilon''_{iso} = \chi''_{iso}$ gilt, erhält man

$$\begin{aligned}
 \frac{A(z)}{k_0} &\sim (\sin^2 \phi \cos^2 \varepsilon + \cos^2 \phi \sin^2 \varepsilon) (\epsilon''_{iso} - d'') \exp[2k_0 \kappa''_{1,z} z] + \\
 &\quad + (\cos^2 \phi \cos^2 \varepsilon + \sin^2 \phi \sin^2 \varepsilon) \cdot \\
 &\quad \cdot (\epsilon''_{iso} + d''(3 \sin^2 \vartheta - 1)) \exp[2k_0 \kappa''_{3,z} z]. \quad (3.75)
 \end{aligned}$$

Weil aber in den TEY Messungen nur Elektronen aus den obersten Atomlagen gemessen werden, genügt es, die anfängliche Absorption A_0 bei $z = 0$ zu betrachten:

$$\begin{aligned}
 \frac{A_0}{k_0} &\sim (\sin^2 \phi \cos^2 \varepsilon + \cos^2 \phi \sin^2 \varepsilon) (\epsilon''_{iso} - d'') + \\
 &\quad + (\cos^2 \phi \cos^2 \varepsilon + \sin^2 \phi \sin^2 \varepsilon) \cdot \\
 &\quad \cdot (\epsilon''_{iso} + d''(3 \sin^2 \vartheta - 1)). \quad (3.76)
 \end{aligned}$$

Die Relation vereinfacht sich, wenn man die Winkel zwischen der Magnetisierung und den Hauptachsen der Ellipse einführt:

$$\cos^2 \gamma_a = \cos^2 \phi \sin^2 \vartheta \quad \text{Hauptachse} \quad [\cos \phi, \sin \phi, 0] \quad (3.77)$$

$$\cos^2 \gamma_b = \sin^2 \phi \sin^2 \vartheta \quad \text{Hauptachse} \quad [\sin \phi, -\cos \phi, 0] \quad (3.78)$$

Damit wird die Relation:

$$\begin{aligned} \frac{A_0}{k_0} \sim \epsilon''_{iso} &+ d'' \cos^2 \varepsilon (3 \cos^2 \gamma_a - 1) + \\ &+ d'' \sin^2 \varepsilon (3 \cos^2 \gamma_b - 1). \end{aligned} \quad (3.79)$$

Kapitel 4

T-MOKE im weichen Röntgenbereich

Der T-MOKE im weichen Röntgenbereich, oder auch T-XMOKE genannt, ist Anfang der neunziger Jahre des letzten Jahrhunderts beobachtet worden [Kao90]. Im Gegensatz zum sichtbaren Bereich des Spektrums sind die Effekte an der $2p$ -Absorptionskante sehr groß. Dafür ist jedoch die Reflektivität sehr klein. Seitdem sind die Experimente stetig verbessert worden. Für die theoretische Beschreibung des Effekts sind die optischen Konstanten der in der Probe enthaltenen Materialien von elementarer Bedeutung. Meist liegen nur Absorptionsmessungen bzw. MCD-Messungen vor. Daraus kann nur die Hälfte der optischen Konstanten bestimmt werden. Die andere Hälfte muss dann über Kramers-Kronig-Transformationen errechnet werden. In der letzten Zeit hat es Anstrengungen gegeben, die optischen Konstanten direkt zu bestimmen ([Sac98], [Mer01], [Mer01b]). Die Genauigkeit der Messungen ist deutlich besser geworden. Dennoch sind die Messungen immer noch mit Fehlern behaftet bzw. so aufwendig, dass nur wenige Messpunkte existieren, so dass in dieser Arbeit die optischen Konstanten über die Kramers-Kronig-Transformationen gewonnen wurden.

4.1 Der XMCD an der $2p$ -Kante von Übergangsmetallen

Um die energetische Abhängigkeit des $\vec{\epsilon}$ -Tensors verstehen zu können, muss auf die elektronische Struktur des magnetischen Materials eingegangen werden. Da in diesem Kapitel nur Effekte behandelt werden, die in Verbindung mit der Photoabsorption von magnetischen Übergangsmetallen im Bereich der $2p$ -Schwelle stehen, wird sich auch die Beschreibung auf diese Situation beschränken. Es wird also der MCD erläutert. Der Zusammenhang zu den optischen Konstanten ist im

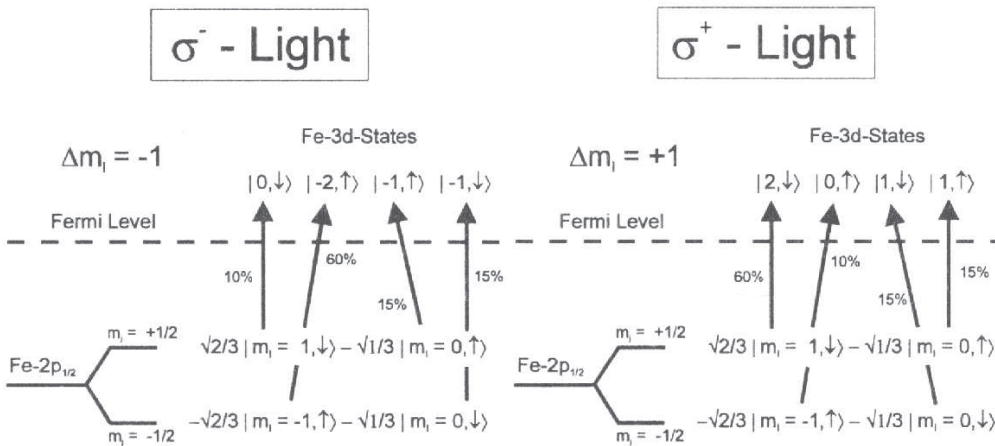


Abbildung 4.1: Der Fano-Effekt am Beispiel des $Fe2p_{1/2}$ Rumpfniveaus. Die Elektronen werden in die 3d-Niveaus angeregt. Für das σ^- -Licht haben die Elektronen ein Verhältnis von spin up zu spin down von 75:25. Für das σ^+ -Licht haben die Elektronen das umgekehrte Verhältnis (25:75).

folgenden Abschnitt 4.2.1 dargelegt. Eine gute Beschreibung findet man bei H. Ebert in [For99], daher wird hier nur auf die wesentlichen Bestandteile des Effekts eingegangen.

Im quantenmechanischen Bild der Photoabsorption braucht man für ein zu betrachtendes Elektron einen Anfangszustand und einen Endzustand. Der Anfangszustand ist in dem vorliegenden Fall der $2p$ -Zustand des Eisens. Dieser Zustand ist energetisch Spin-Bahn aufgespalten nach den Quantenzahlen des Gesamtspins $j = 1/2, 3/2$. Wir betrachten nun lediglich das $2p_{1/2}$ -Energieniveau. Dieses enthält zwei Elektronen mit den Drehimpulskomponenten in z -Richtung $m_j = -1/2, +1/2$. Da die Darstellung nach den Quantenzahlen j und m_j für die folgende Betrachtung ungünstig ist, sind die Zustände in Abbildung 4.1 nach den Spin- und Bahnquantenzahlen $s = 1/2, m_s = -1/2, +1/2$ und $l = 1, m_l = -1, 0, +1$ dargestellt. Die nötigen Kopplungskoeffizienten, die so genannten Clebsch-Gordan-Koeffizienten, ergeben sich nach [Cow81] und sind in Abbildung 4.1 angegeben. Mit einem Photon kann man nun dipolerlaubt in ein unbesetztes Energieniveau anregen. Dipolerlaubt heißt $\Delta l = 1, \Delta m_l = -1$ für links zirkular polarisiertes Licht (σ^-), $\Delta m_l = +1$ für rechts zirkular polarisiertes Licht (σ^+) (sowie $\Delta m_l = 0$ für linear polarisiertes Licht). Unbesetzte Zustände gibt es in einem Festkörper oberhalb des Fermi-niveaus, und das sind beim Eisen hauptsächlich die

$3d$ -Bänder, die wir vereinfachend $3d$ -Zustände nennen wollen. Diese sind nicht Spin-Bahn aufgespalten und lassen sich daher gut nach den Spin- und Bahnquantenzahlen beschreiben. Die Elektronen aus dem $2p_{1/2}$ -Niveau sollen jetzt in diese $3d$ -Zustände angeregt werden. In Abbildung 4.1 sind die Anfangs- und Endzustände des Elektrons mit den entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten für (σ^-) - und (σ^+) -Licht eingezeichnet. Ebenso sind für die einzelnen Übergänge prozentuale Übergangswahrscheinlichkeiten angegeben, die sich zu 100% summieren. Betrachtet man zunächst das (σ^-) -Licht, erhält man im $3d$ -Niveau eine Elektronenpopulation, die im Verhältnis 75:25 *spin up* zu *spin down* spinpolarisiert ist. Für (σ^+) -Licht erhält man ein Verhältnis von 25:75. Eine Umkehr der Lichthelizität hat eine Umkehr der Spinpolarisation zur Folge. Dies bezeichnet man als *Fano-Effekt* [Fan69]. Wäre unser Festkörper unmagnetisch, so hätte dieser Effekt keine meßbaren Konsequenzen für die Photoabsorption, weil die Übergangswahrscheinlichkeiten insgesamt, also die Absorption, für beide Lichthelizitäten gleich sind. Nun spalten aber die $3d$ -Zustände spinabhängig auf (so genannte Austauschaufspaltung, Stoner-Modell). Man spricht von einem Majoritäts- und einem Minoritätsband. Das Majoritätsband ist mit *spin up* Elektronen fast voll besetzt, während das Minoritätsband der *spin down* Elektronen deutlich mehr freie Zustände enthält (siehe Abbildung 4.2). Die Anzahl der freien Zustände ist also spinabhängig. Da die Elektronen in Abhängigkeit der anregenden Lichthelizität spinpolarisiert sind, wird nun die Übergangswahrscheinlichkeit der Elektronen auch abhängig von der Lichtpolarisation. Damit haben wir eine von Lichthelizität und Magnetisierung abhängige Absorption, den so genannten *magnetischen Zirkulardichroismus* (MCD). Im weichen Röntgenbereich spricht man vom XMCD.

4.2 KK-Transformation

Die Kramers-Kronig-Transformationen beschreiben in der ursprünglichen Form den Zusammenhang zwischen Realteil und Imaginärteil der komplexen, frequenzabhängigen dielektrischen Konstante $\epsilon(\omega)$ bzw. der Suszeptibilität $\chi(\omega)$ (Gleichungen (4.18, 4.19)). Diese Gleichungen gründen sich auf dem Kausalitätsprinzip, das aussagt, dass ein Zustand zum Zeitpunkt $\tau = t$ aus allen Zuständen $\tau < t$ berechnet werden kann. Durch eine Fouriertransformation erhält man dann die Frequenzabhängigkeit. Dieses Verfahren ist durch Anwendung auf die dielektrische Konstante bekannt geworden. Es lässt sich aber problemlos auf weitere komplexe, frequenzabhängige Größen übertragen [Tol56]. Diese Transformationen werden in dieser Arbeit daher auch Kramers-Kronig-Transformationen genannt.

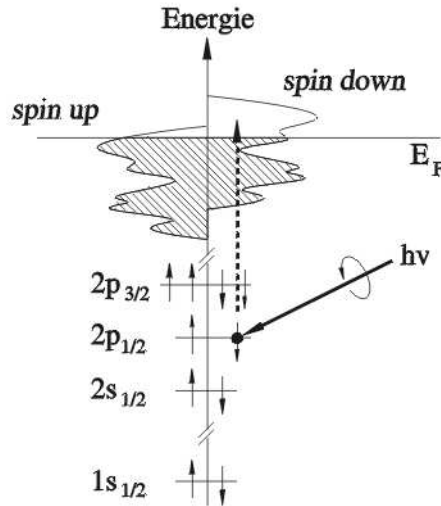


Abbildung 4.2: MCD an Eisen: Der Fano-Effekt führt dazu, dass durch das rechts zirkulare Licht hauptsächlich spin down Elektronen angeregt werden. Diese können in die freien Zustände des Minoritätsbands angeregt werden. Bei einer Helizitätsumkehr würden hauptsächlich spin up Elektronen angeregt, die in die wenigen Zustände im fast voll besetzten Majoritätsband kaum angeregt werden können. Aus [Sch90b].

4.2.1 Der komplexe Brechungsindex

Es soll zunächst ein Zusammenhang zwischen dem komplexen Brechungsindex n und dem Dielektrizitätstensor $\vec{\epsilon}$ hergestellt werden. Dies hat den Hintergrund, dass die Absorptions- bzw. TEY-Messungen Informationen über n liefern, für die Berechnung der Reflektivität aber $\vec{\epsilon}$ benötigt wird.

Der reelle Brechungsindex n' eines Mediums wird meist über die Vakuumwellengeschwindigkeit c_0 und die Wellengeschwindigkeit c im Medium definiert:

$$n' = \frac{c_0}{c}. \quad (4.1)$$

Dabei ist n' eine Materialeigenschaft und hängt weder von der Ausbreitungsrichtung noch von der Polarisierung ab. Diese Betrachtung gilt zunächst nur für transparente, isotrope Medien. Die Definition des Brechungsindex kann aber weiter verallgemeinert werden. Man betrachte eine ebene elektrische Welle \vec{E} in einem homogenen Medium:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x})]$$

$$\begin{aligned}
&= \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - k_0 \vec{\kappa} \cdot \vec{x})] \\
&= \vec{E}_0 \exp[k_0 \vec{\kappa}'' \cdot \vec{x}] \exp[-ik_0 \vec{\kappa} \cdot \vec{x}] \exp[i\omega t].
\end{aligned}$$

Nimmt man nun an, dass sich die Welle in einem absorbierenden, isotropen Medium bewegt, so lässt sich leicht zeigen [Lan67],(Anhang A.1), dass man den komplexen Brechungsindex n als Materialeigenschaft definieren kann durch:

$$n = n' + in'' := \sqrt{\vec{\kappa}^T \vec{\kappa}} = \sqrt{\epsilon} \quad (4.2)$$

Wiederum ist n weder von der Richtung, noch von der Polarisation abhängig. Zu einem $\vec{\kappa}$ gibt es immer zwei linear unabhängige Polarisierungen, so dass man die Welle als Linearkombination von zwei linear polarisierten Wellen beschreiben kann. Geht man zu anisotropen, absorbierenden Medien über, sind \vec{E}_0 und $\vec{\kappa}$ eine spezielle Lösung von (3.20). Dann beschreibt $\vec{\kappa}''$ die Richtung der Ebenen gleicher Amplitude und $|\vec{\kappa}''|^{-1}$ die Anzahl der Wellen, bis die Amplitude der Welle auf $e^{-2\pi} \approx 0.0019$ abgefallen ist. Desweiteren gibt $\vec{\kappa}'$ die Richtung der Ebenen gleicher Phase an und $|\vec{\kappa}'|$ ist ein Maß für c_0/c . Man beachte, dass i.a. $n' \neq |\vec{\kappa}'|$ ist. Das gilt auch für isotrope, absorbierende Medien. Ist aber speziell $\vec{\kappa}' \parallel \vec{\kappa}''$, kann man für diese Ausbreitungsrichtung schreiben:

$$n' + in'' = |\vec{\kappa}'| + i(-|\vec{\kappa}''|) \quad (4.3)$$

Es gibt weitere Spezialfälle: So kann man für die Geometrie bei dem transversalen magnetooptischen Kerr-Effekt der einfallenden s - und p -Polarisation jeweils einen Brechungsindex zuordnen (Anhang A.3). Also gibt es einen Brechungsindex für $\vec{E} \parallel \vec{m}$ und einen für $\vec{E} \perp \vec{m}$. Ähnliches gilt für den polaren magnetooptischen Kerr-Effekt bei senkrechtem Einfall.

Im Röntgenbereich, insbesondere im weichen Röntgenbereich, ist der komplexe Brechungsindex $n \approx 1$. Man schreibt daher gerne

$$n = 1 - \delta - i\beta, \quad (4.4)$$

wobei δ und β sehr viel kleiner als eins sind. Die Tatsache, dass meist $\delta > 0$ ist, bedeutet, dass die Phasengeschwindigkeit im Medium etwas größer als im Vakuum ist. Wie man aus Anhang A.5 für $\vec{m} \parallel z$ -Achse ersieht, erhält man für $\vec{\kappa} \parallel \vec{m}$

$$\kappa_{1,z} = \sqrt{\epsilon + i\epsilon_{FM}}, \quad (4.5)$$

$$\kappa_{3,z} = \sqrt{\epsilon - i\epsilon_{FM}}. \quad (4.6)$$

Die zugehörigen Polarisationsvektoren sind \vec{p}_1 links zirkular und \vec{p}_2 rechts zirkular. Dies ist der magnetooptische Faraday-Effekt. Man spricht auch häufig von

zirkularer Doppelbrechung. Weil hier $\vec{\kappa}'$ und $\vec{\kappa}''$ dieselbe Richtung haben, kann man den Brechungsindex

$$n_{\pm} = n \pm \Delta n = 1 - (\delta \pm \Delta\delta) - i(\beta \pm \Delta\beta) \quad (4.7)$$

einführen. Das bedeutet

$$\delta = 1 - \Re\sqrt{\epsilon} \approx \frac{1}{2}(1 - \epsilon'), \quad (4.8)$$

$$\beta = \Im\sqrt{\epsilon} \approx \frac{1}{2}\epsilon''. \quad (4.9)$$

Ein Vergleich von $\kappa_{1,z}$ und n_{\pm} ergibt in linearer Näherung

$$\Delta\delta = \frac{1}{2}\epsilon''_{FM} \quad (4.10)$$

$$\Delta\beta = -\frac{1}{2}\epsilon'_{FM} \quad (4.11)$$

4.2.2 KK-Transformation für ϵ

Von zentraler Bedeutung für diese Arbeit ist die Frequenz- bzw. Energieabhängigkeit der dielektrischen Funktion

$$\overleftrightarrow{\epsilon} = \overleftrightarrow{\epsilon}(\omega) = \overleftrightarrow{1} + \overleftrightarrow{\chi}(\omega). \quad (4.12)$$

Die Funktion $\overleftrightarrow{\chi}(\omega)$ ist die dielektrische Suszeptibilität. Durch sie ist die elektrische Polarisation $\vec{P}(\omega)$ definiert. Wegen des bekannten Zusammenhangs $E = \hbar\omega$ werden im folgenden Frequenz und Energie der elektromagnetischen Strahlung synonym verwandt. Eine detaillierte Herleitung der Kramers–Kronig–Transformationen, die hier nur kurz skizziert werden soll, findet sich in [Lan67]. Grundlage für die weiteren Betrachtungen ist der lineare Zusammenhang zwischen der elektrischen Verschiebungsdichte und dem elektrischen Feld nach dem Kausalitätsprinzip:

$$\begin{aligned} \vec{D}(t) &= \epsilon_0 \int_{-\infty}^t \overleftrightarrow{g}(\tau) \vec{E}(\tau) d\tau, \\ \vec{D}(t) &= \epsilon_0 \vec{E}(t) + \epsilon_0 \int_0^{\infty} \overleftrightarrow{f}(\tau) \vec{E}(t - \tau) d\tau. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Das Kausalitätsprinzip besagt, dass sich der augenblickliche Zustand zur Zeit t von \vec{D} aus allen vergangenen Zuständen von \vec{E} berechnen lässt. Die Abtrennung des Terms $\vec{E}(t)$ hat dabei technische Gründe. Die dimensionslose Funktion $\overleftrightarrow{f}(\tau)$

ist vom Medium und der Zeit abhängig. Die zeitabhängigen Felder $\vec{E}(t)$ und $\vec{D}(t)$ lassen sich durch Fourier-Transformationen als frequenzabhängige Felder ausdrücken. Wollte man das Feld zum Zeitpunkt t darstellen, müsste man die Felder über alle Frequenzen integrieren. Man erhält den bekannten Zusammenhang

$$\vec{D}(\omega) = \epsilon_0 \vec{\epsilon}(\omega) \vec{E}(\omega)$$

wobei die dielektrische Funktion gegeben ist durch:

$$\vec{\epsilon}(\omega) = \vec{1} + \vec{\chi}(\omega) = \vec{1} + \int_0^\infty \vec{f}(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau. \quad (4.14)$$

Während $f_{ij}(\tau)$ noch eine reelle Größe war, ist die dielektrische Funktion nun eine komplexe Funktion $\epsilon_{ij} = \epsilon' + i\epsilon''$ bzw. $\chi_{ij} = \chi'_{ij} + i\chi''_{ij}$. Dabei kommt dem Imaginärteil die bereits bekannte Bedeutung $\chi''_{ij} = \epsilon''_{ij} = -\frac{\sigma_{ij}}{\epsilon_0\omega}$ zu (siehe Gleichung(3.17)). Aus der Definition von χ_{ij} lassen sich sofort folgende Beziehungen ableiten:

$$\chi_{ij}(-\omega) = \chi_{ij}^*(\omega) \quad \text{bzw.} \quad (4.15)$$

$$\chi'_{ij}(-\omega) = \chi'_{ij}(\omega) \quad (4.16)$$

$$\chi''_{ij}(-\omega) = -\chi''_{ij}(\omega) \quad (4.17)$$

Man kann nun zeigen, dass $\chi_{ij}(\omega)$ für komplexe $\omega = \omega' + i\omega''$ in der oberen Halbebene eine reguläre Funktion ist. Die einzige Singularität, die nur bei Metallen auftritt, liegt bei $\omega = 0$. Dort divergiert der Imaginärteil von $\chi_{ij}(\omega)$, weil Metalle eine endliche, statische Leitfähigkeit $\sigma_{ij}(\omega = 0)$ haben, und deshalb $\chi''_{ij}(\omega) = -\frac{\sigma_{ij}(\omega)}{\epsilon_0\omega}$ eine Polstelle ist. Desweiteren kann gezeigt werden, dass für die obere Halbebene $\lim_{|\omega| \rightarrow \infty} \chi_{ij}(\omega) = 0$ ist. Physikalisch bedeutet dies, dass bei sehr hohen Frequenzen die Reaktionszeit des Materials wesentlich länger ist als eine Schwingungsperiode und somit keine Polarisation mehr induziert werden kann. Mit den gegebenen Eigenschaften von $\chi_{ij}(\omega)$ kann man den Cauchyschen Integralsatz auf $\chi_{ij}(\omega)/(\omega^2 - \omega_0^2)$ in der oberen Halbebene anwenden. Man erhält die so genannten Kramers-Kronig-Beziehungen [Lan67]:

$$\chi'_{ij}(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi''_{ij}(x)}{x - \omega} dx \quad (4.18)$$

$$\chi''_{ij}(\omega) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi'_{ij}(x)}{x - \omega} dx + \frac{4\pi\sigma_{ij}(0)}{\epsilon_0\omega} \quad (4.19)$$

Der zweite Term von (4.19) tritt nur bei Metallen auf, wie sie in diesem Kapitel behandelt werden. Man kann noch die Symmetrieeigenschaften verwenden und (4.18) vereinfachen zu

$$\chi'_{ij}(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{x\chi''_{ij}(x)}{x^2 - \omega^2} dx. \quad (4.20)$$

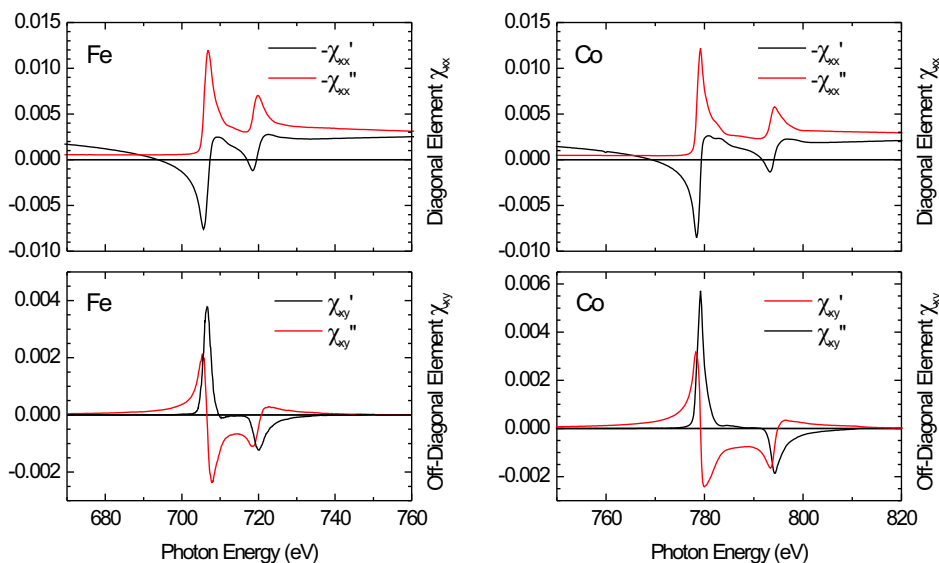


Abbildung 4.3: Diagonal- und Außerdiagonalelement des komplexen $\vec{\chi}$ -Tensors für Eisen und Kobalt. Die Magnetisierung ist parallel zur z -Achse. Dabei ist $\vec{\chi} = \vec{\chi}' + i \vec{\chi}''$. Aus den Daten von χ''_{xx} und χ'_{xy} wurden durch KK-Transformationen χ'_{xx} und χ''_{xy} berechnet.

Es sind nun einige KK-Transformationen des Imaginärteils von ϵ für Eisen, Kobalt und Chrom durchgeführt worden. Sie sind in den Abbildungen 4.3 und B.1 dargestellt. Dabei wurden Daten von [Hen93] zugrunde gelegt. Diese Berechnungen für ϵ wurden an Atomen vorgenommen. Es wird daher die Struktur an den Absorptionskanten, die bei Festkörpern stark von der Bandstruktur beeinflusst wird, nur schlecht wiedergegeben. Der Bereich der Absorptionskante wurde daher aus TEY-Messungen eingefügt. Die TEY-Messungen haben den Nachteil, dass sie nur ein relatives Maß für die lokale Absorption darstellen. Das Einbinden in die atomaren Daten ermöglicht es, ein absolutes Maß für die Absorption zu erhalten. Die Messungen für das Außerdiagonalelement wurden mit zirkularem Licht gemacht [Ohl96]. Die Messungen des Diagonalelements konnten an derselben Probe gemessen werden, an denen auch der T-MOKE beobachtet wurde. So konnten aus den Absorptionsmessungen der Imaginärteil von ϵ_{xx} und der Realteil von ϵ_{xy} bestimmt werden und durch KK-Transformationen daraus der Realteil von ϵ_{xx} und der Imaginärteil von ϵ_{xy} berechnet werden.

4.2.3 Reflektivität und Asymmetrie

Für die magnetischen Messungen sind die Asymmetrie A und die Differenz der Logarithmen der Reflektivitäten von großer Bedeutung. Besonders aus letzterer kann man durch eine KK-Transformation die Phasendifferenz zwischen Reflektivitäten unterschiedlicher Magnetisierung erhalten. Hat man zur magnetischen Messung zusätzlich die KK-Transformierte, lassen sich prinzipiell die optischen Konstanten berechnen. Deshalb sollen diese Größen hier definiert werden und einige wichtige Zusammenhänge aufgezeigt werden.

Für ein isotropes Medium kann der Reflektionsindex für p -polarisiertes Licht r_{pp} als

$$r_{pp} = e^{i(\theta+i\eta)} = e^{-\eta} e^{i\theta} \quad (4.21)$$

geschrieben werden, dabei ist $\theta + i\eta$ die komplexe Phase. θ ist die Phasenverschiebung zwischen einlaufender und auslaufender Welle. η hat dagegen keine direkte physikalische Bedeutung. Aus der Tatsache, dass die reflektierte Welle immer abgeschwächt wird, $R_{pp} = r_{pp} r_{pp}^* \leq 1$, lässt sich $\eta \geq 0$ folgern. Man könnte η als negative, halbierte, logarithmische Reflektivität bezeichnen: $\eta = -1/2 \ln R_{pp}$. Betrachtet man nun den transversalen magnetooptischen Kerr-Effekt, so kommt zum magnetisierungsunabhängigen Reflektionsindex r_{pp}^0 in linearer Näherung noch der von der normalisierten Magnetisierung $m_t = \pm 1$ abhängige Term $m_t r_{pp}^t = \pm r_{pp}^t$ hinzu. Weil $r_{pp}^t \ll r_{pp}^0$ meist sehr gut erfüllt ist, kann man schreiben:

$$r_{pp}^{\pm} = r_{pp}^0 \pm r_{pp}^t = r_{pp}^0 \left(1 \pm \frac{r_{pp}^t}{r_{pp}^0} \right) \approx r_{pp}^0 \exp[\pm r_{pp}^t / r_{pp}^0]. \quad (4.22)$$

Konsequenterweise erhält man mit der komplexen, magnetisierungsabhängigen Phase $r_{pp}^t / r_{pp}^0 = i(\theta^t + i\eta^t)$:

$$r_{pp}^{\pm} \approx e^{-(\eta^0 \pm \eta^t)} e^{i(\theta^0 \pm \theta^t)}. \quad (4.23)$$

Somit kann man die Reflektivitäten schreiben als

$$R_{pp}^{\pm} \approx e^{-2(\eta^0 \pm \eta^t)} = e^{-2\eta^0} e^{\mp 2\eta^t}. \quad (4.24)$$

Für die Differenz der Logarithmen hat man damit sofort:

$$\frac{1}{2} \ln R_{pp}^+ - \frac{1}{2} \ln R_{pp}^- \approx -2\eta^t. \quad (4.25)$$

Die Asymmetrie A ist definiert durch

$$A = \frac{R_{pp}^+ - R_{pp}^-}{R_{pp}^+ + R_{pp}^-} \quad (4.26)$$

Da η^t sehr klein ist, kann man gut mit der Näherung $e^{\pm 2\eta^t} \approx 1 \pm 2\eta^t$ arbeiten. Damit wird die Asymmetrie

$$\begin{aligned}
 A &\approx \frac{e^{-2\eta^0} e^{-2\eta^t} - e^{-2\eta^0} e^{+2\eta^t}}{e^{-2\eta^0} e^{-2\eta^t} + e^{-2\eta^0} e^{+2\eta^t}} \\
 &= \frac{e^{-2\eta^t} - e^{+2\eta^t}}{e^{-2\eta^t} + e^{+2\eta^t}} \\
 &\approx \frac{1 - 2\eta^t - (1 + 2\eta^t)}{1 - 2\eta^t + 1 + 2\eta^t} \\
 &= -2\eta^t.
 \end{aligned} \tag{4.27}$$

Offensichtlich ist also

$$\frac{R_{pp}^+ - R_{pp}^-}{R_{pp}^+ + R_{pp}^-} \approx \frac{1}{2} \ln R_{pp}^+ - \frac{1}{2} \ln R_{pp}^- \tag{4.28}$$

eine gute Näherung, was durch die Praxis bestätigt wird. Alternativ kann man die Reflektivitäten schreiben:

$$R_{pp}^\pm = r_{pp}^0 r_{pp}^{0*} + r_{pp}^t r_{pp}^{t*} \pm 2\Re(r_{pp}^t r_{pp}^{0*}) \approx r_{pp}^0 r_{pp}^{0*} \pm 2\Re(r_{pp}^t r_{pp}^{0*}) = R_{pp}^0 \pm R_{pp}^t.$$

In dieser Schreibweise wird die Asymmetrie

$$A = \frac{R_{pp}^t}{R_{pp}^0}. \tag{4.29}$$

4.2.4 KK-Transformation für R

In optischen Experimenten misst man häufig nur Intensitäten. Die Phaseninformation geht dabei verloren, so auch in den dieser Arbeit zugrunde liegenden Experimenten. Wendet man auf den Reflektionsindex r den natürlichen Logarithmus an, so hat man

$$\ln r(\omega) = \frac{1}{2} \ln R(\omega) + i\theta(\omega), \tag{4.30}$$

eine komplexe Funktion mit klar separiertem Real- und Imaginärteil. Man kann zeigen, dass diese Funktion bei sehr hohen Frequenzen gegen null konvergiert. Damit kann man ein Cauchy-Integral bilden. Nach [Tol56] und [Ble95] ist dann

$$\theta(\omega) = -\frac{\omega}{\pi} \int_0^\infty \frac{\ln R(x)}{x^2 - \omega^2} dx + 2 \sum_j \arctan \frac{\omega - \omega'_j}{\omega''_j}, \tag{4.31}$$

wobei $\omega_j = \omega'_j + i\omega''_j$ die Lagen der Nullstellen von $r(\omega)$ in der oberen Halbebene sind. Da die Lage dieser Nullstellen aber *a priori* unbekannt sind, ist es nicht leicht, diese KK-Transformation durchzuführen.

4.2.5 KK–Transformation für A

Da die Asymmetrie A nicht meromorph auf \mathbb{C}^+ ist, kann auf diese Funktion nicht die Cauchysche Integralformel angewandt werden. Daher betrachtet man im Falle des T–MOKE zunächst die Funktion

$$\ln r_{pp}^+(\omega) - \ln r_{pp}^-(\omega) = \frac{1}{2} \ln R_{pp}^+(\omega) - \frac{1}{2} \ln R_{pp}^-(\omega) + i(\theta_{pp}^+(\omega) - \theta_{pp}^-(\omega)). \quad (4.32)$$

Diese Funktion hat andere Polstellen als R . In günstigen Fällen, die an der $2p$ -Kante meist realisiert sind, heben sich die Polstellen von $\ln R_{pp}^+$ und $\ln R_{pp}^-$ so weit auf, dass sie keinen nennenswerten Beitrag zur KK–Transformation von $\theta_{pp}^+ - \theta_{pp}^-$ liefern. Dies lässt sich in der Praxis dadurch zeigen, dass die Rücktransformierte von $\theta_{pp}^+ - \theta_{pp}^-$ identisch mit $\frac{1}{2} \ln R_{pp}^+ - \frac{1}{2} \ln R_{pp}^-$ ist. Die KK–Transformation wird wie im vorangegangenen Abschnitt durchgeführt.

4.3 YIG

Die Struktur von Yttrium Eisen Granat (*yttrium iron garnet*, YIG) ist im Vergleich zu den anderen in dieser Arbeit behandelten Substanzen recht kompliziert. Da sie für die hier vorgestellten Ergebnisse von untergeordneter Bedeutung ist, soll sie nur kurz beschrieben werden. Die chemische Einheitszelle in kubischer Symmetrie YIG hat die Zusammensetzung $8 \cdot [Y_3^{3+} Fe_2^{3+} Fe_3^{3+} O_{12}^{2-}]$ und hat eine Gitterkonstante $a_0 = 12.376 \text{ \AA}$. Ein Oktant der Einheitszelle enthält zwei Fe^{3+} -Ionen in tetraedischer Sauerstoffumgebung, so genannte a -Plätze (bilden ein bcc-Gitter in Bezug auf den Oktanten), und drei Fe^{3+} -Ionen in oktaedrischer Sauerstoffumgebung, so genannte d -Plätze (liegen auf den Flächen des Oktanten). Ein Fe^{3+} -Ionen hat ein magnetisches Moment $M = 5\mu_B$. Die a - und d -Plätze sind antiferromagnetisch gekoppelt, die a -Plätze sind also ein ferromagnetisches Untergitter, genau wie die d -Plätze. Da in einem Oktanten zwei a - und drei d -Plätze mit jeweils dem gleichen magnetischen Moment M vorhanden sind, resultiert daraus ein magnetisches Moment $M_S = 5\mu_B$ für einen Oktanten. Man nennt dies eine ferrimagnetische Ordnung. Da YIG ein Oxid ist, zählt es zu den nichtmetallischen Materialien. [Kne62], [Win81]

YIG hat in den vergangenen Jahrzehnten große technische Bedeutung erlangt. Hauptgrund dafür sind seine nichtleitenden Eigenschaften bei vorhandener remanenter Magnetisierung. Daher ist YIG im optischen Bereich lichtdurchlässig, hat im Mikrowellenbereich keinen Skin-Effekt und für niederfrequenterer Wechselfelder keine Wirbelstromverluste. Ein Anwendungsbereich ist die Mikrowellentechnik. Dort wird YIG wegen der ferromagnetischen Resonanz (FMR) in verschiede-

nen Bauteilen (z.B. Antennen, Schalter) eingesetzt. Im optischen Bereich ist YIG wegen seiner hohen Faraday-Drehung interessant.

4.3.1 T-XMOKE an magnetischem Vollmaterial

Bevor die Reflektivität an magnetischem Vollmaterial vorgestellt wird, soll noch kurz auf die Reflektivität von unmagnetischem Vollmaterial eingegangen werden. Der Reflektionsindex, der Fresnelkoeffizient (Anhang A.1), lautet

$$r_{pp}^0 = \frac{\epsilon \sin \vartheta - \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \vartheta}}{\epsilon \sin \vartheta + \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \vartheta}}. \quad (4.33)$$

Drückt man die obige Gleichung nun durch die dielektrische Suszeptibilität χ anstelle der dielektrischen Konstante $\epsilon = 1 + \chi$ aus, kann man für $\chi \ll \sin^2 \vartheta$ den Fresnelkoeffizienten mit der Näherung $\sqrt{\chi + \sin^2 \vartheta} \approx \sin \vartheta + \frac{\chi}{2 \sin \vartheta}$ schreiben als

$$r_{pp}^0 \approx \chi \frac{-\cos 2\vartheta}{4 \sin^2 \vartheta + \chi(1 + 2 \sin^2 \vartheta)}. \quad (4.34)$$

In einem weiteren Näherungsschritt, bei dem man in χ linearisiert, erhält man

$$r_{pp}^0 \approx \chi \frac{-\cos 2\vartheta}{4 \sin^2 \vartheta}. \quad (4.35)$$

Man sieht, dass in dieser Näherung die Form der Reflektionsspektren vom Einfallswinkel unabhängig ist. Die Reflektivität $R^0 = |r_{pp}^0|^2$ sollte dann proportional zu $|\chi|^2$ sein.

Misst man an einem magnetischen Volumenmaterial und nicht an einem Schichtsystem, so hat man nur eine Grenzfläche. Dies ist dann der einfachste Fall. Man muß nur die Matrix $M = D_{vac}^{-1} D_t$ berechnen und erhält den Reflektionsindex

$$r_{pp}^{\pm} = r_{pp}^0 \frac{1 \pm \epsilon_{FM} \frac{1 - \sin \vartheta \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \vartheta}}{\cos \vartheta (\epsilon \sin \vartheta - \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \vartheta})}}{1 \mp \epsilon_{FM} \frac{1 + \sin \vartheta \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \vartheta}}{\cos \vartheta (\epsilon \sin \vartheta + \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \vartheta})}}, \quad (4.36)$$

wobei r_{pp}^0 der magnetisierungsunabhängige Fresnelkoeffizient und r_{pp}^{\pm} der magnetisierungsabhängige Reflektionskoeffizient ist. Man beachte, dass für $\theta \rightarrow \pi/2$ der Reflektionsindex $r_{pp}^{\pm} = (n_p - 1)/(n_p + 1)$ wird und damit unabhängig von der Magnetisierungsrichtung. Unter der Bedingung das $\cos \vartheta \gg 0$ ist, lässt sich der magnetisierungsabhängige Teil der Form $\frac{1+a}{1-b}$, wobei $a, b \ll 1$ sind, durch $1+a+b$ nähern [Fre68, Kna00]:

$$r_{pp}^{\pm} = r_{pp}^0 \left(1 \pm \epsilon_{FM} \frac{2 \sin \vartheta (\epsilon - n_p^2 + \cos^2 \vartheta)}{\cos \vartheta (\epsilon^2 \sin^2 \vartheta - n_p^2 + \cos^2 \vartheta)} \right). \quad (4.37)$$

Nähert man weiterhin $n_p^2 \approx n_s^2 = \epsilon = 1 + \chi$, was eine sehr gute Näherung ist, so erhält man

$$r_{pp}^{\pm} = r_{pp}^0 \left(1 \pm \frac{\epsilon_{FM}}{\chi} \frac{\sin 2\vartheta}{\chi \sin^2 \vartheta - \cos 2\vartheta} \right). \quad (4.38)$$

Bleibt man also mit dem Winkel streifenden Einfalls ϑ hinreichend weit weg von $\pi/4$, so wird das Spektrum der Asymmetrie mit dem Winkel skalieren, nicht aber seine Form verändern:

$$A = 2 \tan 2\vartheta \quad \Re \frac{\epsilon_{FM}}{\chi}. \quad (4.39)$$

Wie weit man von $\pi/4$ entfernt sein muss, damit obige Näherung gilt, hängt von der Größe von χ ab. Da im Bereich der $2p$ -Schwelle bei den Übergangsmetallen $|\chi| < 0.02$ gilt, nimmt man bei $\vartheta < 39^\circ$ einen Fehler von höchstens 10% in Kauf.

4.3.2 Probe und Messung

Bei der für die hier dargestellten Messungen verwandte YIG-Probe handelt es sich um einen Einkristall. Die Oberfläche war poliert. Auf eine weitere Präparation der Oberfläche wurde verzichtet. Die Reflektivitätsmessungen wurden im Sättigungsfeld gemacht, da die Probe nicht remanent zu magnetisieren war. Für jede Energie wurde die Magnetisierung zweimal umgeschaltet, um Energie- und Intensitätsschwankungen zu minimieren.

Zunächst soll die magnetisierungsunabhängige winkelabhängige Reflektivität näher betrachtet werden. In Abbildung 4.4 wird Winkelabhängigkeit dieser Reflektivität exemplarisch für eine Energie im Vorkantenbereich der $Fe2p$ Schwelle, d.h. eine Photonenenergie, die unterhalb der $Fe2p$ Schwelle liegt, dargestellt. Neben den Messpunkten sind drei theoretische Kurven dargestellt: Einmal die Reflektivität nach dem Fresnelkoeffizient und zwei Reflektivitäten nach Näherungen desselben. Deutliche Abweichungen der Näherungen von der ungenäherten Reflektivität gibt es nur im Bereich unterhalb von etwa 10° streifendem Einfall. Im Bereich zwischen den Absorptionskanten ist das Verhalten der Reflektivität im Wesentlichen das gleiche wie das exemplarisch dargestellte. Es ist magnetisierungsunabhängig (bei genügendem Abstand von der Kante) und der Realteil des Brechungsindex n ist kleiner eins. Dies bedeutet, dass für einen kleinen Winkelbereich Totalreflektion zu erwarten ist. Man kann dies bei der Rechnung für Winkel kleiner 2° an dem Reflektionsplateau sehen. Da die Probe absorbierend ist, muss die Reflektivität trotz Totalreflektion kleiner eins bleiben. Für größere Winkel nimmt die Reflektivität dann rasch ab. Beim Brewsterwinkel, der wegen $n \approx 1$ immer nahe bei 45° liegt, hat die theoretische Reflektivität einen dramatischen Einbruch. In der Praxis ließ sich dies nicht messen, da die großflächige

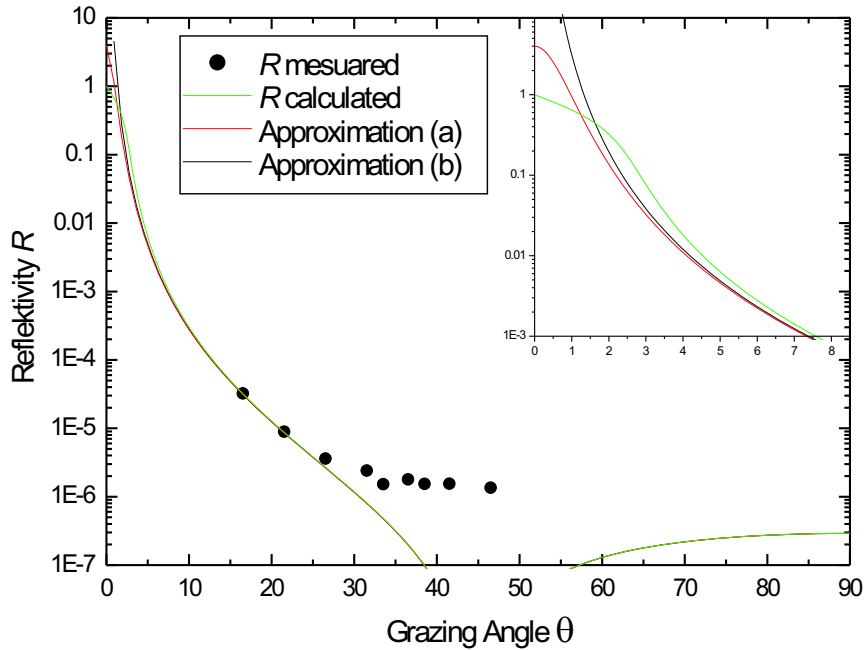


Abbildung 4.4: Winkelabhängigkeit der Reflektivität einer YIG-Volumenprobe im Vorkantenbereich der Fe_{2p} Kante. Die Photonenenergie der p -polarisierten Strahlung war 675 eV . Zu den Messpunkten (\bullet) wurde eine exakte Rechnung nach Gleichung (4.33), sowie eine Näherung nach Gleichung (4.34) für die Wurzel (a) und eine lineare Näherung nach Gleichung (4.35) in χ (b) erstellt.

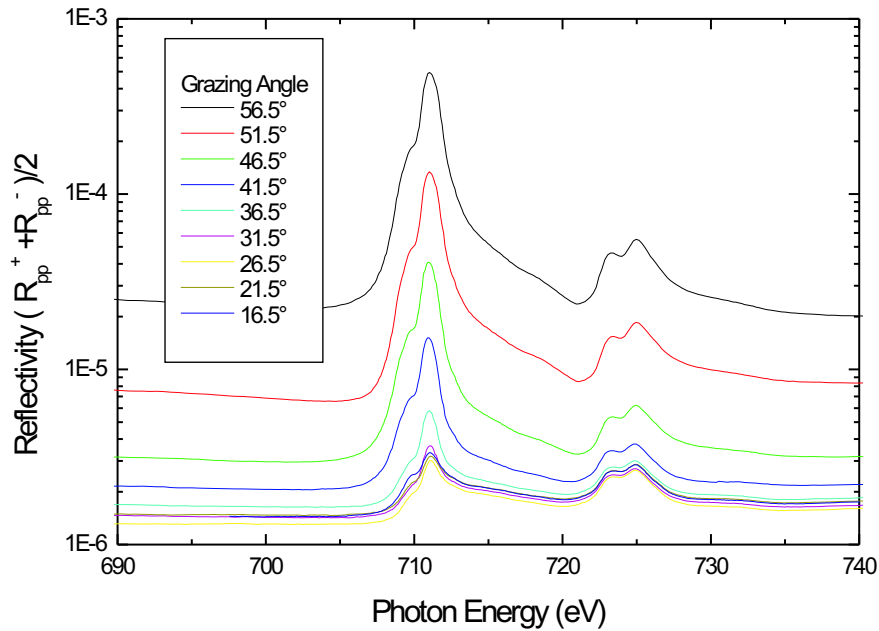


Abbildung 4.5: Energieabhängigkeit der über die Magnetisierung gemittelten Reflektivität von YIG für einige Winkel streifenden Einfalls.

Diode einen Untergrund durch Streustrahlung und Einfang umherfliegender Elektronen hat, der den Dynamikumfang auf $10^5 - 10^6$ begrenzt. Die Rauigkeit der Probe und eine eventuelle Verunreinigung der Oberfläche mit Adsorbaten, die wie eine zusätzlich Schicht wirken könnten, sind weitere nicht zu vernachlässigende Fehlerquellen.

In Abbildung 4.5 sind die Reflektionsspektren für einige Winkel streifenden Einfalls dargestellt. Man kann sehr schön sehen, dass die Form der Spektren sich kaum ändert, wie die Näherung der Reflektivität vorhersagt. Dass doch leichte Variationen zu sehen sind, liegt vermutlich am Einfluss des Untergrunds durch Streustrahlung etc.. Das Reflektionsspektrum sollte also proportional zu $|\chi|^2$ sein. Dies ist eine Eigenschaft, die nur auf Volumenmaterialien zutrifft. Schichtsysteme verhalten sich wegen der auftretenden Interferenzen grundsätzlich anders.

Um die These zu untermauern, dass das Reflektionsspektrum proportional zu

$|\chi|^2$ ist, ist zum Vergleich eine skalierte $|\chi|^2$ in Abbildung 4.6 einem Reflektionsspektrum gegenübergestellt. Im wesentlichen werden die Strukturen nachvoll-

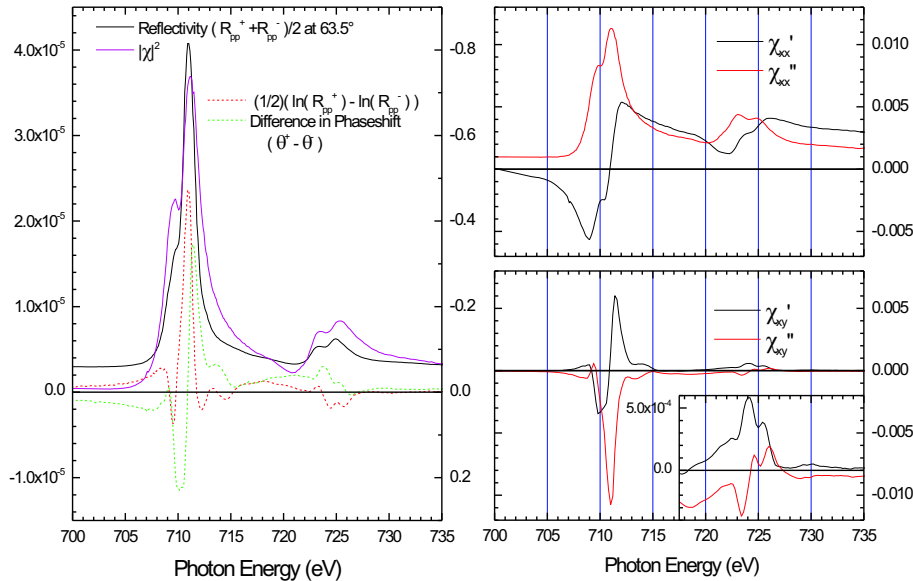


Abbildung 4.6: Links: Vergleich der Energieabhängigkeit des magnetischen Signals mit der Reflektivität an YIG. Als magnetisches Signal ist zum einen die Asymmetrie (Differenz der Logarithmen) und zum anderen die KK-Transformierte (magnetische Phasendifferenz) dargestellt. Die Reflektivität wird zusätzlich mit einer Kurve proportional zu $|\chi|^2$ verglichen. Rechts oben: χ_{xx} aus Absorptionsmessung, Literaturdaten [Hen93] und KK-Transformation. Rechts unten: χ_{xy} aus χ_{xx} , Asymmetrie und der KK-Transformierten nach Gleichung 4.38.

zogen. Abweichungen können auch auf eine unzureichende Genauigkeit der KK-Transformation des Imaginärteils von χ hindeuten. Vergleicht man die Asymmetrie der Reflektivitäten bzw. die Differenz der Logarithmen der Reflektivitäten mit der gemittelten Reflektivität, so erkennt man, dass schon im näheren Vorkantenbereich magnetooptische Effekte auftreten. Dies könnte man für dickere Schichtsysteme ausnutzen, da man im Vorkantenbereich eine gewissermaßen kleine Absorption in der Probe hat und somit tief in die Probe hineinschauen kann. Für die Asymmetrie bedeutet das, dass sie tatsächlich auch vom Imaginärteil des Außerdiagonalelements des $\vec{\epsilon}$ -Tensors abhängen muss, denn der Realteil sollte sich nur

auf den Kantenbereich beschränken. Damit wird der Zusammenhang mit Gleichung (4.39) deutlich. Die Struktur der Asymmetrie bzw. der magnetischen Phasendifferenz stimmt nicht exakt mit der Struktur der Reflektivität überein. Würde man den Imaginärteil von χ und den Realteil von ϵ_{FM} messen, wie man es bei dem XMCD tut, hätte man dies erwarten können. Als Folge von Gleichung (4.39) vermischen sich aber die Real- und Imaginärteile von χ und ϵ_{FM} zur Asymmetrie. Auf der rechten Seite von Abbildung 4.6 sind die optischen Konstanten von YIG dargestellt. Das Diagonalelement χ_{xx} wurde wie in Abschnitt 4.2.2 aus Absorptionmessungen (TEY), den Daten von [Hen93] und der KK-Transformation ermittelt. Das Außerdiagonalelement χ_{xy} wurde nach Gleichung 4.38 aus χ_{xx} , der Asymmetrie A und θ^t ermittelt. Das Außerdiagonalelement kann daher nur so gut sein, wie das schwächste Glied in der Kette der Daten. Dies ist hier vermutlich die KK-Transformierte $\Re\chi_{xx}$. Die KK-Transformationen der Asymmetrie A und der Phasendifferenz θ^t sind selbstkonsistent. Daher ist anzunehmen, dass der Einfluss von Polstellen in \mathbb{C}^+ und anderen Fehlerquellen gering ist.

Die Form der Asymmetriespektren ändert sich über weite Bereiche kaum ($16.5^\circ - 36.5^\circ$). Lediglich in der Nähe von 45° ändert sich die Form des Spektrums leicht (siehe Abbildung 4.7). Hier ist der Vorzeichenwechsel bei dem Brewsterwinkel von etwa 45° deutlich zu sehen. Die Winkelabhängigkeit der Asymmetrie ist nur qualitativ so, wie sie theoretisch vorhergesagt wird. Das heißt, sie steigt zunächst mit steigendem Winkel streifenden Einfalls an, hat in der Nähe des Brewsterwinkel einen Vorzeichenwechsel, und fällt dann wieder ab. Der Vorzeichenwechsel ist in der Theorie recht plötzlich, hier findet er recht allmählich statt. Ein Grund dafür kann der (unbekannte) Untergrund der Reflektionsspektren sein. Auch eine dünne Adsorbatschicht auf der Oberfläche kommt für diesen Effekt in Frage.

4.4 *Co/Cu(100)*

Kobalt hat als Volumenkristall bei Raumtemperatur hcp-Struktur, oberhalb von 450°C fcc-Struktur [Kne62]. In Legierungen lässt sich Kobalt auch bei Raumtemperatur fcc stabilisieren. Wächst man Kobalt auf Cu(100) auf, so wächst es epitaktisch und nimmt es fcc-Struktur an [Gon81]. Dabei bilden sich zunächst Inseln mit 2ML aus, die eine senkrecht zur Filmebene liegende magnetische Anisotropie aufweisen [Sch92]. Ab 2ML wachsen diese Inseln zusammen und ein fast perfektes lagenweises Wachstum setzt ein [deMig89], [Ger88], [Faß95]. Für Schichten, die dicker als 2ML sind, liegt die Magnetisierung wegen der Formanisotropie in der Filmebene. Innerhalb der Filmebene sind die $[011]$ - und $[01\bar{1}]$ -Richtungen die leichten magnetischen Achsen [Kra92]. Die Curie-Temperatur liegt für Schichten, die dicker als 2ML sind, oberhalb der Raumtemperatur [Sch90a].

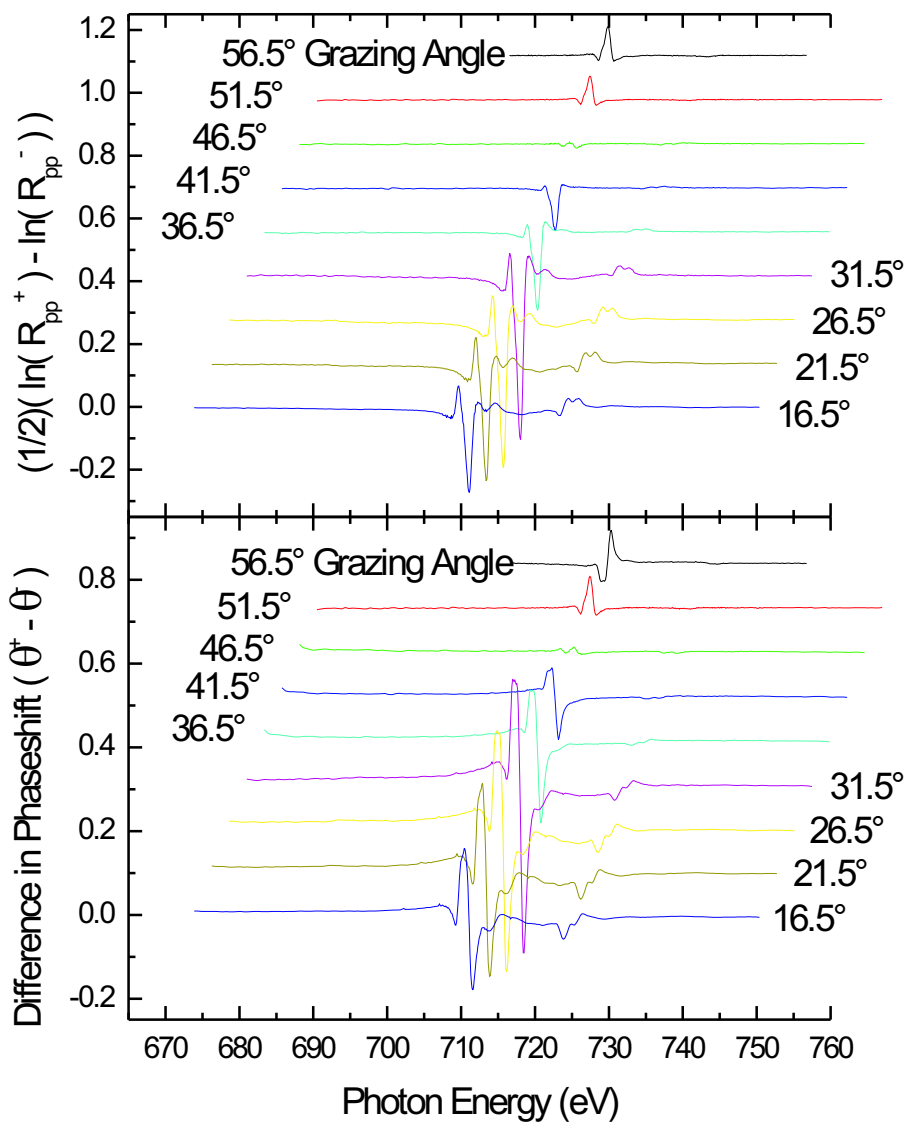


Abbildung 4.7: Differenz der Logarithmen und deren KK-Transformation (magnetische Phasendifferenz) von YIG für einige Winkel streifenden Einfalls. Die einzelnen Kurven sind zur Übersicht versetzt dargestellt.

4.4.1 T-XMOKE an magnetischen Schichten

Bei dem T-MOKE gibt es keine Wechselwirkung zwischen p - und s -polarisierter Strahlung. Da nur p -polarisierte Strahlung verwandt wurde, genügt es, nur die obere Blockmatrix \overleftrightarrow{d} zu betrachten:

$$\overleftrightarrow{d} = \begin{bmatrix} N1 (\pm\epsilon_{FM} - \cos\theta \sqrt{n_p^2 - \cos^2\theta}) & N2 (\pm\epsilon_{FM} + \cos\theta \sqrt{n_p^2 - \cos^2\theta}) \\ N1 (-\epsilon \cos\theta \pm \epsilon_{FM} \sqrt{n_p^2 - \cos^2\theta}) & N2 (-\epsilon \cos\theta \mp \epsilon_{FM} \sqrt{n_p^2 - \cos^2\theta}) \end{bmatrix} \quad (4.40)$$

Im folgenden werden die Amplituden des elektrischen Feldes innerhalb des Mediums nicht weiterverfolgt. Daher ist es nicht nötig, die Stetigkeitsbedingungen mit Einheitsvektoren zu betrachten. Die Normierungskonstanten $N1$ und $N2$ können daher beliebig gesetzt werden. Wählt man $N1 = N2 = 1/(\sqrt{\epsilon} \cos\theta)$, so wird die dynamische Matrix im Grenzfall $\epsilon_{FM} \rightarrow 0$ die dynamische Matrix für isotrope Medien. Weiterhin ist es sinnvoll, n_p durch $n_p \approx n_s = \sqrt{\epsilon}$ zu nähern. Mit den Abkürzungen

$$\sqrt{\epsilon - \cos^2\theta} = \kappa_z \quad \text{und} \quad \epsilon_{FMR} = \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon} \cos\theta} \quad (4.41)$$

kann man schreiben:

$$\overleftrightarrow{p} = \begin{bmatrix} \exp[i\kappa_z \tau] & 0 \\ 0 & \exp[-i\kappa_z \tau] \end{bmatrix}, \quad (4.42)$$

$$\overleftrightarrow{d} = \overleftrightarrow{d}_0 \pm \epsilon_{FMR} \overleftrightarrow{d}_t = \begin{bmatrix} -\frac{\kappa_z}{\sqrt{\epsilon}} & \frac{\kappa_z}{\sqrt{\epsilon}} \\ -\sqrt{\epsilon} & -\sqrt{\epsilon} \end{bmatrix} \pm \epsilon_{FMR} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \kappa_z & -\kappa_z \end{bmatrix}. \quad (4.43)$$

Hierbei ist \overleftrightarrow{d}_0 der isotrope Teil und \overleftrightarrow{d}_t der magnetische Teil der Matrix. Ebenso lässt sich für \overleftrightarrow{d} eine näherungsweise inverse Matrix finden:

$$\overleftrightarrow{d}^{-1} = \overleftrightarrow{d}_0^{-1} \mp \epsilon_{FMR} \overleftrightarrow{d}_t^{-1} = \begin{bmatrix} -\frac{\sqrt{\epsilon}}{2\kappa_z} & -\frac{1}{2\sqrt{\epsilon}} \\ \frac{\sqrt{\epsilon}}{2\kappa_z} & -\frac{1}{2\sqrt{\epsilon}} \end{bmatrix} \mp \epsilon_{FMR} \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2\kappa_z} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2\kappa_z} \end{bmatrix}. \quad (4.44)$$

Näherungsweise bedeutet hier, dass $\overleftrightarrow{d}^{-1}$ bis auf einen skalaren Faktor, der für $\epsilon_{FM} \rightarrow 0$ eins wird, die inverse Matrix ist. Dieser skalare Faktor kürzt sich bei der späteren Berechnung der Reflexionsindizes heraus und ist ohnehin nahe eins.

Man kann nun herangehen und die Matrix \overleftrightarrow{m} berechnen:

$$\begin{aligned} \overleftrightarrow{m} &= \overleftrightarrow{d}_{vac}^{-1} \overleftrightarrow{p} \overleftrightarrow{d}_{sub}^{-1} \\ &= \overleftrightarrow{d}_{vac}^{-1} (\overleftrightarrow{d}_0 \pm \epsilon_{FMR} \overleftrightarrow{d}_t) \overleftrightarrow{p} (\overleftrightarrow{d}_0 \mp \epsilon_{FMR} \overleftrightarrow{d}_t)^{-1} \overleftrightarrow{d}_{sub}^{-1} \\ &= \overleftrightarrow{d}_{vac}^{-1} \overleftrightarrow{d}_0 \overleftrightarrow{p} \overleftrightarrow{d}_0^{-1} \overleftrightarrow{d}_{sub}^{-1} \pm \epsilon_{FMR} \overleftrightarrow{d}_{vac}^{-1} (\overleftrightarrow{d}_t \overleftrightarrow{p} \overleftrightarrow{d}_0^{-1} - \overleftrightarrow{d}_0 \overleftrightarrow{p} \overleftrightarrow{d}_t^{-1}) \overleftrightarrow{d}_{sub}^{-1} + \\ &\quad + \epsilon_{FMR}^2 \overleftrightarrow{d}_{vac}^{-1} \overleftrightarrow{d}_t \overleftrightarrow{p} \overleftrightarrow{d}_t^{-1} \overleftrightarrow{d}_{sub}^{-1}. \end{aligned}$$

Da man Terme, die quadratisch in ϵ_{FM} sind, vernachlässigen kann, erhält man

$$\vec{m} \approx \vec{m}_0 \pm \epsilon_{FMR} \vec{m}_t \quad \text{mit} \quad (4.45)$$

$$\vec{m}_0 = \overset{\leftrightarrow}{d}_{vac} \overset{\leftrightarrow}{d}_0 \overset{\leftrightarrow}{P} \overset{\leftrightarrow}{d}_0 \overset{\leftrightarrow}{d}_{sub}, \quad (4.46)$$

$$\vec{m}_t = \overset{\leftrightarrow}{d}_{vac} (\overset{\leftrightarrow}{d}_t \overset{\leftrightarrow}{P} \overset{\leftrightarrow}{d}_0 - \overset{\leftrightarrow}{d}_0 \overset{\leftrightarrow}{P} \overset{\leftrightarrow}{d}_t) \overset{\leftrightarrow}{d}_{sub}. \quad (4.47)$$

Mit den Schichtmatrizen $\overset{\leftrightarrow}{s}_0$ und $\overset{\leftrightarrow}{s}_t$, nämlich

$$\overset{\leftrightarrow}{s}_0 = \overset{\leftrightarrow}{d}_0 \overset{\leftrightarrow}{P} \overset{\leftrightarrow}{d}_0 = \begin{bmatrix} \cos[\kappa_z \tau] & i \frac{\kappa_z}{\epsilon} \sin[\kappa_z \tau] \\ i \frac{\epsilon}{\kappa_z} \sin[\kappa_z \tau] & \cos[\kappa_z \tau] \end{bmatrix}, \quad (4.48)$$

$$\overset{\leftrightarrow}{s}_t = \overset{\leftrightarrow}{d}_t \overset{\leftrightarrow}{P} \overset{\leftrightarrow}{d}_0 - \overset{\leftrightarrow}{d}_0 \overset{\leftrightarrow}{P} \overset{\leftrightarrow}{d}_t = i \frac{\cos^2 \theta}{\sqrt{\epsilon \kappa_z}} \sin[\kappa_z \tau] \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.49)$$

für den isotropen und magnetischen Anteil respektive, und den Matrizen

$$\overset{\leftrightarrow}{d}_{vac} = \begin{bmatrix} -\sin \theta & \sin \theta \\ -1 & -1 \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \overset{\leftrightarrow}{d}_{sub} = \begin{bmatrix} -\frac{\kappa_{z,sub}}{n} & \frac{\kappa_{z,sub}}{n} \\ -n & -n \end{bmatrix} \quad (4.50)$$

mit der Abkürzung $\kappa_{z,sub} = \sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}$, erhält man schließlich die Matrizen

$$\begin{aligned} \overset{\leftrightarrow}{m}_0 &= \overset{\leftrightarrow}{d}_{vac} \overset{\leftrightarrow}{s}_0 \overset{\leftrightarrow}{d}_{sub} \\ &= \frac{1}{2n \sin \theta} \begin{bmatrix} (n^2 \sin \theta + \kappa_{z,sub}) \cos[\kappa_z \tau] + i \left(\frac{\kappa_z n^2}{\epsilon} + \frac{\kappa_{z,sub} \epsilon \sin \theta}{\kappa_z} \right) \sin[\kappa_z \tau] & \dots \\ (n^2 \sin \theta - \kappa_{z,sub}) \cos[\kappa_z \tau] - i \left(\frac{\kappa_z n^2}{\epsilon} - \frac{\kappa_{z,sub} \epsilon \sin \theta}{\kappa_z} \right) \sin[\kappa_z \tau] & \dots \\ \dots & \dots \\ (n^2 \sin \theta - \kappa_{z,sub}) \cos[\kappa_z \tau] + i \left(\frac{\kappa_z n^2}{\epsilon} - \frac{\kappa_{z,sub} \epsilon \sin \theta}{\kappa_z} \right) \sin[\kappa_z \tau] & \dots \\ (n^2 \sin \theta + \kappa_{z,sub}) \cos[\kappa_z \tau] + i \left(\frac{\kappa_z n^2}{\epsilon} + \frac{\kappa_{z,sub} \epsilon \sin \theta}{\kappa_z} \right) \sin[\kappa_z \tau] & \dots \end{bmatrix}, \quad (4.51) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overset{\leftrightarrow}{m}_t &= \overset{\leftrightarrow}{d}_{vac} \overset{\leftrightarrow}{s}_t \overset{\leftrightarrow}{d}_{sub} \\ &= i \frac{\cos^2 \theta \sin[\kappa_z \tau]}{2\sqrt{\epsilon \kappa_z} n \sin \theta} \begin{bmatrix} n^2 \sin \theta - \kappa_{z,sub} & n^2 \sin \theta + \kappa_{z,sub} \\ n^2 \sin \theta + \kappa_{z,sub} & n^2 \sin \theta - \kappa_{z,sub} \end{bmatrix}. \quad (4.52) \end{aligned}$$

Daraus erhält man einerseits den isotropen Reflektionskoeffizienten

$$r_{pp}^0 = \frac{m_{0(21)}}{m_{0(11)}} = \frac{\epsilon \kappa_z (n^2 \sin \theta - \kappa_{z,sub}) \cos[\kappa_z \tau] - i (\kappa_z^2 n^2 - \kappa_{z,sub} \epsilon^2 \sin \theta) \sin[\kappa_z \tau]}{\epsilon \kappa_z (n^2 \sin \theta - \kappa_{z,sub}) \cos[\kappa_z \tau] + i (\kappa_z^2 n^2 + \kappa_{z,sub} \epsilon^2 \sin \theta) \sin[\kappa_z \tau]}, \quad (4.53)$$

andererseits lässt sich der magnetische Einfluss bestimmen:

$$r_{pp}^{\pm} = \frac{m_{0(21)} \mp \epsilon_{FMR} m_{t(21)}}{m_{0(11)} \mp \epsilon_{FMR} m_{t(11)}} \quad (4.54)$$

$$\approx \frac{m_{0(21)}}{m_{0(11)}} \left(1 \mp \epsilon_{FMR} \left(\frac{m_{t(21)}}{m_{0(21)}} - \frac{m_{t(11)}}{m_{0(11)}} \right) \right) \quad (4.55)$$

$$= r_{pp}^0 \left(1 \pm \frac{r_{pp}^t}{r_{pp}^0} \right) \quad (4.56)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } \frac{r_{pp}^t}{r_{pp}^0} &= \frac{\epsilon_{FM}}{\epsilon \kappa_z} \left(\frac{-i \cos \theta \sin[\kappa_z \tau] (n^2 \sin \theta + \kappa_{z,sub})}{(n^2 \sin \theta - \kappa_{z,sub}) \cos[\kappa_z \tau] - i \left(\frac{\kappa_z n^2}{\epsilon} - \frac{\kappa_{z,sub} \epsilon \sin \theta}{\kappa_z} \right) \sin[\kappa_z \tau]} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{-i \cos \theta \sin[\kappa_z \tau] (n^2 \sin \theta - \kappa_{z,sub})}{(n^2 \sin \theta + \kappa_{z,sub}) \cos[\kappa_z \tau] + i \left(\frac{\kappa_z n^2}{\epsilon} + \frac{\kappa_{z,sub} \epsilon \sin \theta}{\kappa_z} \right) \sin[\kappa_z \tau]} \right) \\ &= \frac{\epsilon_{FM}}{\epsilon \kappa_z} \left(\frac{i \sin \theta \sin[\kappa_z \tau]}{(n^2 \sin \theta - \kappa_{z,sub}) \cos[\kappa_z \tau] - i \left(\frac{\kappa_z n^2}{\epsilon} - \frac{\kappa_{z,sub} \epsilon \sin \theta}{\kappa_z} \right) \sin[\kappa_z \tau]} \cdot \right. \\ &\quad \left. \cdot \frac{2 \kappa_{z,sub} n^2 \cos[\kappa_z \tau] - i \left(\frac{\epsilon \kappa_{z,sub}}{\kappa_z} + \frac{\kappa_z n^4}{\epsilon} \right) \sin[\kappa_z \tau]}{(n^2 \sin \theta + \kappa_{z,sub}) \cos[\kappa_z \tau] + i \left(\frac{\kappa_z n^2}{\epsilon} + \frac{\kappa_{z,sub} \epsilon \sin \theta}{\kappa_z} \right) \sin[\kappa_z \tau]} \right) \quad (4.57) \end{aligned}$$

Für ultradünne Schichten kann man Gleichung (4.57) in τ linearisieren. Man erhält dann

$$\frac{r_{pp}^t}{r_{pp}^0} \approx i \epsilon_{FM} \frac{2 \sin \theta}{\epsilon} \frac{\kappa_{z,sub} n^2}{n^4 \sin^2 \theta - \kappa_{z,sub}^2} \tau. \quad (4.58)$$

Man sieht, dass die Gleichung (4.58) in erster Näherung unabhängig von $\chi = \epsilon - 1$ ist. Zur Vereinfachung führt man die dielektrische Suszeptibilität des Substrats $\chi_{sub} = \epsilon_{sub} - 1 = n^2 - 1$ ein. Streicht man quadratische Terme in ϵ_{FM} , χ und χ_{sub} , so erhält man

$$\frac{r_{pp}^t}{r_{pp}^0} \approx \frac{i \epsilon_{FM}}{\chi_{sub}} \frac{2 \sin \theta \sqrt{\chi_{sub} + \sin^2 \theta}}{\chi_{sub} \sin^2 \theta - \cos 2\theta} \tau. \quad (4.59)$$

Man kann also die Asymmetrie als Produkt von ϵ_{FM} und einem von n abhängigen Term beschreiben.

4.4.2 Probe und Messung

Die in diesem Abschnitt vorgestellte Probe ist ein Kobaltfilm, der auf einem Kupfersubstrat Cu(100) unter UHV-Bedingungen präpariert wurde. Um eine gute Kupferoberfläche zu erhalten, wurde der Kupferkristall im UHV zunächst mit Argonionen gesputtert. Die kinetische Energie der Ionen betrug $E_{kin} = 500 \text{ eV}$, die Stromdichte war $1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. Die Behandlung dauerte je nach Verunreinigung einige Stunden. Die häufigste Verunreinigung waren alte Schichtsysteme, die vor der Präparation eines neuen Schichtsystems zunächst abgetragen werden mussten. Die Sauberkeit der Oberfläche wurde mit AES, XAS oder PES geprüft, während mit LEED die Oberflächenqualität überwacht wurde. Um eine geringe Oberflächenrauigkeit zu erzielen, wurde der Kristall nach dem Sputtern getempert. Nachdem die Verunreinigungen alter Schichtsysteme abgetragen waren, wurde sputtern

und tempern in mehreren Zyklen fortgeführt, bis eine zufriedenstellende Oberfläche erzielt wurde [Mus82]. Dann wurden 9ML Kobalt aufgedapft. Das Kobalt wächst epitaktisch in fcc-Struktur auf dem Kupfer. Die magnetisch leichte Richtung ist die $[011]$ -Richtung (bzw. $[01\bar{1}]$ -Richtung), die parallel zu der Reflektionsebene orientiert wurde.

In Abbildung 4.8 sind die gemessenen und gerechneten Reflektivitäten und Asymmetrien dargestellt. Die Messungen wurden mit linear polarisiertem Licht am Strahlrohr BW3 beim HASYLAB gemacht. Als Grundlage für die gerechneten Daten dienten gerechnete atomare Konstanten [Hen93], die im Bereich der $Co2p$ Schwelle durch Daten von TEY-Messungen modifiziert wurden. Für das Außerdiagonalelement wurden XMCD Messungen von dem Strahlrohr am ID12 der ESRF zugrunde gelegt.

Bei einem Winkel streifenden Einfalls von fünf Grad handelt es sich bei der Reflektivität noch weitgehend um Totalreflektion. Dies ist an der Grenzfläche Vakuum/Festkörper möglich, da der Brechungsindex in weiten Teilen für weiche Röntgenstrahlung kleiner als eins ist. Nur im Kantenbereich selbst ist er größer eins, speziell beim Kobalt gilt dies für den Bereich vor der $2p_{1/2}$ und $2p_{3/2}$ Absorptionskante (siehe Abbildung 4.3). Dort findet dann keine Totalreflektion statt, was man sehr schön an den Einbrüchen im Spektrum der Reflektivität sieht, dass bei fünf Grad Winkel streifenden Einfalls aufgezeichnet wurde. Bei größeren Winkeln streifenden Einfalls ähnelt das Reflektionsspektrum dem Absorptionsspektrum. Die Lage der Reflektionsspitzen ist aber denen der Absorptionsspitzen vorgelagert. Es lässt sich nämlich für eine Grenzfläche Vakuum/Festkörper zeigen, dass in diesem Winkelbereich die Reflektivität etwa $R \sim |\chi|^2$ gilt. Da nun $\Re\chi$ eine deutliche Struktur etwas vor der Absorptionskante hat, verschiebt sich die Reflektivität dorthin. Die gerechneten Reflektivitäten sind für kleine Winkel streifenden Einfalls zu klein, für große Winkel streifenden Einfalls zu groß ausgefallen. Dies ist entweder darauf zurückzuführen, dass die Rauigkeit der Probe Interferenzeffekte schwächer ausfallen lässt, oder aber die Schichtdicke beim Aufdampfen wurde falsch bestimmt. Aus diesem Grunde wurden Simulationen für verschiedenen Schichtdicken durchgeführt. Es konnte aber keine Verbesserung in der Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung erzielt werden. Eine dritte mögliche Fehlerquelle könnte in den optischen Konstanten liegen. Es ist denkbar, dass sie für die hier angeführten Rechnungen nur bedingt brauchbar sind. Schwer zu erklären ist die schlechte Übereinstimmung für Winkel von sechs bis acht Grad zwischen der $2p_{1/2}$ und $2p_{3/2}$ Absorptionskante. Im allgemeinen wird aber qualitativ die Struktur der Spektren gut wiedergegeben. Das Interferenzminimum bei 14° , gut sichtbar im Vorkantenbereich, wird gut reproduziert.

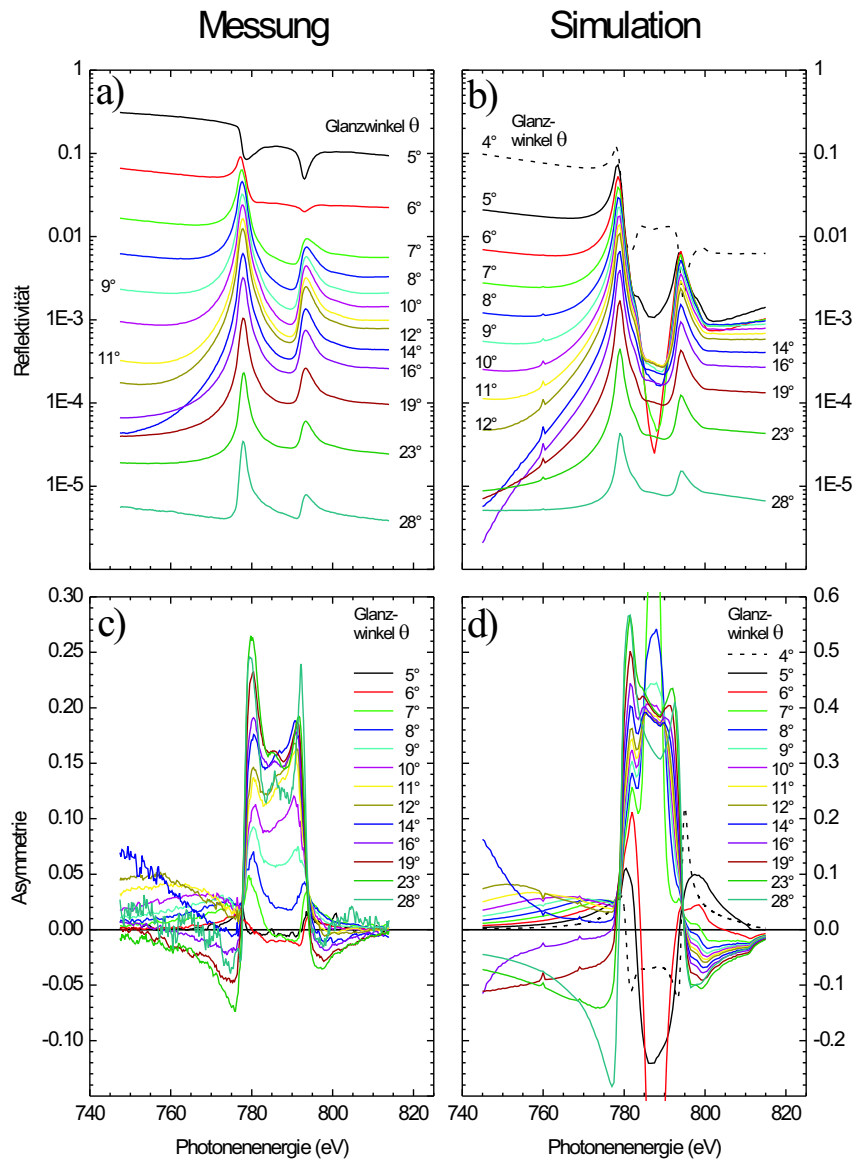


Abbildung 4.8: Energieabhängigkeit der Reflektivität der (9ML)Co/Cu Probe an der Kobalt 2p Kante für einige Winkel: a) Messung, b) Rechnung. Energieabhängigkeit der Asymmetrie an der Kobalt 2p Kante: c) Messung, d) Rechnung.

Bei den Asymmetrien hat man abgesehen von dem oben erwähnten Energie- und Winkelbereich, in dem die Rechnungen der Reflektivitäten schlecht mit den Messungen übereinstimmen, eine gute Übereinstimmung von Rechnung und Messung. Allerdings unterscheiden sich die gemessenen und gerechneten Asymmetrien um einen Faktor zwei. Eine möglich Erklärung wäre eine kleine Beimischung von s -Licht. Im Bereich größerer Winkel streifenden Einfalls kann die Reflektivität des s -Lichts die des p -Licht um das 1000fache übersteigen. Eine minimale Depolarisation der Röntgenstrahlung oder eine minimale Fehljustage der Apparatur würden sofort zu einem nicht mehr zu vernachlässigen Anteil von reflektiertem s -Licht führen. Dies könnte auch die Inkonsistenzen der Reflektionsspektren erklären.

4.5 $Cr/Fe/Ag(100)$

Das System $Fe/Cr/Fe$ hat eine gewisse Prominenz einerseits durch die (antiferromagnetische) Zwischenschichtkopplung [Grü86], andererseits durch den damit verbundenen GMR erlangt [Bin89], [Bai88], [For99, Grünberg]. Bei einer bestimmten Cr -Schichtdicke (z.B. $t_{Cr} = 9\text{\AA}$) wird die Stellung der Magnetisierung der Fe -Schichten antiparallel zueinander, was durch die so genannten Zwischenschichtkopplung vermittelt wird. Ein solches System kann durch ein externes Magnetfeld parallel ausgerichtet werden. Antiparallele und parallele Ausrichtung zeigen einen unterschiedlichen elektrischen Widerstand. Die Widerstandsänderung beträgt bis zu einige 10% und ist damit sehr viel größer als z.B. der anisotrope Magnetowiderstand. Daher wird dieses Phänomen als *giant magnetoresistance* (GMR) bezeichnet.

An dieser Stelle soll das Kopplungsverhalten an der Grenzfläche Cr/Fe behandelt werden. Als Messmethoden sind insbesondere solche geeignet, die elementspezifisch und oberflächenempfindlich sind. Die PES ist eine solche Methode, mit der dieses System gut untersucht werden kann (z.B. [Kna97]). Mit dem T-XMOKE steht nun eine elementspezifische Methode zur Verfügung, die problemlos feldabhängige Messungen zulässt. Damit ist man neuen Teilaspekten zugänglich. Es konnte eindrucksvoll gezeigt werden, wie leistungsfähig der T-XMOKE ist. Teile diese Kapitels wurden bereits in [Web99] veröffentlicht.

4.5.1 Probe und Messung

Das präparierte System besteht aus einem $Ag(100)$ Kristall als Substrat. Die Präparation dieses Kristalls wurde ähnlich wie in [Mus82] durchgeführt. Dazu wurde der Kristall zunächst durch Ionenbeschuss mit einer kinetischen Ionenener-

gie von $E_{kin} = 500\text{eV}$ gereinigt und anschließend getempert. Dieser Vorgang wurde in Zyklen wiederholt, bis eine zufriedenstellende Oberfläche erzielt wurde. Die Sauberkeit der Oberfläche wurde mit AES, XAS oder PES geprüft, während mit LEED die Glätte der Oberfläche überprüft wurde. Anschließend wurden bei Raumtemperatur 30ML Eisen aufgedampft und im unmittelbaren Anschluss eine Monolage Chrom aufgedampft. Das Eisen wächst epitaktisch in bcc Struktur auf dem fcc Silber. Dabei ist die Einheitszelle des Eisens um 45° zur Einheitszelle des Silbers rotiert. Die beiden Gitter haben eine nahezu vernachlässigbare Fehlanpassung [Jon86]. Die leichte Magnetisierungsrichtung des Eisens liegt bei diesem Dünnsfilm wie beim Volumen in [010]- und [001]-Richtungen. Lediglich die [100]-Richtung senkrecht zur Filmebene wird durch die Formanisotropie unterdrückt. Das Chrom wächst epitaktisch auf dem Eisen in bcc Struktur mit einer sehr kleinen Gitterfehlanpassung. Die Monolage Chrom koppelt antiferromagnetisch an das Eisen [Jun91], [Hil92], [Kna97].

Die in diesem Abschnitt dargestellten Messungen wurden am Strahlrohr BW3 des HASYLAB in Hamburg durchgeführt. Es wurde jeweils ein Energiespektrum der Reflektivität einer Magnetisierungsrichtung aufgenommen. Dann wurde die Probe ummagnetisiert und das Energiespektrum der anderen Magnetisierung aufgezeichnet. Die Fehler, die man gegenüber Spektren, bei denen für jede Energie die Reflektivität beider Magnetisierungsrichtungen gemessen wurden, sind bei der Größe der Effekte vernachlässigbar. Der Strahlfluss wurde über den TEY eines Molybdännetzes simultan mit der reflektierten Intensität mitgeschrieben. Dadurch konnten die einzelnen Spektren aufeinander normiert werden. Um die absolute Reflektivität zu erhalten, wurden die einzelnen Spektren durch das Spektrum des durchgehenden (nicht reflektierten) Strahls geteilt.

Die den Rechnungen zugrunde liegenden optischen Konstanten wurden für Eisen und Chrom wie bei den vorigen Proben durch Einpassen des TEY in den Kantenbereich der atomaren Absorptionsdaten [Hen93] und anschließende KK-Transformation berechnet. Die Konstanten für Silber wurden direkt übernommen, da die Messungen im kantenfernen Bereich ausgeführt wurden und daher in diesem Energiebereich keine Struktur aufweist. Das Außerdiagonalelement ϵ_{FM} von Eisen wurde aus XMCD Messungen und deren KK-Transformation gewonnen [Ohl96].

In Abbildung 4.9(a),(b) sind Reflektionsmessungen an der $Fe2p$ - und $Cr2p$ -Absorptionskante dargestellt. Für $\theta = 2^\circ$ befindet man sich noch im Bereich der Totalreflektion. Lediglich im Vorkantenbereich der $Fe2p_{3/2}$ - und $Fe2p_{1/2}$ -Schwelle ist die Bedingung für Totalreflektion nicht erfüllt, da dort $\Re\epsilon_{xx} > 1$ ist. Dies macht sich durch den Einbruch in der Reflektivität bemerkbar. Geht man zu größeren

Winkeln, so ändert sich die Struktur der Spektren an der $Fe2p$ -Kante deutlich. An den Absorptionskanten findet man eine erhöhte Intensität, weil hier $\Im\epsilon_{xx}$ wesentlich zur Reflektivität beiträgt. Die Struktur, die an der $2p_{3/2}$ -Linie auftritt, gut zu sehen bei $\theta = 12^\circ$, ist auf Interferenz zwischen oberer und unterer Grenzfläche der Eisenschicht zurückzuführen. Die Struktur des Cr -Spektrums hängt von eben dieser Interferenz ab. Dies macht die Interpretation komplizierter. Je nach Interferenzbedingung erscheint das Spektrum mal wie ein Reflektionsspektrum, mal wie ein Absorptionsspektrum.

Die in Abbildung 4.9(c),(d) dargestellten Reflektionsspektren wurden mit einer Chromschichtdicke von 0.5ML gerechnet, da mit diesem Wert eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit den Messungen erzielt wurde als mit 1ML Chrom. Das Reflektionsminimum an der $Cr2p$ Kante bei etwa 12° wird in den Rechnungen gut reproduziert. Die gemessenen Reflektivitäten sinken nicht unter 10^{-6} ab. Vermutlich ist die Streustrahlung der Probe dafür die Ursache. Beim Eisen ist im Vorkantenbereich die größte Abweichung zwischen Messung und Rechnung festzustellen. Hier liegt $\Re\epsilon_{xx}$ sehr nahe eins. Kleine absolute Fehler in dem errechneten $\Re\epsilon_{xx}$ haben daher hier besonders große Auswirkungen. Der qualitative Verlauf der Reflektionsspektren ist aber gut wiedergegeben. Besonders die Doppelpeakstruktur im Bereich der $Fe2p_{3/2}$ -Absorptionskante wird gut wiedergegeben. Diese Struktur ist auf Interferenz zurückzuführen. Da die Rauigkeit der Probe die Interferenz abschwächt, ist die Struktur in den gerechneten Spektren deutlicher ausgeprägt als in den gemessenen.

Die winkelabhängigen Reflektivitäten und Asymmetrien an der $Fe2p_{1/2}$ - und $Fe2p_{3/2}$ -Absorptionskante in Abbildung 4.10 wurden aus den Daten von Abbildung 4.9 zusammengestellt. Sowohl in den gemessenen als auch in den gerechneten Daten treten ähnliche Strukturen auf. Man erkennt deutlich die Minima und Maxima der gemessenen und gerechneten Reflektivität. Für große Winkel unterscheiden sich die Minima und Maxima der Reflektivitäten aus Messung und Rechnung leicht. Es ist auch gut zu sehen, dass in diesem energetischen Bereich keine Totalreflektion auftritt: Die Reflektivität nimmt mit dem Winkel kontinuierlich ab und zeigt bei kleinen Winkeln kein Plateau mit anschließendem steilen Abfall. Die gerechneten Asymmetrien stimmen dagegen sehr gut mit den Messungen überein. An der $Fe2p_{1/2}$ Schwelle oszilliert die Asymmetrie um den Nullpunkt. Dies ist durch Interferenz der Wellen, die an der oberen und unteren Grenzschicht des Eisenfilms reflektiert werden, zu erklären. An der $Fe2p_{3/2}$ -Schwelle ist die Absorption bereits so groß, dass die Welle, die an der unteren Grenzschicht reflektiert wird, nur noch eine sehr kleine Amplitude hat. Daher findet keine destruktive Interferenz mehr statt und die ansteigende Asymmetrie ist nur leicht moduliert.

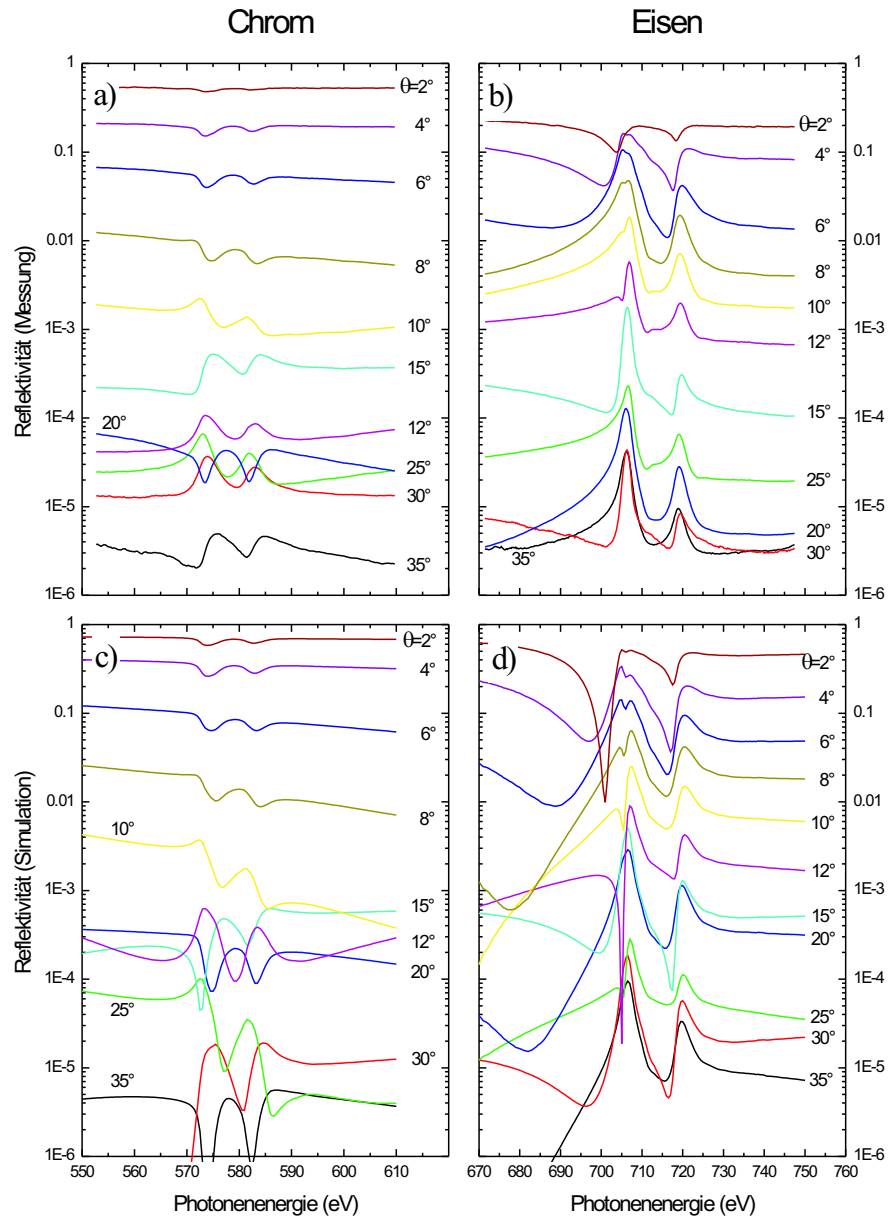


Abbildung 4.9: Energieabhängigkeit der Reflektivität der Cr/Fe/Ag Probe für einige Winkel. Chrom 2p Kante: a) Messung, c) Rechnung. Eisen 2p Kante: b) Messung, d) Rechnung.

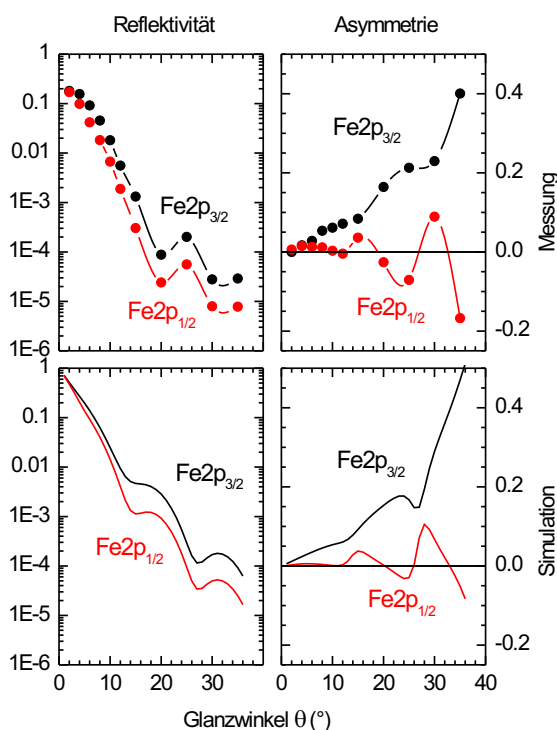


Abbildung 4.10: Winkelabhängigkeit von Reflektivität und Asymmetrie an der $Fe2p_{1/2}$ und $Fe2p_{3/2}$ -Absorptionskante.

In der Abbildung 4.11 ist die Energieabhängigkeit der Asymmetrie für zwei repräsentative Winkel dargestellt. Für kleine Winkel streifenden Einfalls spielen die tiefer gelegenen Schichten eine nicht so große Rolle, da die Eindringtiefe für streifenden Einfall abnimmt. Daher ähnelt die Asymmetrie der für Volumenmaterial. Für größere Winkel sind Interferenzeffekte mit den tiefer liegenden Grenzflächen möglich.

An der $Cr2p$ Kante tritt eine Asymmetrie vorwiegend im Bereich der $Cr2p_{3/2}$ Absorptionskante auf. Wegen der geringen Schichtdicke ist das Signal maximal 10%. Nach Gleichung (4.59) skaliert die Asymmetrie für Schichten, die wesentlich dünner als die Wellenlänge sind, mit der Schichtdicke. Diese Situation ist hier gut erfüllt. Leider ist die Asymmetrie so stark mit Rauschen behaftet, dass außer der Struktur am $Cr2p_{3/2}$ nichts weiter zu erkennen ist. Diese Struktur skaliert jedoch sehr gut im Bereich $10^\circ < \vartheta < 40^\circ$ mit der genäherten Winkelabhängigkeit $A \sim \sin^2 \vartheta / \cos 2\vartheta$. Der Fit ist als Linie im Graphen eingezeichnet.

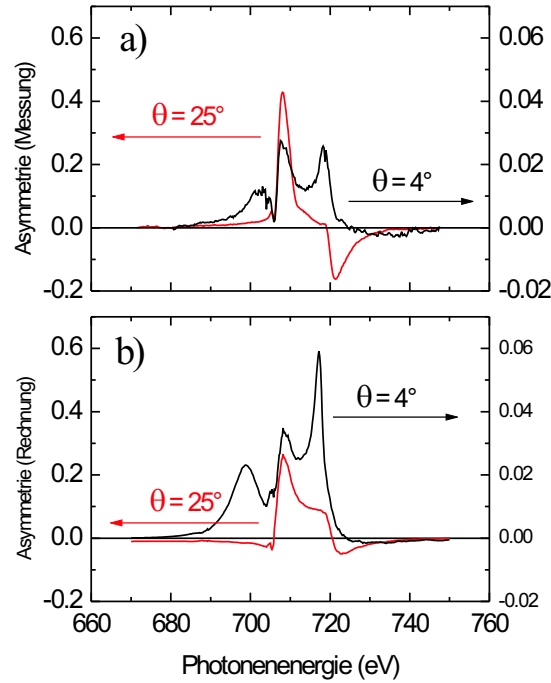


Abbildung 4.11: Energieabhängigkeit von der Asymmetrie an der $Fe\ 2p$ Kante für zwei Winkel streifenden Einfalls 4° und 25° : a) Messung, b) Rechnung.

Aufgrund der hier diskutierten Messungen ist es möglich mit dem T-XMOKE elementspezifische Magnetisierungskurven aufzunehmen. Dies liegt daran, dass die Außerdiagonalelemente des $\vec{\epsilon}$ -Tensors nur im Bereich von Absorptionskanten die Gesamtrefektivität beeinflusst. Misst man an einer dieser Absorptionskanten die Reflektivität, kann man mit dem T-XMOKE elementspezifische Magnetisierungskurven aufnehmen. Hat man verstanden, wie das Asymmetriesignal zustande kommt, kann man Photonenenergie und Winkel so wählen, dass für positive Magnetisierung auch eine positive Asymmetrie zu erwarten ist. Dies ist bei den Magnetisierungskurven in Abbildung 4.13 realisiert. Die auf der y -Achse aufgetragene, feldabhängige Asymmetrie $A(H)$ ist definiert durch $A(H) = (R_{pp}(H) - \bar{R}_{pp})/\bar{R}_{pp}$, wobei $R_{pp}(H)$ die feldabhängige Reflektivität ist, der Mittelwert der Reflektivität $\bar{R}_{pp} = (R_{pp}^+ + R_{pp}^-)/2$ ist in guter Näherung mit der Reflektivität der unmagnetischen Probe $R_{pp}^0 \approx \bar{R}_{pp}$ identisch. Bei dem Sättigungsfeld H_s gehen die feldabhängigen Reflektivitäten über in $R_{pp}(+H_s) = R_{pp}^+$ und $R_{pp}(-H_s) = R_{pp}^-$. Damit geht die feldabhängige Asymmetrie für das Sättigungsfeld in die bisher ge-

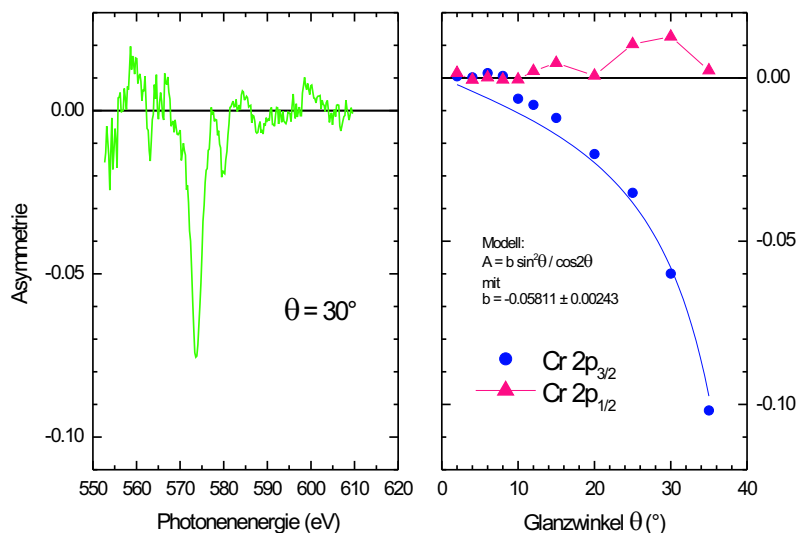


Abbildung 4.12: Winkel- und Energieabhängigkeit von der Asymmetrie an der $Cr2p$ Kante.

bräuchliche über, $A(+H_s) = A$, und für negatives Sättigungsfeld ändert sich lediglich das Vorzeichen, $A(-H_s) = -A$. Die Magnetisierungskurven von Fe und Cr haben entgegengesetztes Vorzeichen. Man kann daraus klar erkennen, dass das Chrom antiferromagnetisch an das Eisen koppelt. Dies war auch nach [Jun91] erwartet worden. Da die Magnetisierungskurven von Fe und Cr bis auf Vorzeichen und Amplitude keinen Unterschied in der Feldabhängigkeit zeigen, ist anzunehmen, dass die Kopplung relativ stark gegenüber dem Magnetfeld ist. Die geringe Koerzitivfeldstärke von etwa $H_c = 3Oe$, die zum Ummagnetisieren notwendig ist, deutet auf eine gute Qualität der präparierten Schichten hin. Es sind wenig Störstellen eingebaut, die die Wandbewegung beim Ummagnetisierungsprozess behindern.

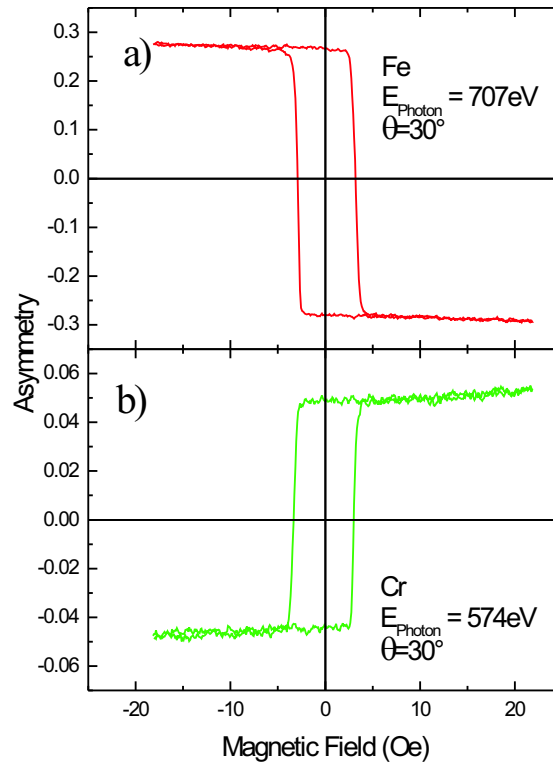


Abbildung 4.13: Magnetisierungskurven: Gemessen a) an der $Fe2p_{3/2}$ und b) an der $Cr2p_{3/2}$ Absorptionskante. Der Winkel streifenden Einfalls war in beiden Fällen 30° .

Kapitel 5

Antiferromagnetische Domänen

Obwohl Antiferromagneten wie Ferromagneten über eine geordnete Spinstruktur verfügen, sind die Antiferromagneten erst im letzten Jahrhundert bekannt geworden. Dies liegt offensichtlich am fehlenden magnetischen Streufeld. Zwischen Paramagneten und Antiferromagneten kann man keinen offensichtlichen Unterschied beobachten, ohne spezielle Untersuchungsmethode sind sie nicht zu unterscheiden. Man kann zwar bei einigen Antiferromagneten Magnetisierungskurven, ähnlich denen von Ferromagneten aufnehmen, aber wie bei den Paramagneten reichen die im Labor erreichbaren Felder meist nicht aus, um die Sättigungsmagnetisierung zu erreichen. So sind die Untersuchungsmethoden für Antiferromagneten in der Regel verschieden von denen für Ferromagneten. Zur Bestimmung der Néel-Temperatur, der Temperatur des Phasenübergangs von der antiferromagnetischen Phase zur paramagnetischen Phase, werden Messungen der spezifischen Wärme, des Elastizitätsmoduls, des elektrischen Widerstands oder des Ausdehnungskoeffizienten herangezogen. Darüber hinaus werden auch aus dem Ferromagnetismus vertraute Messmethoden wie Suszeptibilitätsmessungen, Neutronenstreuung und Photoabsorption eingesetzt [Kne62], [Goe88].

Die grundlegende Theorie des Antiferromagnetismus wurden von Néel [Kne62] begründet. Er leitete aus der Molekularfeldtheorie von Weiss das temperaturabhängige Verhalten von Antiferromagneten ab. Bei NiO wurde durch Röntgenstreuexperimente zunächst eine Abweichung von der kubischen Struktur beobachtet [Roo43], [Roo48], [Tom50]. Da diese Störung bei hohen Temperaturen verschwindet (oberhalb der Néel-Temperatur), kann dieses Verhalten mit dem Antiferromagnetismus in Verbindung gebracht werden. Aus Neutronenstreuexperimenten konnte eine antiferromagnetische Ordnung für Übergangsmetalloxide, u.a. auch für NiO , direkt abgeleitet werden [Shull51]. XMLD-Experimente sind erst sehr viel später gemacht worden [Kui93], da lange Zeit keine geeigneten Strahlungsquellen zur Verfügung standen. Der XMLD wurde dann mit dem X-

PEEM zu abbildenden Zwecken eingesetzt [Spa98], [Nol00], [Hil01].

Die Übergangsmetalloxide MnO , FeO , CoO und NiO sind antiferromagnetisch. Antiferromagneten sind heute von großem Interesse, weil sie an der Grenzfläche zu einem Ferromagneten dem Ferromagneten eine unidirektionale Anisotropie aufzwingen können. Diesen Effekt kann man sowohl in der Sensorik als auch bei Speichermedien hervorragend ausnutzen, so dass das Interesse an den Antiferromagneten in der letzten Zeit wieder gestiegen ist.

5.1 XMLD in der atomaren Beschreibung

Da der XMLD in diesem Kapitel von entscheidender Bedeutung ist, soll hier kurz der Mechanismus erläutert werden, wie er bei [Tho85] und [Goe88] beschrieben ist. Im Abschnitt 4.1 wurde der XMCD im Einelektronenmodell beschrieben. Da dies für den XMLD nicht so leicht ist, greift man hier auf die Multipletttheorie zurück. Dabei wird auch der XMCD beschrieben. Diese Beschreibung beruht auf der Photoabsorption an Atomen. Für eine quantitative Beschreibung kann man die Festkörpereigenschaften nicht außer Acht lassen. Denn während für Ni als Metall der XMLD an der $2p$ -Absorptionskante sehr klein ist [Sch99], ist er für NiO dort vergleichsweise groß [Ald95]. Der wesentliche Unterschied zwischen den beiden Systemen ist die starke Lokalisierung der Elektronen beim NiO und die schwache Lokalisierung der Elektronen beim Ni . Daher wird die atomare Beschreibung besser bei NiO funktionieren.

Betrachtet man ein $3d$ -Übergangsmetallatom bzw. -Ion, so hat es die Grundkonfiguration $2p^6 3d^n(J)$, wobei der Gesamtdrehimpuls J durch die Hundschen Regeln bestimmt ist. Legt man nun ein Magnetfeld H an, so wird die $(2J + 1)$ -fache Entartung aufgehoben, und man erhält eine Energieaufspaltung von $\Delta E = -g\mu_B H$ der mit $M = -J, \dots, J$ bezeichneten Unterenergieniveaus. Die Energieabweichung vom entarteten Energieniveau ist $-g\mu_B H M$. Um nun einen Zusammenhang zwischen Atom und Festkörper herzustellen, wird der Festkörper zunächst als Paramagnet beschrieben. Man kann später diese Theorie durch ein entsprechendes Modell für Ferromagneten/Antiferromagneten (z.B. Weiss'sche Molekularfeldtheorie, Heisenbergmodell, Isingmodell) verbessern. Der Boltzmannfaktor ist dann gegeben durch $\exp(g\mu_B H M/k_B T) = \exp(-M/\theta)$, wobei $\theta = k_B T/g|\mu_B|H$ die reduzierte Temperatur ist. Die Verteilungsfunktion ist dann

$$Z = \sum_{M=-J}^J e^{-M/\theta} = \frac{\sinh[(J + \frac{1}{2})/\theta]}{\sinh[1/2\theta]}. \quad (5.1)$$

Das mittlere magnetische Moment \bar{M} und das mittlere quadratische magnetische Moment \bar{M}^2 sind gegeben durch $\bar{M} = g\mu_B \langle M \rangle$ und $\bar{M}^2 = (g\mu_B)^2 \langle M^2 \rangle$ mit

$$\begin{aligned} \langle M \rangle &= Z^{-1} \sum_{M=-J}^J M e^{-M/\theta} \\ &= -(J + \frac{1}{2}) \coth[(J + \frac{1}{2})/\theta] + \frac{1}{2} \coth(1/2\theta) \\ &= -JB_J(J/\theta), \end{aligned} \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned} \langle M^2 \rangle &= Z^{-1} \sum_{M=-J}^J M^2 e^{-M/\theta} \\ &= J(J+1) + \langle M \rangle \coth(1/2\theta), \end{aligned} \quad (5.3)$$

wobei B_J die Brillouinfunktion ist. Die Magnetisierung hängt also von J und, noch wichtiger, von der reduzierten Temperatur θ ab.

Um den XMLD berechnen zu können, muss zunächst die Oszillatorstärke, d.h. die Absorption, eines einzelnen Übergangs berechnet werden. Dazu muss man die Anregung

$$|\alpha JM\rangle \rightarrow |\alpha' J' M'\rangle \quad (5.4)$$

betrachten. Alle Quantenzahlen neben J und M werden mit α bezeichnet. Die optisch erlaubten Übergänge sind $(J' - J) = 0, \pm 1$ (ausgenommen $J = J' = 0$) und $(M' - M) = 0, \pm 1$. Die Oszillatorstärke ist nach dem Wigner-Eckart-Theorem durch

$$S_{\alpha M J \alpha' M' J'}^m \sim \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ M & m & -M' \end{pmatrix}^2 |\langle \alpha J || C^{(1)} || \alpha' J' \rangle|^2 \quad (5.5)$$

gegeben [Cow81], wobei $|\langle \alpha J || C^{(1)} || \alpha' J' \rangle|^2$ das Dipolmatrixelement ist. Der erste Term rechter Hand ist das quadrierte so genannte $3j$ -Symbol (bis auf einen Faktor $\pm\sqrt{2J'+1}$ gleich dem Clebsch-Gordan-Koeffizienten), das die Abhängigkeit von $M \rightarrow M'$ ausdrückt. Es muss $m = (M' - M) = 0, \pm 1$ gelten. Damit ist die Abhängigkeit der Magnetisierung, die sich in M ausdrückt, und der Lichtpolarisation, die sich in m ausdrückt, separiert. Für $m = 0$ liegt linear polarisiertes Licht mit \vec{E} -Vektor in z -Richtung vor, für $m = \pm 1$ hat man rechts- oder linkszirkular polarisiertes Licht mit dem \vec{E} -Vektor senkrecht zur z -Richtung. Linear polarisiertes Licht mit \vec{E} -Vektor senkrecht zur z -Achse drückt man als Linearkombination von links- und rechtszirkularem Licht aus. Um den Zusammenhang zwischen Lichtabsorption und Paramagnetismus herzustellen, kann man die Oszillatorstärke nun als Funktion der reduzierten Temperatur θ ausdrücken

$$S_{\alpha M J \alpha' M' J'}^m(\theta) \sim A_{J J'}^m(\theta) |\langle \alpha J || C^{(1)} || \alpha' J' \rangle|^2, \quad (5.6)$$

	$m = 0$	$m = \pm 1$
A_{JJ+1}^m	$\frac{(J+1)^2 - \langle M^2 \rangle}{(2J+3)(J+1)(2J+1)}$	$\frac{(J+1)(J+2) \pm (2J+3)\langle M \rangle + \langle M^2 \rangle}{2(2J+3)(J+1)(2J+1)}$
A_{JJ}^m	$\frac{\langle M^2 \rangle}{J(J+1)(2J+1)}$	$\frac{J(J+1) \mp \langle M \rangle - \langle M^2 \rangle}{2J(J+1)(2J+1)}$
A_{JJ-1}^m	$\frac{J^2 - \langle M^2 \rangle}{J(2J-1)(2J+1)}$	$\frac{J(J-1) \pm (2J-1)\langle M \rangle + \langle M^2 \rangle}{2J(2J-1)(2J+1)}$

Tabelle 5.1: *Temperaturgewichtete Clebsch–Gordan–Koeffizienten nach [Goe88]. Die Temperaturabhängigkeit ist in $\langle M \rangle$ und $\langle M^2 \rangle$ enthalten.*

indem man die quadrierten $3j$ -Symbole mit der Boltzmannfunktion gewichtet:

$$A_{JJ'}^m(\theta) = Z^{-1} \sum_{M=-J}^J \left(\begin{array}{ccc} J & 1 & J' \\ M & m & -(M+m) \end{array} \right)^2 e^{-M/\theta}. \quad (5.7)$$

Da die quadrierten $3j$ -Symbole nach [Sob79] linear in $\langle M^2 \rangle$ sind, können die $A_{JJ'}^m(\theta)$ für die erlaubten Übergänge $M \rightarrow M'$ und $J \rightarrow J'$ als Funktion von J , $\langle M \rangle$ und $\langle M^2 \rangle$ geschrieben werden (siehe Tabelle 5.1).

Aus den $A_{JJ'}^m$, die explizit von der Magnetisierung bzw. dem Quadrat der Magnetisierung abhängen, lässt sich nun die Abhängigkeit der Absorption von Lichtpolarisation und Magnetisierung herstellen. Zwar unterscheidet sich die energetische Lage der Absorptionslinien für feste J, J' und $m = -1, 0, 1$ um jeweils $\Delta E = -g\mu_B H$. Diese Aufspaltung ist aber im Vergleich zur Linienbreite sehr klein, so dass sie vernachlässigt werden kann. Für feste J, J' beschreiben die $A_{JJ'}^m$ daher die Polarisationsabhängigkeit der Absorptionslinie. Man hat für linear polarisiertes Licht ein gewichtetes $3j$ -Symbol $A_{JJ'}^{\parallel}$ für $\vec{E} \parallel z$ und ein gewichtetes $3j$ -Symbol $A_{JJ'}^{\perp}$ für $\vec{E} \perp z$. Sie sind gegeben durch

$$A_{JJ'}^{\parallel}(\theta) = A_{JJ'}^0(\theta) \quad (5.8)$$

$$\begin{aligned} A_{JJ'}^{\perp}(\theta) &= \frac{1}{2}[A_{JJ'}^{+1}(\theta) + A_{JJ'}^{-1}(\theta)] \\ &= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2J+1} - A_{JJ'}^0(\theta) \right]. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Daraus erhält man für dem Winkel γ zwischen Magnetisierung und \vec{E} -Vektor den winkelabhängigen Lineardichroismus

$$\begin{aligned} S_{\alpha J \alpha' J'}^{\gamma}(\theta) &\sim \left[A_{JJ'}^0(\theta) \cos^2 \gamma + \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2J+1} - A_{JJ'}^0(\theta) \right] \sin^2 \gamma \right] \\ &\times |\langle \alpha J || C^{(1)} || \alpha' J' \rangle|^2. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Da $A_{JJ'}^0(\theta)$ von $\langle M^2 \rangle$ abhängt, nicht aber von $\langle M \rangle$, ist der Lineardichroismus nur vom Quadrat der Magnetisierung abhängig. Da der quadratische Term auch bei Antiferromagneten existiert, während der lineare Term in der Magnetisierung verschwindet, ist der XMLD gerade für Antiferromagneten ein sehr schönes Nachweismittel.

Der Dichroismus soll an dem Beispiel der $2p_{1/2}$ -Absorptionslinie des Ni^{2+} -Ions verdeutlicht werden. Denn die $2p_{1/2}$ Linie ist wegen der Spin-Bahn-Aufspaltung deutlich von der $2p_{3/2}$ Linie getrennt (ca. $18eV$). Das Ni^{2+} -Ion hat im Grundzustand eine $2p^63d^8$ Konfiguration. Nach den Hund'schen Regeln hat das Ion einen Bahndrehimpuls $L = 3$, Elektronenspin $S = 1$ und somit einen Gesamtdrehimpuls von $J = 4$. Im angeregten Zustand $2p^53d^9$ haben die in dem $2p$ -Niveau verbleibenden Elektronen (bzw. das Elektronenloch) für den angenommenen Fall einen Gesamtdrehimpuls von $J_c = \frac{1}{2}$. Die Valenzelektronen des $3d$ -Niveau können bei der $3d^9$ Konfiguration den Gesamtdrehimpuls $J_v = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$ haben. Um dieses Beispiel einfach zu halten, wird ein JJ -Kopplungsmodell, bei dem der Gesamtdrehimpuls von Rumpfloch und Valenzschale aneinander gekoppelt werden, verwandt. Tatsächliche Rechnungen beruhen auf komplizierteren Modellen. Für den angeregten Zustand ergibt sich $J' = 0, 1, 2, 3$. Durch die optische Anregung ist jedoch nur $J' - J = 0, \pm 1$ erlaubt, so dass nur der Zustand $J' = 3$ angeregt werden kann. Dies entspricht dem $2p_{1/2}3d_{5/2}$ Zustand. Tatsächlich findet man bei dem gerechneten Ni^{2+} -Spektrum nur eine $2p_{1/2}$ -Absorptionslinie (siehe Abbildung 5.3a). Die auch denkbare Anregung in das $3s$ -Niveau wird hier außer Acht gelassen, da das Dipolmatrixelement für diesen Übergang wesentlich kleiner ist. Betrachtet man nun den Fall, dass die Probe vollständig magnetisiert ist, so ist $\theta = 0$, also der Fall des absoluten Temperaturnullpunkts. Dann ist beim Ion im nicht angeregten Zustand nur das Niveau $J = 4, M = -4$ bevölkert. Folglich kann nur mit rechts zirkularem Licht angeregt werden (siehe Abbildung 5.1). Man bekommt daher sowohl einen starken XMCD als auch XMLD. Für den XMCD ist dies offensichtlich, beim XMLD ist die Übergangswahrscheinlichkeit für linear paralleles Licht ($m = 0$) null, während die Übergangswahrscheinlichkeit für linear senkrechtes Licht (Mittelung der Übergangswahrscheinlichkeiten $m = 1, m = -1$) der Hälfte vom rechts zirkularem Licht entspricht. Der andere Extremfall ist der unmagnetische Fall für $\theta \rightarrow \infty$. Hier sind alle M gleich stark bevölkert. Mittelt man für ein m über alle möglichen $M \rightarrow M'$, so erhält man für $m = 0, \pm 1$ jeweils denselben Wert. Damit ist die Absorption im unmagnetischen Fall polarisationsunabhängig, d.h. der Dichroismus ist verschwunden. Für alle Fälle zwischen diesen beiden Extremfällen muss man die Temperaturabhängigkeit der $A_{JJ'}^m(\theta)$ betrachten (siehe [Goe88]).

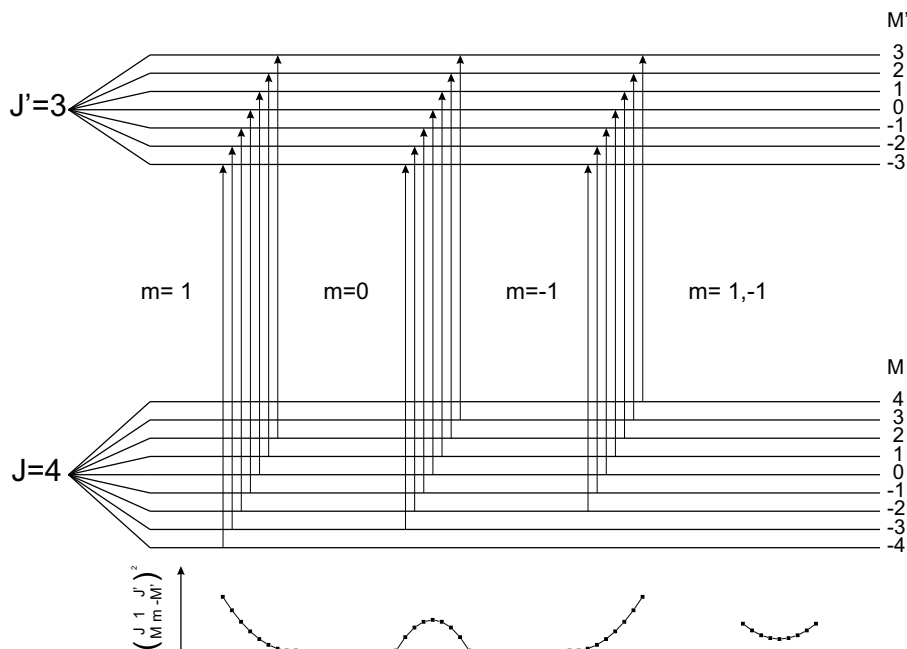


Abbildung 5.1: Optische Übergänge beim Ni^{2+} -Ion für die $2p_{1/2}$ -Absorptionslinie für rechts zirkulares ($m=1$), linear paralleles ($m=0$) und linkszirkulares Licht ($m=-1$). Die Übergangswahrscheinlichkeiten (quadratisierte $3j$ -Symbole) sind unter dem Termschema dargestellt. Ganz rechts sind die Übergangswahrscheinlichkeiten für linear senkrechtes Licht ($m=1,-1$) dargestellt.

5.2 Der Antiferromagnet NiO

NiO kristallisiert in Kochsalzstruktur, d.h. die Ni^{2+} -Ionen und die O^{2-} -Ionen bilden je ein fcc-Gitter. Dabei sind die beiden fcc-Gitter um eine halbe Einheitszelle entlang einer kubischen Achse gegeneinander verschoben (siehe Abbildung 5.2). Damit enthält die kubische Einheitszelle jeweils vier Ni^{2+} - und O^{2-} -Ionen. Die Gitterkonstante beträgt bei Raumtemperatur $a_0 = 4.177\text{\AA}$ [Sla60]. Streng genommen liegt NiO nur in der paramagnetischen Phase oberhalb der Néel-Temperatur von $T_N = 523^\circ$ [Kne62] in der kubischen Struktur vor. Unterhalb der Néel-Temperatur ordnet der Kristall antiferromagnetisch und wird durch Magnetostraktion leicht romboedrisch [Roo43]. In Bezug auf die kubische Einheitszelle zieht sich der Kristall entlang einer der vier $[111]$ -Richtungen zusammen. Die kubische Einheitszelle wird dann zu einer romboedrischen Einheitszelle, deren romboedrischer Winkel maximal $\alpha = 90^\circ 6'$ bei dem absoluten Temperaturnullpunkt wird [Sla60]. Für einen romboedrischen Winkel $\alpha = 90^\circ$ geht die romboedri-

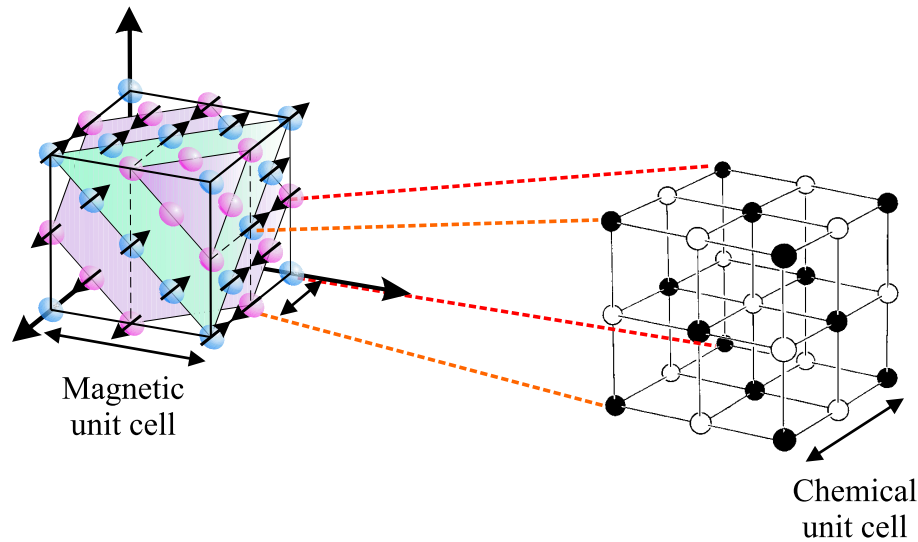


Abbildung 5.2: Links: Magnetische Einheitszelle von NiO . Die Sauerstoffionen sind weggelassen. Die eingezeichneten Ebenen deuten Ni^{2+} -Ionen gleicher Magnetisierungsrichtung an, was auch stellenweise durch Pfeile angedeutet wird [Stö01]. Rechts: Chemische Einheitszelle von NiO (Kochsalzstruktur), bestehend aus zwei ineinandergeschobenen fcc -Gittern aus Ni^{2+} -Ionen (\bullet) und O^{2-} -Ionen (\circ).

sche Einheitszelle in eine kubische über. Da die Abweichung von der kubischen Symmetrie so klein ist, wird die Beschreibung des Kristalls im folgenden nur im kubischen System erfolgen.

5.2.1 Elektronische Struktur von NiO

In einem ionischen Kristall sind die Elektronen durch die Coulombwechselwirkung stark lokalisiert. Insofern kann man die Ionen als freie Ionen mit einer leichten Störung behandeln. Die O^{2-} -Ionen haben die elektronische Konfiguration des Neons, also abgeschlossene Schalen. Die Ni^{2+} -Ionen haben die $[Ar]3d^8$ Konfiguration. Die $4s$ Elektronen des Ni -Atoms sind an den Sauerstoff abgegeben worden, und die einzigen nur teilweise besetzten Zustände sind die $3d$ -Zustände. Durch das Kristallfeld wird die Entartung der $3d$ -Zustände aufgehoben, sie spalten in vier Zustände mit e_g - und sechs mit t_{2g} -Symmetrie auf. Die Energieaufspaltung zwischen diesen Niveaus wird mit $10D_q$ bezeichnet. Da die Niveaus mit t_{2g} -Symmetrie energetisch günstiger sind, werden diese zuerst besetzt. Es bleiben zwei Elektronen für die Niveaus mit e_g -Symmetrie, die nach der ersten Hundschen Regel parallelen Spin haben. Das Kristallfeld bewirkt eine Unterdrückung

des Bahndrehimpulses der $3d$ -Elektronen. Daher entfallen die zweite und dritte Hundsche Regel. Die Ni^{2+} -Ionen haben also ein magnetisches Moment von $2\mu_B$, die O^{2-} -Ionen haben wegen ihrer abgeschlossenen Schalen kein magnetisches Moment.

NiO ist ein Isolator. Dies liegt daran, dass durch die starke Coulomb-Wechselwirkung die Elektronen lokalisiert sind und sich daher keine unvollständig gefüllten $3d$ -Bänder ausbilden können. Die optische Energielücke beträgt etwa $4eV$ [Hüf92]. Dennoch kann bei Raumtemperatur über Störstellen ein geringer Strom fließen. Die Austrittsarbeit der $NiO(100)$ -Oberfläche liegt bei $4.3eV$ [Kuh91].

5.2.2 Der XMLD an der $2p$ -Absorptionskante von NiO

Für die vorgenommenen mikroskopischen Aufnahmen sind die spektroskopischen Eigenschaften im Bereich der $Ni2p$ Absorptionskante von Bedeutung. Eine gute Beschreibung findet man in [Ald95], [Ald98] und [Vee95]. Die in Abbildung 5.3 dargestellten Spektren, die von Alders *et al.* berechnet und gemessen wurden, stimmen gut mit dem Experiment überein. Diese Rechnungen basieren auf der atomaren Multiplletttheorie. Um die Festkörpereigenschaften zu berücksichtigen, wurde zusätzlich das Kristallfeld berücksichtigt. Einen kleinen Beitrag liefert die $3d$ Spin-Bahn Wechselwirkung. Des weiteren sind die Spin-Bahn Wechselwirkung des $2p$ -Lochs und die $2p - 3d$ Coulomb- und Austauschwechselwirkung berücksichtigt. Die Superaustauschwechselwirkung der $3d$ -Elektronen, die über die O^{2-} -Ionen vermittelt wird, wird mit einem Austauschfeld berücksichtigt.

5.2.3 Spinstruktur in NiO (AF-Domänen)

Eine einführende Beschreibung der Spinstruktur und Domänenwandstruktur von NiO findet sich in [Hub74], weiterführende Beschreibungen kann man [Yam63] und [Yam66a] entnehmen. Unterhalb der Néel-Temperatur ordnet NiO antiferromagnetisch. Da das Bahnmoment im NiO weitgehend unterdrückt ist, wird die magnetische Ordnung von der Spinstruktur bestimmt. Da die O^{2-} -Ionen wegen der abgeschlossenen Elektronenschale kein magnetisches Moment haben, kann die antiferromagnetische Ordnung sich nur auf die Ni^{2+} -Ionen beziehen. Antiferromagnetische Ordnung bedeutet daher, dass die Spins zweier Ni^{2+} -Ionen antiparallel stehen. Bei NiO sind dies zwei Ni^{2+} -Ionen entlang einer der kubischen Raumachsen. Die antiferromagnetische Kopplung wird über das dazwischenliegende Sauerstoffion übertragen und wird daher Superaustausch genannt. Diese Kopplung wird hauptsächlich durch die $Ni e_g$ Elektronen ermöglicht, deren Orbitale etwas mit denen des Sauerstoffs überlappen. Somit können die Elektronen der Nickel- und Sauerstoffionen wechselwirken. Da die chemische Einheitszelle

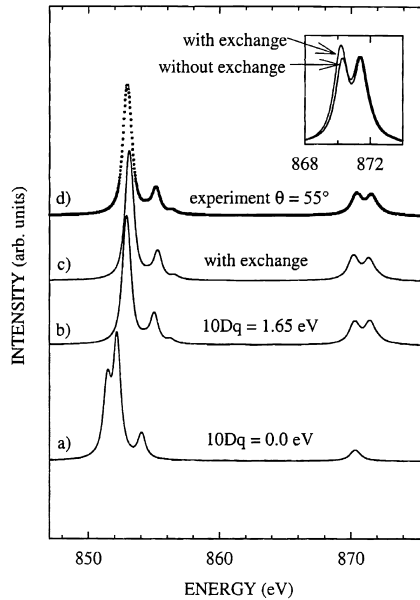


Abbildung 5.3: Vergleich gerechneter Absorptionsspektren mit dem gemessenen Absorptionsspektrum nach [Ald98].

vier Ni^{2+} -Ionen enthält, ergeben sich so zunächst vier voneinander unabhängige antiferromagnetische Untergitter. Es ist dabei leicht zu sehen, dass die chemische Einheitszelle nicht die magnetische sein kann, da die Eckatome entgegengesetzte Spinorientierungen haben. Um die magnetische Einheitszelle zu erhalten, muss die chemische Einheitszelle in allen drei Raumrichtungen verdoppelt werden (siehe Abbildung 5.2). Die weiteren Kopplungen der Ni^{2+} -Ionen untereinander sind sehr schwach, so dass es sinnvoll ist, die Kopplung der antiferromagnetischen Untergitter zu betrachten. Neben der direkten Austauschwechselwirkung mit dem nächsten Nachbarn (Eckion mit Flächenion) müssen die Magnetostriktion (elastische Energie), die Dipolwechselwirkung und eventuell die Kristallanisotropie berücksichtigt werden. Eine Minimierung dieser Energien erhält man beispielsweise, wenn alle vier Untergitter gleiche Spinausrichtung haben, d.h. die (111)-Ebene mit gleichartigen Spins besetzt ist. Man hat also in [111]-Richtung einen lagenweisen Antiferromagneten, d.h. eine Lage hat für alle Ni^{2+} -Ionen dieselbe Spinausrichtung, zwei aufeinanderfolgende Lagen haben entgegengesetzte Spinausrichtung. Selbstverständlich sind die $(11\bar{1})$ -, $(\bar{1}11)$ - und $(\bar{1}\bar{1}1)$ -Ebenen energetisch gleichwertig zu der (111)-Ebene, es gibt also vier solcher Ebenen (siehe Tabelle 5.2). Sie werden als T-Domänen bezeichnet. Diese Ordnung gibt die [111]-Achse als eine magnetostriktive Achse vor. Tatsächlich ist der Kristall in [111]-

T-Domäne		T1	T2	T3	T4
Ebene der Magnetisierung		(111)	(11 $\bar{1}$)	($\bar{1}$ 11)	($\bar{1}$ $\bar{1}$ 1)
S-Domäne	1	[2 $\bar{1}$ $\bar{1}$]	[$\bar{2}$ 11]	[21 $\bar{1}$]	[211]
	2	[$\bar{1}$ 2 $\bar{1}$]	[$\bar{1}$ 21]	[121]	[12 $\bar{1}$]
	3	[$\bar{1}$ $\bar{1}$ 2]	[112]	[$\bar{1}$ 12]	[1 $\bar{1}$ 2]

Tabelle 5.2: Magnetisierungsachsen der verschiedenen Domärentypen in NiO nach [Kon64] und [Yam66c]. Die Nomenklatur ist aus [Hil01] übernommen.

Richtung um etwa 10^{-3} gegenüber der kubischen Ordnung gestaucht. Weiterhin ergibt die Minimierung der Dipolenergie, dass die Spins innerhalb der (111)–Ebenen liegen müssen. Für diesen Fall ist die Dipolenergie nämlich null. Die Orientierung innerhalb einer (111)–Ebene ist dabei gleichwertig. Experimentell hat sich aber ergeben, dass eine leichte Anisotropieenergie die Spinorientierung in [112]–Richtungen favorisiert [Yam66c]. Innerhalb einer (111)–Ebene sind drei verschiedene [112]–Richtungen möglich (siehe Tabelle 5.2). Diese werden als S-Domänen bezeichnet.

Die Néel-Temperatur von NiO kann auf verschiedene Arten bestimmt werden [Kne62]. Die Messung mit Neutronenstreuung ergibt $T_N = 533K$ [Rot58]. Messungen mit LEED, einer oberflächensensitiven Messmethode (nur wenige Monolagen an der Oberfläche wechselwirken mit den Elektronen), ergaben ein anderes Temperaturverhalten der Oberfläche, jedoch keine andere Néel-Temperatur [Wol71].

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Domänen in Antiferromagneten. Eine grundsätzliche Frage ist, warum es in Antiferromagneten überhaupt Domänen gibt, denn ein idealer Kristall würde im Eindomänigen Zustand sein Energieminimum annehmen. Im Gegensatz zu Ferromagneten fällt die wohl wichtigste Komponente zur Domänenbildung weg, nämlich das magnetische Streufeld. Nun hat man es in der Realität aber selten mit idealen Kristallen zu tun. Kristallfehler führen zu Verspannungen im Kristall, die dieser eventuell über Domänenbildung abbaut. Weiterhin spielen die Randbedingungen des Kristalls eine wichtige Rolle, durch die der Kristall von außen Verspannungen erleiden kann [Hub74]. Schließlich kann man sich noch überlegen, dass es beim Übergang von der paramagnetischen zur antiferromagnetischen Phase verschiedene Nukleationszentren für die Magnetisierung gibt, in denen die Ausrichtung eher zufällig ist. Wachsen diese zusammen, entstehen zwangsläufig Domänen, sofern ein in Domänen strukturierter

T-Domäne	(111)	(11 $\bar{1}$)	(1 $\bar{1}$ 1)	($\bar{1}$ 11)
(111)		(001)	(010)	(100)
(11 $\bar{1}$)	(110)		(100)	(010)
(1 $\bar{1}$ 1)	(101)	(0 $\bar{1}$ 1)		(001)
($\bar{1}$ 11)	(011)	(10 $\bar{1}$)	(1 $\bar{1}$ 0)	

Tabelle 5.3: Mögliche Wände zwischen den T-Domänen nach [Rot58].

Kristall metastabil ist. Dies ist tatsächlich der Fall, denn um eine Domänenwand zu bewegen, muss zunächst Energie aufgebracht werden.

Die Wände zwischen den Domänen unterliegen genau wie die Domänen selbst dem Prinzip der Energieminimierung. Eine wichtige Randbedingung für die Wand ist, dass die Energie innerhalb einer Domäne durch die Wand nicht erhöht werden soll. Bei *NiO* führt die durch Magnetostriktion hervorgerufene romboedrische Struktur dazu, dass nur ganz bestimmte Wandorientierungen zugelassen werden können, nämlich (100)- und (110)-Wände. Nur so ist es möglich, langreichweitige Verspannungen im Kristall zu vermeiden. Die zwölf dann noch denkbaren T-Wandtypen sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. Diese Wandtypen wurden auch tatsächlich beobachtet (z.B. [Rot58]). Die Wanddicke wurde von Yamada berechnet und soll wenige *nm* betragen [Yam66a]. Die Struktur einer T-Wand ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Die vier antiferromagnetischen Untergitter bilden zwei Gruppen von zwei Untergittern (in Abbildung 5.4a mit σ_1 und σ_3 bezeichnet). Beide Gruppen üben innerhalb der Wand eine unterschiedliche Drehung als Funktion des Ortes aus. Dass die Magnetisierungsvektoren nach der Drehung entgegengesetzt stehen, spielt keine Rolle. Die dargestellten Hodographen sind repräsentativ für alle vorkommenden T-Wände. Unabhängig von dem Wege, den die Spins nehmen, sind alle (001)-Wände gleich dick. Die (110)-Wände sind nur unwesentlich dicker. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 5.4b eine reale Spinstruktur dargestellt. Man sieht sehr gut, dass die Flächenionen oben und vorn das Untergitter σ_1 bilden, während die Eckionen zu dem Untergitter σ_3 gehören.

Eine S-Wand sollte wegen der kleineren Anisotropie wesentlich dicker sein. Mit der kleineren Anisotropie verbunden ist auch eine kleine Gitterverzerrung entlang der Spinorientierung von etwa 10^{-4} [Yam66b]. Die Orientierungen der S-Wände innerhalb einer T-Domäne mit (111)-Magnetisierungseben sind nach [Kon64], [Yam66b], [Yam66c] die (2 $\bar{1}$ $\bar{1}$)- und (0 $\bar{1}$ 1)-Ebenen.

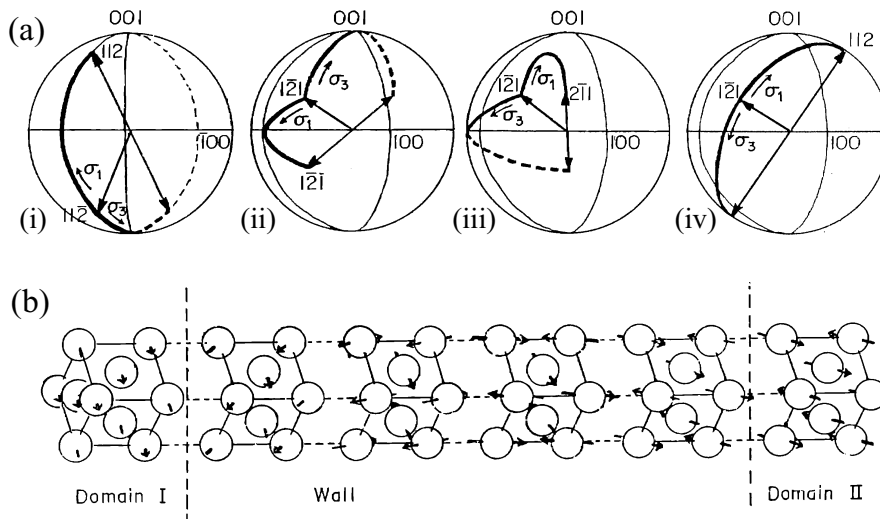


Abbildung 5.4: (a) Hodographen der Spinorientierung innerhalb einer (001) T1-T2-Wand mit verschiedenen Orientierungen für die magnetischen Achsen in den T1- und T2-Domänen (i-iv). (b) Darstellung einer (001) T1-T2-Wand für eine Konfiguration wie in (a.ii). Die Darstellungen entstammen [Yam66a].

5.3 AF-Kontrast

Im folgenden wird erklärt, wie der AF-Kontrast mit Hilfe des MLD realisiert wird. Da der MLD sowohl von der Polarisation als auch von der Photonenenergie abhängt, kann durch Variation eines dieser beiden Parameter ein Kontrast erzeugt werden. Um antiferromagnetische Domänen abzubilden, ist es wünschenswert, den topographischen Kontrast der Bilder vom antiferromagnetischen zu trennen. Dies gelingt gut durch Division zweier Bilder, die bei Photonenenergien unterschiedlichen XMLD aufgenommen wurden. Weiterhin ist es wünschenswert, aus den so erhaltenen Kontrastbildern die Magnetisierungsrichtung zu ermitteln. Dies soll im folgenden beschrieben werden.

5.3.1 AF-Kontrast durch Division

Die Informationen über den Antiferromagnetismus in *einem* Bild mit XMLD lassen sich vom Topographiekontrast nicht trennen. Um den XMLD von der Topographie zu trennen, braucht man mindestens ein weiteres Bild. Dies kann ein Bild sein, das mit anders polarisiertem Licht aufgenommen wurde. An dieser Stelle wird aber der Fall beschrieben, dass zwei Bilder bei zwei unterschiedlichen Photonenenergien und derselben Polarisation aufgenommen werden. In der

Regel werden die beiden Bilder mit unterschiedlichem XMLD durcheinander geteilt. Den antiferromagnetischen Kontrast durch Division statt durch Subtraktion zu erzeugen, hat den Vorteil, ungewünschte Effekte wie ungleichmäßige Beleuchtung der Probe oder unterschiedliche Intensitäten durch Transmissionsvariation der Elektronenoptik herauszukürzen. Dies Verfahren ist aber nur dann sinnvoll, wenn der Dichroismus relativ klein ist, d.h. wenn in Gleichung (3.79) $d_1''/\epsilon_1'' \ll 1$ und $d_2''/\epsilon_2'' \ll 1$ gilt. Damit wird der Quotient in linearer Näherung

$$\begin{aligned} A_{rel} &= \left(\epsilon_2'' + d_2'' \cos^2 \varepsilon(3(\vec{e}_s \cdot \vec{m})^2 - 1) + d_2'' \sin^2 \varepsilon(3(\vec{e}_p \cdot \vec{m})^2 - 1) \right) / \\ &\quad \left(\epsilon_1'' + d_1'' \cos^2 \varepsilon(3(\vec{e}_s \cdot \vec{m})^2 - 1) + d_1'' \sin^2 \varepsilon(3(\vec{e}_p \cdot \vec{m})^2 - 1) \right) \\ &\approx \left(\epsilon_{rel} + d_{rel} \cos^2 \varepsilon(3(\vec{e}_s \cdot \vec{m})^2 - 1) + d_{rel} \sin^2 \varepsilon(3(\vec{e}_p \cdot \vec{m})^2 - 1) \right) \end{aligned} \quad (5.11)$$

wobei $\epsilon_{rel} = \epsilon_2''/\epsilon_1''$ und $d_{rel} = \epsilon_{rel}(d_2''/\epsilon_2'' - d_1''/\epsilon_1'')$ sind. Dieses Verfahren ist auch dann noch anwendbar, wenn man von den Bildern, in denen der Dichroismus enthalten ist, vorher einen wohl definierten Untergrund abzieht. Die bereinigten Bilder stellen dann Differenzen $\Delta\epsilon_1''$ und $\Delta\epsilon_2''$ der Absorption dar. Der Untergrund sollte dann keinen Dichroismus enthalten. Das Verfahren bleibt dann aber dasselbe, nur dass nun $\epsilon_{rel} = \Delta\epsilon_2''/\Delta\epsilon_1''$ und $d_{rel} = \epsilon_{rel}(d_2''/\Delta\epsilon_2'' - d_1''/\Delta\epsilon_1'')$ werden.

5.3.2 AF-Kontrast in der Experimentgeometrie

Die Untersuchungen von AF-Domänen mit dem PEEM wurden wie in Abbildung 5.5 gezeigt durchgeführt. Die Röntgenstrahlung fällt unter dem Winkel streifenenden Einfalls ϑ_0 zur Oberfläche der Probe ein. Die Polarisation kann als Linearkombination der komplexen \vec{E} -Vektoren parallel zur Einfallsebene \vec{E}_p und senkrecht zur Einfallsebene \vec{E}_s beschrieben werden. Die Probe ist azimuthal drehbar um den Winkel ϕ_0 . Gewöhnlich bildet der Winkel ϕ_0 den Winkel zwischen der Reflektionsebene und einer ausgezeichneten Kristallachse der Probe, die in der Probenoberfläche liegt. Die Winkel ϕ und ϑ sind die Winkel der Magnetisierung in bezug auf die Probe. Die Einheitsvektoren lauten im einzelnen:

$$\vec{k}_0 = \begin{bmatrix} \cos \vartheta_0 \\ 0 \\ \sin \vartheta_0 \end{bmatrix}, \vec{e}_s = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \vec{e}_p = \begin{bmatrix} \sin \vartheta_0 \\ 0 \\ -\cos \vartheta_0 \end{bmatrix}, \vec{m} = \begin{bmatrix} \cos(\phi + \phi_0) \sin \vartheta \\ \sin(\phi + \phi_0) \sin \vartheta \\ \cos \vartheta \end{bmatrix} \quad (5.12)$$

Mit den oben beschriebenen Einheitsvektoren für Magnetisierung und \vec{E} -Vektoren lässt sich der Quotient der Absorption, und damit der totalen Elektronenausbeute, schreiben:

$$\begin{aligned} A_{rel} &= \epsilon_{rel} + d_{rel} \cos^2 \varepsilon(3(\vec{e}_s \cdot \vec{m})^2 - 1) + d_{rel} \sin^2 \varepsilon(3(\vec{e}_p \cdot \vec{m})^2 - 1) \\ &= \epsilon_{rel} + d_{rel} \cos^2 \varepsilon(3(\sin(\phi + \phi_0) \sin \vartheta)^2 - 1) + \\ &\quad + d_{rel} \sin^2 \varepsilon(3(\cos(\phi + \phi_0) \sin \vartheta \sin \vartheta_0 - \cos \vartheta \cos \vartheta_0)^2 - 1). \end{aligned} \quad (5.13)$$

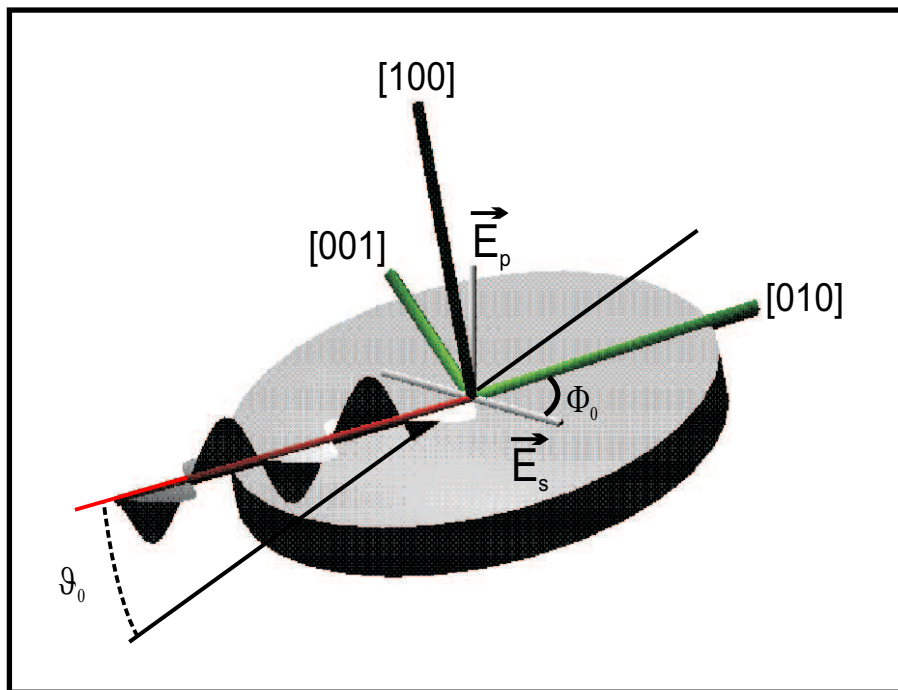


Abbildung 5.5: Probengeometrie beim PEEM [O100]. Der Winkel ϑ_0 beträgt 15° für Messungen bei BESSY und HASYLAB, sowie 30° für Messungen an der ALS.

Dabei ist stillschweigend vorausgesetzt worden, dass am Synchrotron vollständig polarisierte Strahlung vorhanden ist. Diese ist entweder als Spezialfall linear polarisiert ($\varepsilon = 0$) oder elliptisch polarisiert mit großer Hauptachse parallel zur Oberfläche ($0 < \varepsilon < \pi/4$). Um die Winkel ϕ und ϑ zu bestimmen, benötigt man mindestens zwei verschiedene Geometrien bzw. Polarisierungen. Sind zusätzlich noch ε_{rel} und D unbekannt, so braucht man vier verschiedene Beziehungen zwischen Magnetisierung und elektrischem Feldvektor, d.h. vier Messungen mit unterschiedlicher Polarisation bzw. unterschiedlichem ϕ_0 .

5.3.3 Bestimmung der Magnetisierungsrichtung

Die Magnetisierungsrichtung kann durch Azimuts- und Polarisationsvariation bestimmt werden. Sind für zwei Azimuteinstellungen Absorptionen für jeweils zwei Polarisierungen gemessen worden, so können daraus sowohl die Magnetisierungsrichtung, als auch die Absorptionskonstanten bestimmt werden. Seien nun die Azimutwinkel 0 und ϕ_2 sowie die Elliptizitäten der Polarisierungen 0 und ε ,

dann erhalten wir:

$$A_{1,l} = \epsilon_{rel} + d_{rel}(3(\sin \phi \sin \vartheta)^2 - 1) \quad (5.14)$$

$$A_{1,c} = \epsilon_{rel} + d_{rel} \cos^2 \varepsilon (3(\sin \phi \sin \vartheta)^2 - 1) + \\ + d_{rel} \sin^2 \varepsilon (3(\cos \phi \sin \vartheta \sin \vartheta_0 - \cos \vartheta \cos \vartheta_0)^2 - 1) \quad (5.15)$$

$$A_{2,l} = \epsilon_{rel} + d_{rel}(3(\sin(\phi + \phi_2) \sin \vartheta)^2 - 1) \quad (5.16)$$

$$A_{2,c} = \epsilon_{rel} + d_{rel} \cos^2 \varepsilon (3(\sin(\phi + \phi_2) \sin \vartheta)^2 - 1) + \\ + d_{rel} \sin^2 \varepsilon (3(\cos(\phi + \phi_2) \sin \vartheta \sin \vartheta_0 - \cos \vartheta \cos \vartheta_0)^2 - 1) \quad (5.17)$$

Durch Subtraktion erhält man von ϵ_{rel} unabhängige Ausdrücke

$$A_{1,c} - A_{1,l} = -3d_{rel} \sin^2 \varepsilon (\sin^2 \phi \sin^2 \vartheta - \\ - (\cos \phi \sin \vartheta \sin \vartheta_0 - \cos \vartheta \cos \vartheta_0)^2), \quad (5.18)$$

$$A_{2,c} - A_{2,l} = -3d_{rel} \sin^2 \varepsilon (\sin^2(\phi + \phi_2) \sin^2 \vartheta - \\ - (\cos(\phi + \phi_2) \sin \vartheta \sin \vartheta_0 - \cos \vartheta \cos \vartheta_0)^2), \quad (5.19)$$

$$A_{2,l} - A_{1,l} = -3d_{rel} \sin^2 \vartheta (\sin^2 \phi - \sin^2(\phi + \phi_2)), \quad (5.20)$$

und durch Division von D unabhängige Ausdrücke

$$a_1 = \frac{A_{1,c} - A_{1,l}}{A_{2,l} - A_{1,l}} = \frac{\sin^2 \varepsilon}{\sin^2 \vartheta} (\sin^2 \phi \sin^2 \vartheta - \\ - (\cos \phi \sin \vartheta \sin \vartheta_0 - \cos \vartheta \cos \vartheta_0)^2) / \\ / (\sin^2 \phi - \sin^2(\phi + \phi_2)) \quad (5.21)$$

$$a_2 = \frac{A_{2,c} - A_{2,l}}{A_{2,l} - A_{1,l}} = \frac{\sin^2 \varepsilon}{\sin^2 \vartheta} (\sin^2(\phi + \phi_2) \sin^2 \vartheta - \\ - (\cos(\phi + \phi_2) \sin \vartheta \sin \vartheta_0 - \cos \vartheta \cos \vartheta_0)^2) / \\ / (\sin^2 \phi - \sin^2(\phi + \phi_2)). \quad (5.22)$$

Etwas umformuliert erhält man einen Ausdruck, der von $\cos 2\vartheta$ und $\sin 2\vartheta$ abhängt:

$$A_1 \cos 2\vartheta + B_1 \sin 2\vartheta = C_1 \quad (5.23)$$

$$A_2 \cos 2\vartheta + B_2 \sin 2\vartheta = C_2, \quad (5.24)$$

dabei sind die Koeffizienten:

$$A_1 = \sin^2 \phi + \cos^2 \vartheta_0 - \cos^2 \phi \sin^2 \vartheta_0 + a_1 / \sin^2 \varepsilon \sin \phi_2 \sin(2\phi + \phi_2),$$

$$B_1 = -\cos \phi \sin 2\vartheta_0,$$

$$C_1 = \sin^2 \phi - \cos^2 \vartheta_0 - \cos^2 \phi \sin^2 \vartheta_0 + a_1 / \sin^2 \varepsilon \sin \phi_2 \sin(2\phi + \phi_2),$$

$$\begin{aligned}
A_2 &= \sin^2(\phi + \phi_2) + \cos^2 \vartheta_0 - \cos^2(\phi + \phi_2) \sin^2 \vartheta_0 \\
&\quad + a_1 / \sin^2 \epsilon \sin \phi_2 \sin(2\phi + \phi_2), \\
B_2 &= -\cos \phi \sin 2\vartheta_0, \\
C_2 &= \sin^2(\phi + \phi_2) - \cos^2 \vartheta_0 - \cos^2(\phi + \phi_2) \sin^2 \vartheta_0 \\
&\quad + a_1 / \sin^2 \epsilon \sin \phi_2 \sin(2\phi + \phi_2).
\end{aligned}$$

Unter Berücksichtigung des Sinussatzes $\sin^2 2\vartheta + \cos^2 2\vartheta = 1$ kann man ϑ eliminieren. Man erhält eine Gleichung, die nur noch von ϕ abhängt:

$$(A_2 C_1 - A_1 C_2)^2 + (B_1 C_2 - B_2 C_1)^2 = (A_2 B_1 - A_1 B_2)^2. \quad (5.25)$$

Diese Gleichung für ϕ kann numerisch gelöst werden.

5.4 Experimentelle Ergebnisse

Die nun folgenden Ergebnisse stammen alle von Messungen an gespaltenen *NiO*-Kristallen. *NiO* spaltet vorzugsweise in [100]-Richtung. Dementsprechend wurden die Kristalle mit (100)-Oberflächen präpariert. Gespalten wurde zum einen *ex situ*. Man setzt dazu eine Rasierklinge entlang einer [100]-Richtung auf den Kristall an und spaltet mit einem Hammerschlag. Die Probe wurde dann zügig in das Vakuum eingeschleust und gemessen. Proben, die nicht unmittelbar vor dem Einschleusen gespalten wurden, wurden im Vakuum durch Argonionenbeschuss mit einer Energie von 500eV gereinigt (gesputtert). An den gesputterten Proben konnte mit LEED eine kristalline Oberfläche nachgewiesen werden. Zum anderen wurde *in situ* gespalten. Dazu wurde eine so genannte Spaltzange benutzt, die aus einer Rasierklinge und einem Widerlager bestand. Die Rasierklinge konnte durch einen Lineartransfer gegen den Kristall gedrückt werden, der seinerseits wiederum auf dem Widerlager auflag. Übte man genügend Druck aus, so spaltete der Kristall.

Die in diesem Abschnitt dargestellten Kontrastbilder wurden durch Division von zwei Bildern erzielt. Dazu eignet sich insbesondere die in zwei Peaks aufgespaltene $Ni2p_{1/2}$ Absorptionslinie, da die einzelnen Linien entgegengesetzten Dichroismus zeigen (siehe Abschnitt 5.4.2). Einen Kontrast kann man auch in den Einzelbildern schon erkennen. Natürlich lässt sich ein Kontrastbild auch durch Subtraktion erzielen. Der Vorteil von Divisionsbildern gegenüber Subtraktionsbildern ist, dass apparative Intensitätsschwankungen, die durch das PEEM verursacht werden, herausgekürzt werden. Unterschiede in der Ausleuchtung der Bilder bleiben jedoch bestehen.

5.4.1 Übersicht von AF-Domänen

Um einen Überblick über die Domänenstruktur zu erhalten, soll hier zunächst ein Übersichtsbild vorgestellt werden. Die Messungen dazu wurden am BESSY gemacht. Die Abbildung 5.6 ist aus mehreren Mikroskopbildern gleicher Vergrößerung zusammengesetzt worden. Das Gesichtsfeld eines einzelnen Bildes beträgt etwa $300\mu\text{m}$. Eine leicht unterschiedliche Ausleuchtung der Bilder ließ sich nicht vermeiden.

Das Übersichtsbild Abbildung 5.6 gibt Aufschluss über die verschiedenen Domänentypen. Das Bild zeigt Streifendomänen, die sowohl in [010]- oder [001]-Richtung verlaufen. Das kann wegen der vierzähligen Symmetrie erwartet werden. Die Streifenbreite ist unterschiedlich, aber in der Größenordnung von einigen $10\mu\text{m}$. Die Domänen werden nicht von der Oberflächentopographie bestimmt. Obwohl die Division nichtmagnetischen Kontrast eliminieren sollte, kann man im Kontrastbild noch Bruchkanten als Bereiche erkennen, die verminderten Kontrast besitzen. Dies liegt in der verringerten Elektronenausbeute an den Bruchkanten. Diese Kanten laufen beispielsweise von oben nach unten im Bild. Beachtenswert ist die Struktur in der Mitte des Bildes. Dort ordnen sich die Streifendomänen rechteckig um einen Punkt an.

Die hier beobachteten (100)-Wände bzw. Domänengrenzen entsprechen den früher schon beobachteten T-Domänengrenzen [Rot60]. Wenn man voraussetzt, dass es sich bei den Domänen um volumenterminierte Domänen handelt, was vor allem im Abschnitt 5.4.3 untermauert wird, wird klar, dass es sich in einem Streifen um zwei verschiedene T-Domänen handeln muss. Weiterer Aufschluss darüber wird in Abschnitt 5.4.4 gegeben. Ursache für die Domänen sind vermutlich Verspannungen im Kristall, die während des Wachstums oder beim Spalten verursacht wurden.

5.4.2 Ortsaufgelöste Spektren

Neben der Möglichkeit, Domänen über den Kontrastmechanismus zu erhalten, eröffnet das PEEM auch die Möglichkeit, ortsaufgelöste Spektren aufzunehmen. Dies ist interessant für die vorliegende $\text{NiO}(100)$ Probe, da diese Probe nicht homogen ist, sondern in Domänen zerfällt. Würde man integral messen, würde man statistisch über alle Domänen mitteln. Da die Domänen aber unterschiedlich groß sein können, wird man keine gute statistische Verteilung erhalten. Mit dem PEEM kann man nun zu verschiedenen Photonenenergien Bilder aufnehmen, gezielt homogene Bereiche auswählen und dort das Spektrum aus der Bilderserie entnehmen. Der Dynamikumfang der Kamera von 4096 Graustufen ist für unsere

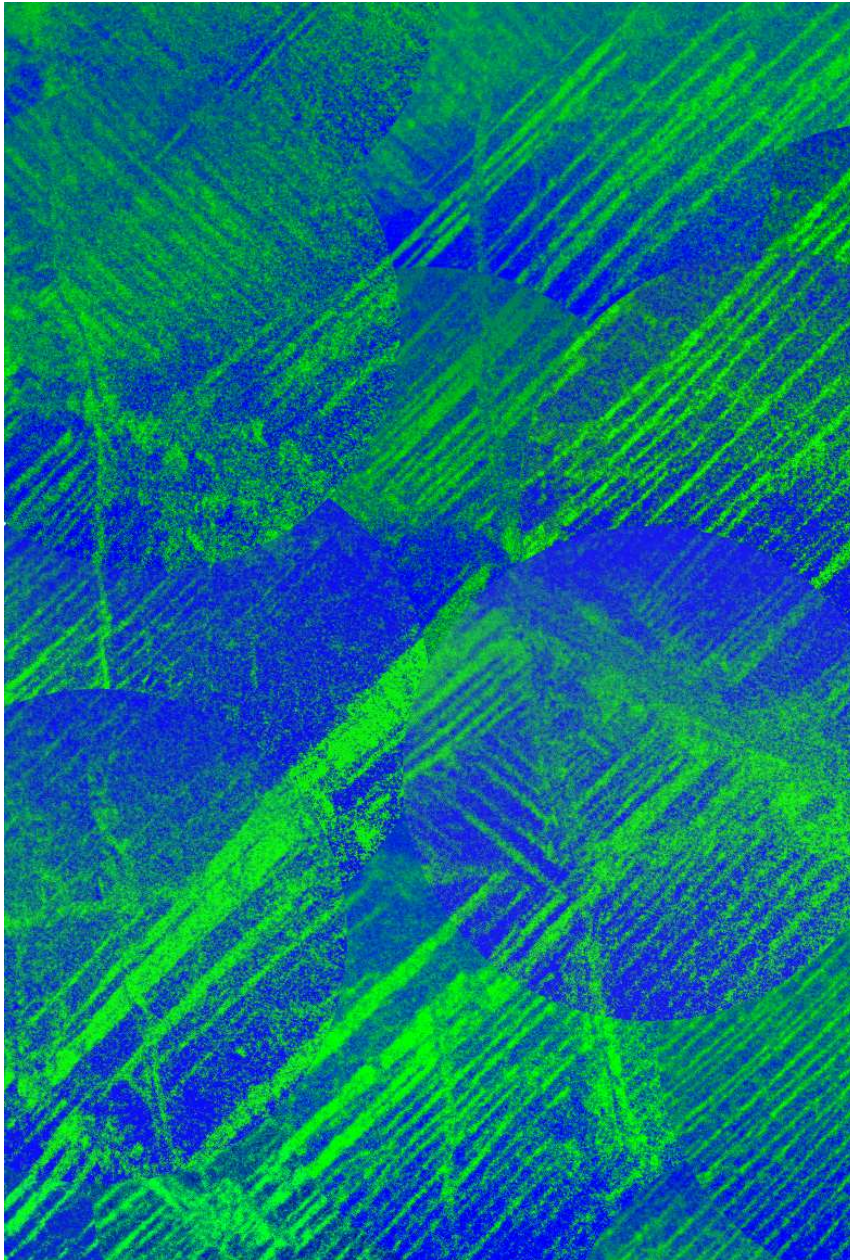


Abbildung 5.6: Übersichtsbild der antiferromagnetischen Domänen einer $\text{NiO}(100)$ -Oberfläche $[\text{O}h100]$. Der Lichteinfall kommt von oben unter einem Winkel streifenden Einfalls von 15° . Der \vec{E} -Vektor liegt in der Probenoberfläche (s -Polarisation) parallel zur Unterkante des Bildes, und bildet einen Winkel von 45° zur $[010]$ -Richtung. Das Bild wurde aus mehreren (runden) Mikroskopaufnahmen zusammengesetzt, es ist $500\mu\text{m}$ breit.

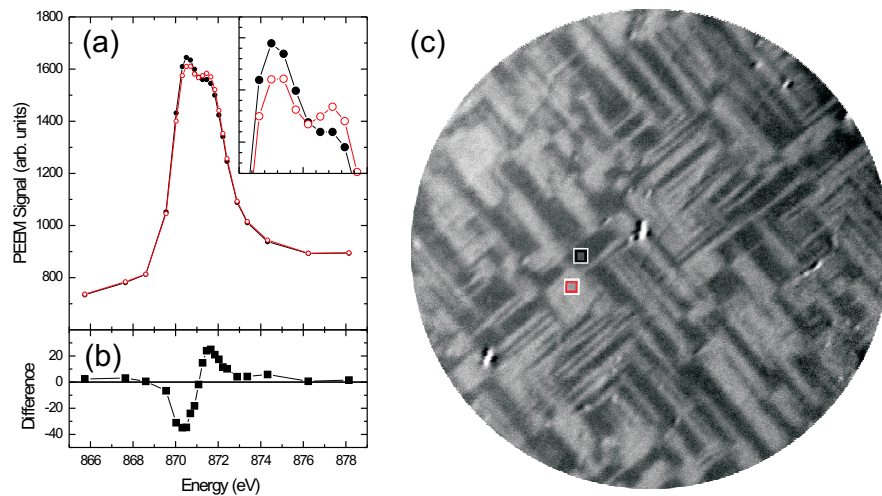


Abbildung 5.7: (a) Spektrum an der $Ni2p_{1/2}$ -Kante. Offene und geschlossene Symbole stellen Spektren von zwei verschiedenen Stellen auf der Probe dar. Der Einsatz oben rechts zeigt das Absorptionsmaximum vergrößert. (b) Differenz der beiden Spektren. (c) Kontrastbild. An den beiden markierten Stellen in rot (hell) und schwarz (dunkel) wurden die Spektren von (a) gemessen. Die experimentelle Geometrie ist analog zu Abbildung 5.6. Das Gesichtsfeld beträgt $300\mu m$.

Anwendungen ausreichend. Um einen höheren Dynamikbereich zu erhalten, kann man während einer Messreihe die Belichtungszeit variieren.

In Abbildung 5.7 sind solche ortsaufgelösten Spektren gezeigt. Die $Ni2p_{1/2}$ Absorptionslinie ist vom Kristallfeld aufgespalten. Die beiden dargestellten Spektren wurden an zwei verschiedenen Stellen den Bildern entnommen, die im Kontrastbild gekennzeichnet sind. Deutlich zu sehen ist, dass in beiden Linien Dichroismus vorhanden ist. Das Integral der Differenzen ist etwa null, d.h. was der eine Peak mehr an Intensität hat, hat der andere weniger. Dies zeigt, dass der Dichroismus in beiden Linien vom Betrag gleich groß ist, jedoch unterschiedliches Vorzeichen hat.

Da die beiden Absorptionsmaxima so dicht beieinander liegen, sind sie nicht mehr genau trennbar. Zu der natürlichen Linienverbreiterung kommt noch eine apparative, die die beiden Peaks ineinander übergehen lässt. Diese muss kleiner als $1eV$ sein, damit die beiden Maxima nicht zu einem verbreitert werden. Das bedeutet, da die beiden Peaks unterschiedliches Vorzeichen vom Dichroismus haben,

dass die Größe des gemessenen Dichroismus auch von der apparativen Auflösung beeinflusst wird. Es ist daher nicht möglich, die Größe des Dichroismus global anzugeben, sondern sie muss immer auf die relative spektrale Auflösung bezogen werden.

5.4.3 Winkelabhängigkeit des AF-Kontrastes

Um die magnetische Struktur der antiferromagnetischen Domänen an der Oberfläche von *NiO* aufzuklären, wurde der AF-Domänenkontrast bei systematischer Variation des Azimutwinkels aufgenommen. Abbildung 5.8 zeigt die Aufnahmen eines solchen Drehexperiments, das am HASYLAB durchgeführt wurde. Im inneren Kreis sind Intensitätsaufnahmen gezeigt. Man kann drei Bruchkanten erkennen, die etwa entlang der $[01\bar{1}]$ -Richtung verlaufen. Dies ist für *NiO* keine leichte Spaltrichtung, daher sind die Bruchkanten etwas rau. Der Kontrast der Kanten ändert sich mit dem Azimutwinkel ϕ_0 und kehrt sich für um 90° gedrehte Bilder um. Dieser Kontrast lässt sich durch die Ausleuchtung erklären. Ein Kantenkontrast aufgrund der inhomogenen Felder an den Kanten tritt bei Benutzung von weicher Röntgenstrahlung weniger in Erscheinung als bei der Photoschwellenemission (siehe Kapitel 5.4.7), weil die von der weichen Röntgenstrahlung verursachten Sekundärelektronen höherenergetisch sind und über ihre breite Energieverteilung den Kontrast verschmieren. Dies liegt an der chromatischen Aberration.

Im äußeren Kreis sind die Kontrastbilder der Messreihe abgebildet. Deutlich zu sehen ist das Verschwinden des Kontrastes bei 0° und 90° . Bei 90° ist die Kontrastumkehr zu sehen. Die Domänenwände laufen entlang der $[010]$ -Richtung und korrelieren offenbar nicht mit den makroskopischen Bruchkanten. Die Zunahme oder Abnahme des Kontrastes in einem Quadranten ist mit bloßem Auge schlecht zu sehen, da die Intensitäten, und damit das Rauschen, nicht für alle Bilder gleich sind. Ein Grund dafür liegt am Manipulator, der nur eine Kipprichtung für die Probe erlaubt (Rotation um die Manipulatorachse). Da die Probe nicht ganz senkrecht zur Drehachse montiert wurde, ließ sich das nicht mehr durch den Manipulator ausgleichen. Insbesondere die Bilder zwischen 120° und 180° konnten daher nicht optimal eingerichtet werden.

Eine quantitative Auswertung der Domänen aus Abbildung 5.8 ist in Abbildung 5.9 wiedergegeben. In dieser ist das Branching Ratio des $Ni2p_{1/2}$ -Peaks nach Untergrundabzug über ϕ_0 aufgetragen worden. Für den Untergrund wurde ein Bild mit einer Photonenenergie vor und ein Bild nach dem Peak aufgenommen und daraus ein linearer Untergrund interpoliert. Die Messungen wurden von kleinen zu größeren Winkeln durchgeführt. Das zunächst auffälligste ist, dass die geforderte 180° -Periodizität bei den einzelnen Branching Ratio Kurven nicht gegeben

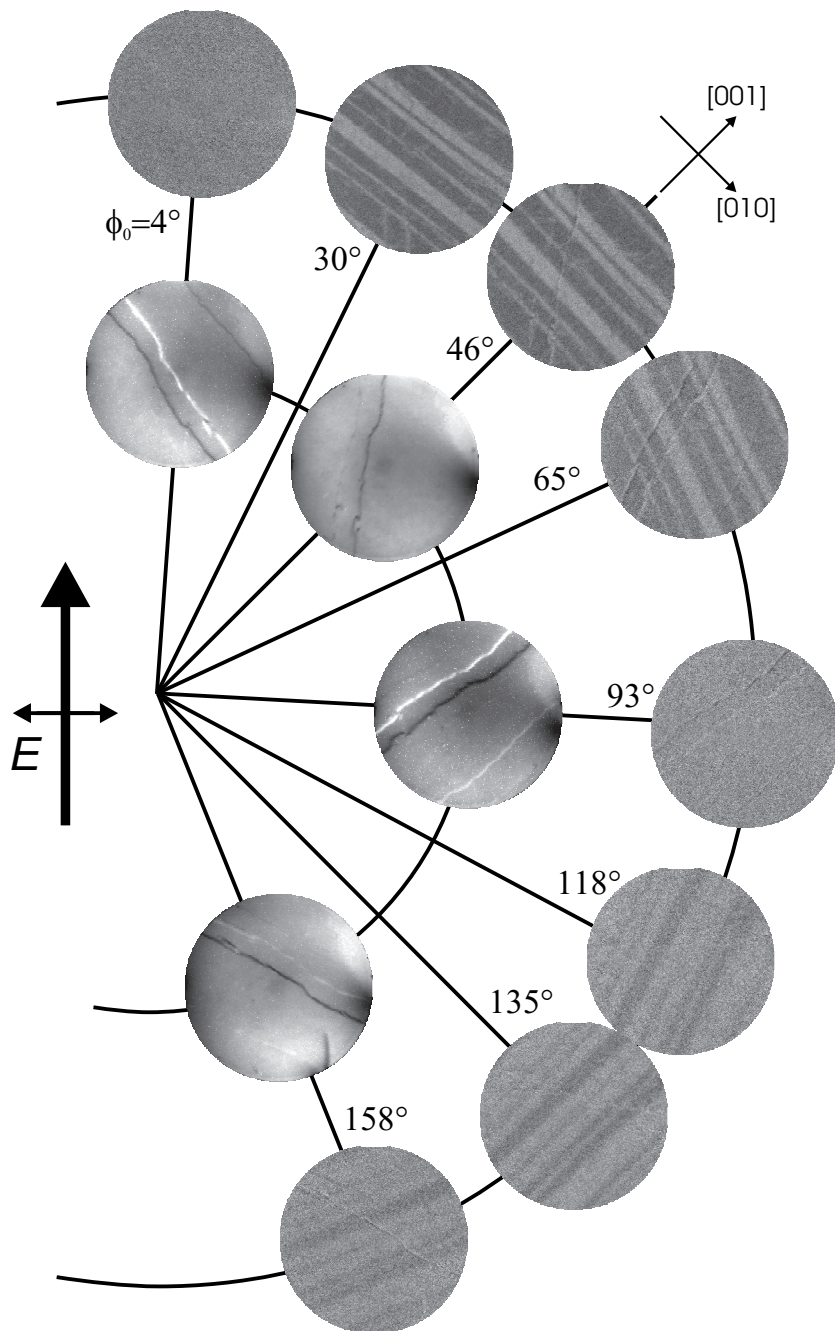


Abbildung 5.8: AF-Kontrast und Topographie für verschiedene Azimutwinkel. Die $NiO(100)$ Probe wurde mit s -polarisierter Strahlung angeregt. Im inneren Kreis sind Intensitätsbilder gezeigt, im äußeren Kreis sind Kontrastbilder abgebildet.

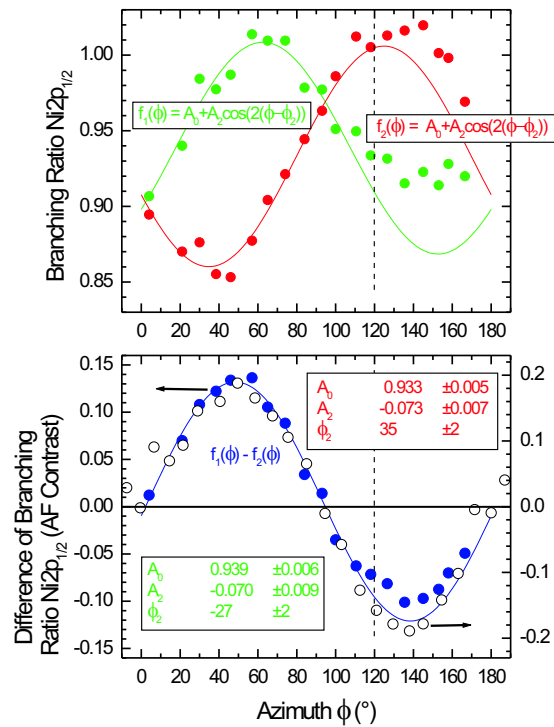


Abbildung 5.9: *Quantitative Auswertung der hellen und dunklen Domänen des Drehexperiments aus Abbildung 5.8. Oben: Branching Ratio des $\text{Ni}2p_{1/2}$ -Peaks, es wurde der höherenergetische durch den niederenergetischen geteilt. Es wurden im Bereich 0° - 120° $\sin 2\phi_0$ -Kurven angefitet. Unten: Differenzen der oben gezeigten Kurven. Es wurde zusätzlich die Differenz aus einer früheren Messung (offene Symbole) zum Vergleich eingezeichnet.*

ist. Im AF Kontrast ist die Bedingung hingegen einigermaßen erfüllt. Es ist davon auszugehen, dass dies in experimentellen Unzulänglichkeiten begründet ist. Ein Intensitätsverlust ist ab ca. 120° zu bemerken. Dies liegt an der Abweichung von der optimalen Probengeometrie (s.o.). Dadurch wird nicht mehr der gesamte Halbraum der austretenden Elektronen im PEEM abgebildet, sondern nur noch ein bestimmtes Segment. Möglicherweise kommen dadurch die unterschiedlichen Dichroismen zustande. Eine weitere mögliche Fehlerquelle liegt im Strahlrohr begründet. Da das Strahlrohr keinen Eintrittsspalt hat, führen kleine Strahllage-schwankungen sofort zu einer Energieverschiebung. Die energetische Lage der Peaks wurde zwar vor und nach der Messreihe kontrolliert und für ausreichend konstant befunden, aber auch kleine Verschiebungen im Bereich von 50meV können schon zu bemerkbaren Änderungen im Branching Ratio führen. Polarisations-schwankungen sind an diesem Strahlrohr recht unwahrscheinlich. Schließlich bleibt als Fehlerquelle noch eine ungleichmäßige Energie- und Auflösungsverteilung im Bereich des Fokus. Da der Strahldurchmesser unter dem PEEM etwa $600\mu m$ betrug, ist es nicht ausgeschlossen, dass während der Messung der benutzte Teil des Strahls variiert.

Zum Vergleich des AF Kontrastes wurde eine Messung, die am BESSY gemacht wurde, zusätzlich eingezeichnet. Die Übereinstimmung mit der $\sin 2\phi_0$ Kurve ist offensichtlich besser. Dies untermauert, dass die Messung am HASYLAB von einem systematischen Fehler behaftet ist. Leider war eine Auswertung des Branching Ratios der BESSY-Messung wegen ungleichmäßiger Ausleuchtung nicht möglich. Der größere Dichroismus des BESSY-Experiments lässt sich auf eine bessere Energieauflösung des Strahlrohrs zurückführen.

Mit der Azimutvariation bei s -polarisierter Röntgenstrahlung lässt sich nur die Projektion der magnetischen Achse in der Oberfläche bestimmen. In Abbildung 5.9 sind an die Daten von 0° bis 120° $\cos 2\phi$ -Kurven angefitet worden. Unter der Voraussetzung, dass das Branching Ratio für $\vec{M} \parallel \vec{E}$ kleiner als für $\vec{M} \perp \vec{E}$ ist, liegt die Projektion der Magnetisierungsachse in die (100)-Ebene bei 35° und -27° für die vorliegenden Domäentypen. Man kann die Messdaten mit den Magnetisierungsachsen aus Tabelle 5.2 für Volumenmaterial vergleichen. Dies ist in Abbildung 5.10 geschehen. Die beste Übereinstimmung ergibt sich für die T_{j3} -Domänen ($j = 1, \dots, 4$), deren Magnetisierungsachsen bei $\pm 26.6^\circ$ liegen. Es handelt sich hierbei nicht um einen Fit, sondern nur um einen Vergleich. Die Werte für das Branching Ratio $\epsilon_{rel} + d_{rel}(3 \cos^2 \gamma - 1)$ sind in den einzelnen Graphen angegeben. Man beachte, dass

$$\cos^2 \gamma = ([m_x, m_y, m_z] \cdot [0, \cos \phi_0, \sin \phi_0])^2 = (m_y \cos \phi_0 + m_z \sin \phi_0)^2 \quad (5.26)$$

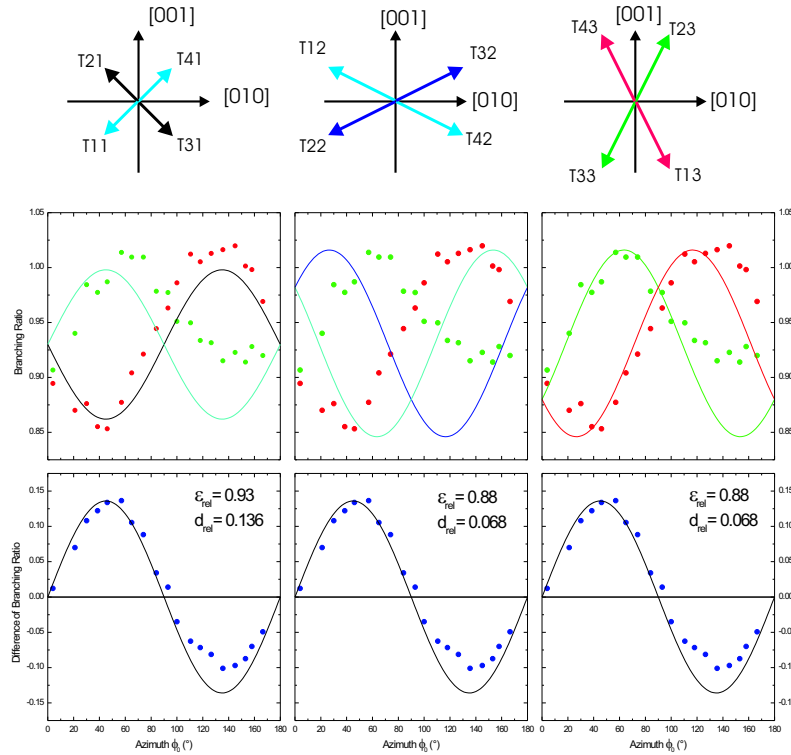


Abbildung 5.10: Vergleich der Messwerte aus Abbildung 5.9 mit theoretischen winkelabhängigen Dichroismuskurven von den zwölf Volumen-Domänen. Oben: Projektion der Momente in die (100)-Oberfläche. Beachte, dass jeweils zwei Domänen dieselbe Projektion haben. Mitte: Vergleich der Branching Ratios. Unten: Vergleich des AF Kontrastes.

ist. Darin kommt zum Ausdruck, dass diese Geometrie nicht auf Komponenten senkrecht zur Oberfläche sensitiv ist. Die Differenz der Branching Ratios ist dann nur noch von dem Parameter d_{rel} bestimmt. Dabei wurde d_{rel} in jedem der drei dargestellten Fälle so gewählt, dass es für die Differenz des Branching Ratios eine gute Übereinstimmung zwischen Messdaten und Kurven gibt. Die Annahme, dass d_{rel} positiv ist, gründet sich auf Messungen an Pulverproben [Ald98]. Als Konsequenz stellen wir fest, dass die magnetischen Achsen einen Winkel von 63.4° zur Domänenwand in Abbildung 5.8 haben. Damit handelt es sich um einen anderen Domänenwandtyp wie in Kapitel 5.4.4 bzw. wie in [Ohl01a].

5.4.4 Domänenwände

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Bilder wurden an der ALS aufgenommen. Da das dort installierte PEEM2 über eine eigens für den Betrieb mit Synchrotronstrahlung konzipierte Elektronenoptik verfügt, konnten dort Aufnahmen mit hoher lateraler Auflösung erzielt werden. Die hier verwandte Probe wurde *ex situ* gespalten und unmittelbar danach in das Vakuumsystem eingeschleust. Die Probe konnte unter dem PEEM azimutal rotiert werden. Die Polarisation an dem Strahlrohr kann linear oder zirkular gewählt werden. Damit ist es prinzipiell möglich, die Magnetisierungsrichtung zu bestimmen.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.11 gezeigt. In den Topographiebildern ist nur wenig Struktur zu sehen. Die erhabene Struktur in (1) ist in den Kontrastbildern kaum wiederzuerkennen und steht offensichtlich nicht im Zusammenhang mit der Domänenstruktur. Diese Struktur ist auch in (2) zu sehen. Dort kann man sie auch in den Kontrastbildern ausmachen. Auch die Bruchkante in (2) kann man in den Kontrastbildern ausmachen. Sie liegt knapp rechts von einer (001)–Domänenwand. In (3) sind nur drei kleine erhabene Strukturen zu sehen, die in den Kontrastbildern nicht weiter auffallen. In den Kontrastbildern mit *s*–polarisierter Synchrotronstrahlung erkennt man die Streifendomänen mit (001)–Wänden, die schon in vorangegangenen Bildern zu sehen waren. Die hellen und dunklen Flecken sind vermutlich Verunreinigungen, die durch unterschiedliche Absorption und Austrittsarbeit einen chemischen Kontrast verursachen. In den Kontrastbildern mit zirkularer Synchrotronstrahlung werden innerhalb der Streifendomänen noch weitere Domänen mit (011)– und (01 $\bar{1}$)–Wänden sichtbar.

Die ausgewertete Domänenstruktur findet man in Abbildung 5.12(a). Aus einfachen geometrischen Überlegungen kann man aus diesen Kontrastbildern qualitativ folgern, dass die Magnetisierungsachsen aller sichtbaren Domänen von der Form $[a, b, c]$ sein müssen, wobei $|a|, |b|, |c|$ für alle Domänen gleich ist. Aus den Abbildungen 5.11(c1) und (c2) lässt sich folgern, dass das Domänenpaar A1, A2 sowie B1, B2 jeweils gleiches a und b hat, wobei die Magnetische Achse $[a, b, c]$ von den Domänen A spiegelsymmetrisch zu den Domänen B in Bezug auf die Spiegelebene (001) ist. Abbildung 5.11(b1) zeigt, dass das Paar A1, B1 dasselbe c hat, welches das entgegengesetzte Vorzeichen zum c vom Paar A2, B2 hat. Tabellarisch zusammengefasst muss so gelten:

A1	A2	B1	B2
$[a, b, c]$	$[a, b, \bar{c}]$	$[a, \bar{b}, c]$	$[a, \bar{b}, \bar{c}]$

Beide in Abbildung 5.12 dargestellten Konfigurationen sind mit den vorstehenden Überlegungen verträglich. In der Konfiguration (a) sind die (011)– und (01 $\bar{1}$)–

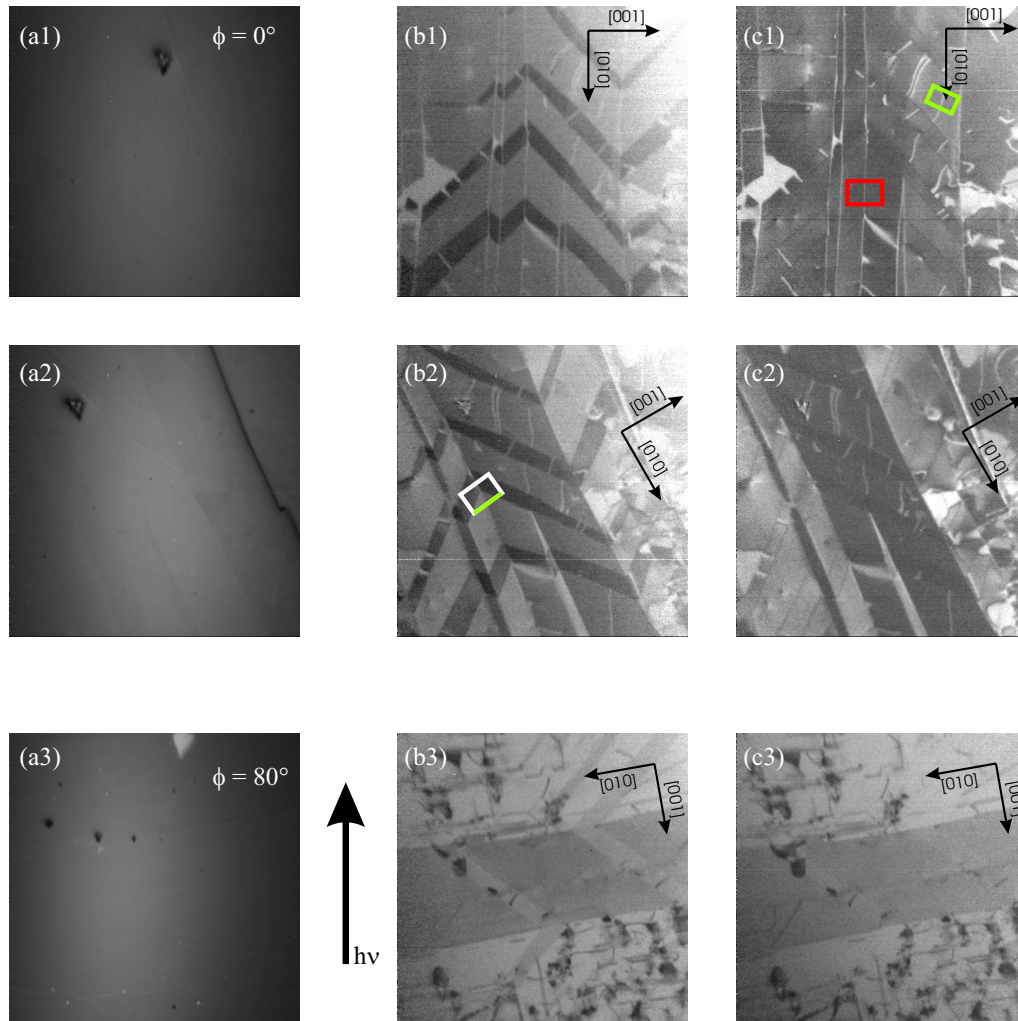


Abbildung 5.11: Domänen in $NiO(100)$ für drei Azimutwinkel $\phi = 0^\circ$, -30° und 80° : (a) Topographie (bei $E = 871.3\text{eV}$ und s -Polarisation). (b) Kontrast mit zirkularer Synchrotronstrahlung. (c) Kontrast mit linearer Synchrotronstrahlung. Die Serien (1) und (2) wurden an derselben Stelle aufgenommen, während (3) nur eine ähnliche Struktur zeigt.

Wände so eingebaut, dass die Dipolenergie minimalisiert wird [Ohl01a]. Diese Wände sind nicht mit den romboedrischen Grenzen verträglich. Beispielsweise liegt in einer $(0\bar{1}1)$ -Wand zwischen einer T1-Domäne (magnetische Achse (111)) und einer T4-Domäne (magnetische Achse $(\bar{1}11)$) die Projektion der Stauchung in die Wand entlang $[\bar{2}11]$ in der T1-Domäne und entlang $[211]$ in der T4-Domäne. Dadurch werden starke langreichweitig Verzerrungen in Kauf genommen. In der Konfiguration (b) tritt dieses Problem nicht auf. Dies ist leicht daran zu erkennen, dass die Magnetisierungsebenen der T-Domänen sich in den Wänden in einer Linie schneiden. Die beiden Modelle unterscheiden sich dadurch, dass die magnetische Konfiguration an der (001) -Wand gespiegelt wurde. Daher ist beiden Konfigurationen gemein, dass die (001) -Wand zwischen einer (111) - und einer $(1\bar{1}\bar{1})$ -Domäne bzw. zwischen einer $(\bar{1}\bar{1}1)$ - und einer $(\bar{1}11)$ -Domäne liegt.

Betrachtet man die Kontrastbilder genauer, so fällt auf, dass die Domänengrenzen nicht exakt entlang der kristallographischen Richtungen entlang laufen, sondern durchaus etwas krumm sind. Es kommt sogar vor, dass zwei (001) -Wände, die erst etwa parallel laufen, miteinander verschmelzen. Der Kristall versucht dadurch Verspannungen durch Defekte abzubauen. Desweiteren sind in Abbildung 5.11(c1) weiße Linien zu erkennen, obwohl in dieser Geometrie kein Kontrast erwartet wird. Vergleicht man diese Linien mit Bildern, in denen Kontrast zu sehen ist, so können die meisten dieser Linien mit Domänengrenzen in Verbindung gebracht werden. Die Linien sind also Domänenwände. In Abbildung 5.13 sind Multi Line Scans aus Abbildung 5.11(c1) dargestellt. Ein einzelner Line Scan wäre zu verrauscht um eine Wand erkennen zu können. Deshalb wurden mehrere Line Scans zu einem Multi Line Scan zusammengefasst. Dazu wurde ein Bereich gewählt, in dem die Wand gerade verläuft. Dadurch ist gewährleistet, dass die Wandposition in jedem Line Scan an der selben Stelle liegt und somit eine Verbreiterung der Wand durch das Aufsummieren verhindert wird. Um die Wandbreite zu bestimmen, wurde eine Gaußkurve angefitet. Die Linie in Abbildung 5.13(a) liegt in einer Domäne. Es handelt sich hierbei möglicherweise um eine 180° S-Wand. Die Breite der Wand wurde mit 147nm bestimmt. In Abbildung 5.13(b) ist ein typisches Beispiel für einen Scan über eine (001) -Wand dargestellt. Die Breite der Wand wurde unter Annahme einer Gaußverbreiterung mit 106nm bestimmt. Diese Breite liegt im Bereich des Auflösungsvermögens des X-PEEM. Es wurde zwar schon an diesem PEEM eine Auflösung von 20nm demonstriert und bei NiO -Oberflächen 50nm erreicht [Stö99]. Aber das Auflösungsvermögen hängt sehr empfindlich von Parametern wie Probenabstand zum Objektiv, Probenverkipfung (*tilt*) und der Beschaffenheit der Probenoberfläche ab, die von Probe zu Probe variieren können. Daher kann man die Auflösung nur für individuelle Aufnahmen angeben. In den Aufnahmen aus Abbildung 5.11 findet sich leider keine topographische Struktur, an der die Auflösung getestet werden könnte. Da

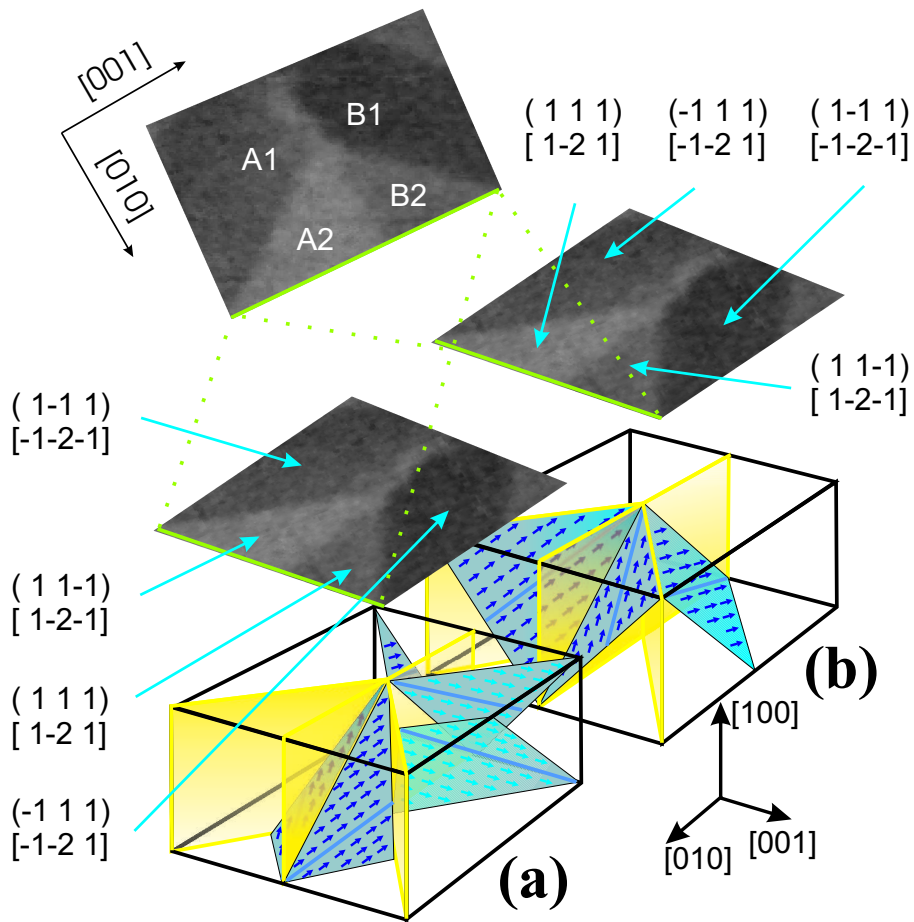


Abbildung 5.12: Darstellung der Domänenstruktur eines Ausschnitts aus Abbildung 5.11. In (a) ist die ausgewertete Domänenstruktur, die mit $[Ohl01a]$ übereinstimmt. In (b) ist die Domänenstruktur an der (001) -Wand gespiegelt. Diese Struktur stimmt mit $[Kom85]$ überein.

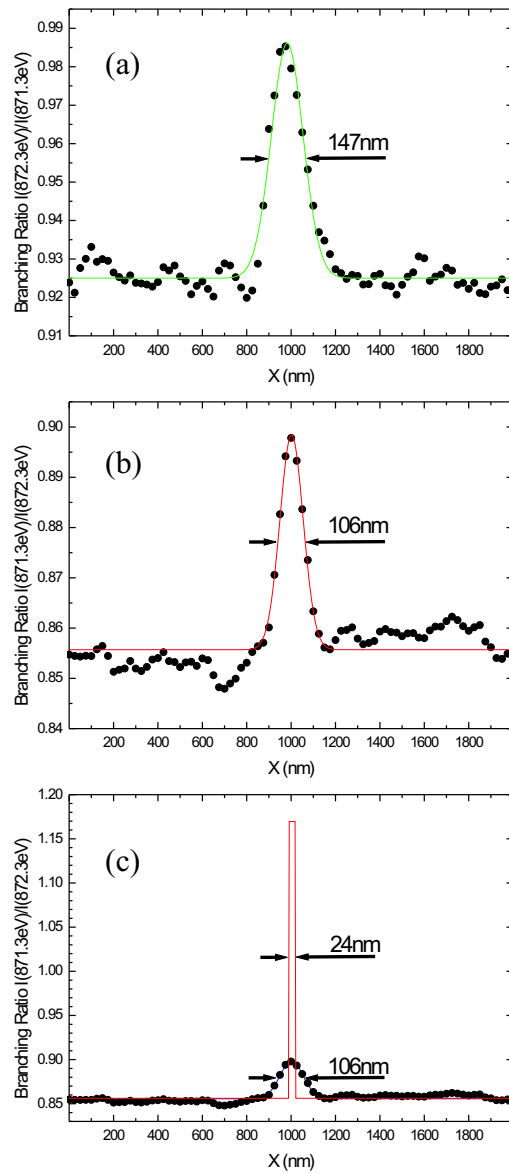


Abbildung 5.13: Domänenwände. (a) Multi Line Scan aus Abbildung 5.11(c1) oben rechts. (b) Multi Line Scan aus Abbildung 5.11(c1) unten links. (c) Multi Line Scan wie in (b). Zum Vergleich eine aus optischen Konstanten modellierte Wand.

es sich um eine T1–T2–Domänenwand handelt und die Spinstruktur mit $[1\bar{2}1]$ in der T1 sowie $[\bar{1}21]$ in der T2 Domäne bestimmt wurde, lassen sich auch Aussagen über die magnetische Struktur der Wand machen. Die Wand hat also die Konfiguration wie in Abbildung 5.4(a.ii). Um die tatsächliche Wanddicke abzuschätzen, soll ein einfaches Modell bemüht werden. Die unterschiedliche Ausrichtung der Spins, die durch die Rotation von einem Wandende zum anderen hervorgerufen wird, soll durch einen Wert genähert werden. Die Ausrichtung der zwei antiferromagnetischen Untergitter, die durch σ_1 beschrieben werden, wird durch die $[010]$ –Richtung genähert. Analog wird die Rotation der σ_3 durch die $[001]$ –Richtung genähert. Das zu erwartende Dichroismussignal der Wand ergibt sich aus dem Mittelwert von dem Dichroismus von $[010]$ – und $[001]$ –Richtung. Die limitierte Auflösung des PEEM verteilt die Intensität des Dichroismussignals entlang der x –Achse. Die Gesamtintensität bleibt jedoch erhalten, sie ist proportional zur Fläche unter Linie. Unter der Annahme, dass die Fläche unter der Linie der Modellwand gleich der Fläche unter der gemessenen Wand ist, erhält man eine Wandbreite von $24nm$, wie sie in Abbildung 5.13(c) dargestellt ist. Diese Breite ist immer noch erheblich breiter als die von Yamada [Yam66a] berechneten $8nm$. Anhand des sehr einfachen Modells ist eine perfekte Übereinstimmung nicht unbedingt zu erwarten. Andererseits verwendet Yamada Parameter, die nur indirekt bestimmt wurden, so dass auch hier eine Unsicherheit besteht. Weiterhin stellt sich auch die Frage nach der Größe des Dichroismus in der Wand. Da die beiden Untergitter σ_1 und σ_3 innerhalb der Wand unterschiedlich zueinander stehen, ist die Spinordnung auf Atomarer Ebene in der Wand sehr unterschiedlich von der innerhalb einer Domäne. Dies könnte zu einem Dichroismus führen, der sich nicht als Mittelung über den Dichroismus der beiden Untergitter beschreiben lässt.

5.4.5 Temperaturabhängigkeit

Ziel der Temperaturmessungen war es zu zeigen, dass die beobachteten Domänen tatsächlich magnetischen Ursprungs sind. Dazu wurde die Probe mit einer in der Probenaufnahme eingebauten Glühwendel geheizt. Die Temperaturkontrolle erfolgte mit einem Thermoelement, dessen offene Enden auf den Probenhalter aus Molybdän gedrückt wurden. Wenn genügend Druck ausgeübt wurde, bestand sowohl gute elektrische als auch thermische Leitung. Für die Auswertung hat sich das *branching ratio* als ungeeignet erwiesen. Deshalb wurde der antiferromagnetische Kontrast, die Differenz des *branching ratio* zweier benachbarter Domänen, zwischen benachbarten Domänen gewählt. Man entnimmt der Abbildung 5.14, dass die Temperaturabhängigkeit reversibel ist. Dies bestärkt die Zuverlässigkeit der Temperaturmessung und lässt auf einen zerstörungsfreien Heizzyklus schließen. Die Domänenstruktur hat sich mit dem Heizen nicht geändert. Dies liegt dar-

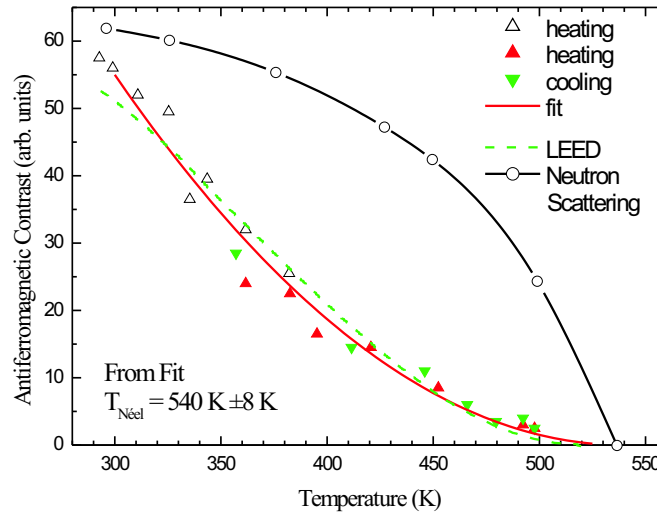


Abbildung 5.14: Temperaturabhängigkeit des AF Domänenkontrasts. An die Messpunkte (dreieckige Symbole) ist eine Parabel angefitet worden. Zum Vergleich ist eine Meßkurve mit LEED aus [Wol71] (gestrichelte Kurve) und Neutronenstreuung aus [Rot58] (offene Kreise) eingezeichnet.

an, dass die Probe nur knapp an die Néel-Temperatur herangebracht wurde, um die Oberfläche nicht zu zerstören, denn knapp über der Néel-Temperatur verliert die *NiO*-Oberfläche Sauerstoff [She90]. Um die Domänenstruktur zu verändern, benötigt man höhere Temperaturen, wie z.B. Roth [Rot58] beschreibt. Dies liegt wahrscheinlich daran, dass die Domänen als Folge von Kristallverspannungen entstehen, die ihrerseits von Kristalldefekten verursacht werden. Um die Defekte auszuheilen, muß man offenbar höher heizen als die Néel-Temperatur. Die Néel-Temperatur stimmt gut mit der des Volumens überein und ist nicht wie bei dünnen Schichten abgesenkt [Ald98]. Die Übereinstimmung mit der Temperaturabhängigkeit der halbzahligen LEED-Reflexe [Wol71] lässt auf ein vom Volumen verschiedenes Oberflächenverhalten der Temperaturabhängigkeit schließen. Da das PEEM etwa 2nm tief sensitiv ist gegenüber wenigen Atomlagen bei LEED, ist das Oberflächenverhalten auf mehr als 10ML Atomlagen verteilt. Dieses Verhalten ist sehr verschieden von den ferromagnetischen Übergangsmetallen, die schon nach wenigen Atomlagen Volumenverhalten zeigen [Wag97].

5.4.6 *CoO* Adsorbat auf *NiO*

CoO ist wie *NiO* in *NaCl* Struktur aufgebaut. Die Gitterkonstante von *CoO* $a_0^{CoO} = 4.173\text{\AA}$ unterscheidet sich nur minimal von der von *NiO* $a_0^{NiO} = 4.254\text{\AA}$ [Car91]. Die Co^{2+} -Ionen haben die Elektronenkonfiguration $[Ar]3d^7$. Die Néel-Temperatur liegt etwa bei Raumtemperatur $T_N^{CoO} = 290K$ [Kne62]. Die antiferromagnetische Ordnung unterhalb der Néel-Temperatur führt zu einer tetragonalen Stauchung vom mehr als 10^{-2} [Tom50], [Gre50], im Gegensatz zu *NiO*, *FeO* und *MnO*, die eine romboedrische Verzerrung aufweisen. Bei einer tetragonalen Stauchung in $[001]$ -Richtung bildet *CoO* ferromagnetische (111) -Ebenen, die antiparallel (antiferromagnetisch) gestapelt sind [Her78]. Im Gegensatz zu *NiO* liegen die Spins aber nicht in der (111) -Ebene. Die Spins bilden einen Winkel von 27° mit der $[001]$ -Richtung [Her78]. In einer (111) -Domäne, die in $[001]$ -Richtung gestaucht ist, liegen die Spins in $[-\alpha, -\alpha, \beta]$ -Richtung, wobei $\alpha = \sin 27^\circ / \sqrt{2}$ und $\beta = \cos 27^\circ$ ist. Die drei verschiedenen $[100]$ -Richtungen einer (111) -Domäne (T-Domäne) bilden die drei verschiedenen S-Domänen. Das magnetische Moment von etwa $3.8\mu_B$ [Rot58a] ist nicht allein auf den Elektronenspin zurückzuführen ($3\mu_B$): Das Bahnmoment von *CoO* ist nicht vollständig unterdrückt wie bei den anderen Übergangsmetalloxiden.

Die hier vorgestellte Probe wurde *in situ* gespalten und später mit Kobalt in einer Sauerstoffatmosphäre bedampft. Die Aufdampftrate war 1ML/min bei einem Sauerstoffpartialdruck von $7 \times 10^{-7}hPa$. Es entstand dadurch eine Schicht von 8ML *CoO*. Dass es sich tatsächlich um *CoO* handelt, erkennt man an der Aufspaltung der $2p_{3/2}$ Absorptionskante. Motiviert wurde das Aufwachsen einer *CoO*-Schicht auf einen *NiO* Kristall durch vorangegangene Messungen an einem *CoO* Einkristall. Um ein deutliches Signal zu erhalten, sollte die Probe etwa auf ein Drittel der *CoO* Néel-Temperatur gekühlt werden. Dies ist bei der Temperatur von flüssigem Stickstoff erfüllt, und man erwartet dann ein vernünftiges Signal. Sowohl *NiO* als auch *CoO* sind Isolatoren, die nur über Störstellenleitung Ladungsträger abführen können. Bei tieferen Temperaturen nimmt die Leitfähigkeit drastisch ab, der Kristall lädt sich unter dem PEEM auf und es kann kein Bild mehr aufgenommen werden. Einen Ausweg aus diesem Problem versprach die Verwendung von dünnen Filmen.

In Abbildung 5.15 sind die Topographie, der Kontrast an der *Ni2p* Schwelle und der Kontrast an der *Co2p* Schwelle dargestellt. Man erkennt deutlich eine Übereinstimmung des Kontrastes an der *Ni2p*-Schwelle und des Kontrastes an der *Co2p*-Schwelle. Man kann davon ausgehen, dass der Kontrast an der *Co2p* Schwelle magnetischen Ursprungs ist. Denn das *CoO*-Gitter ist nicht stark verzerrt, so dass dies als Ursache für einen Dichroismus unwahrscheinlich ist. Dass

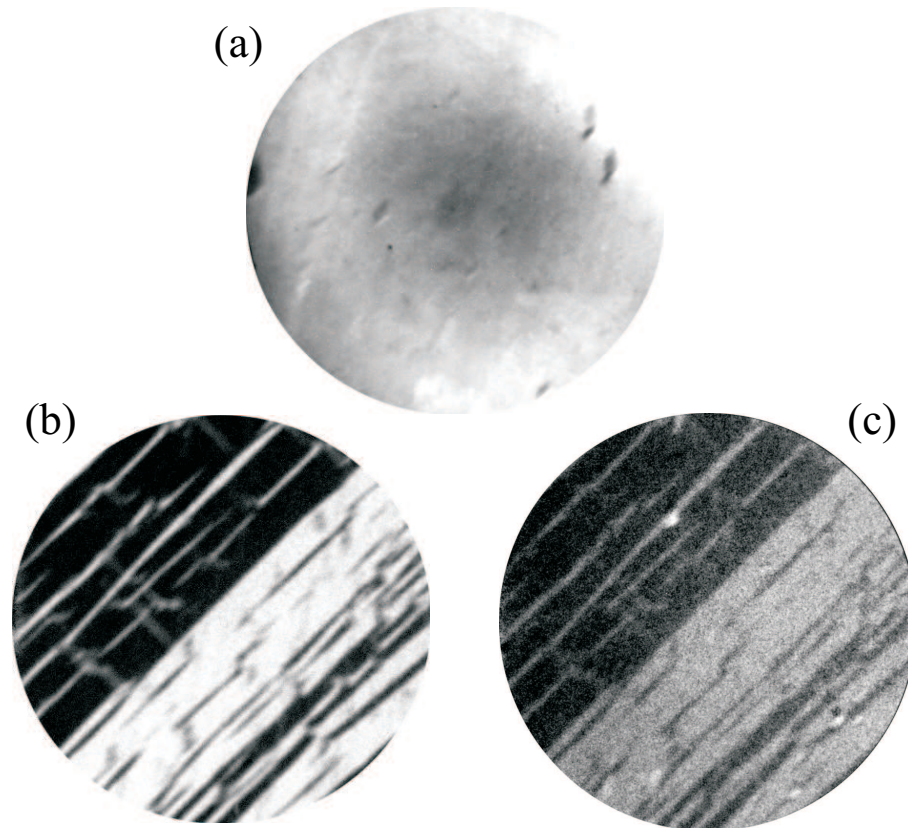


Abbildung 5.15: *Topographie und Kontrast an einer (8ML)CoO/NiO(100)–Probe. (a) Topographie. (b) Kontrast an der Ni2p_{1/2}–Schwelle. (c) Kontrast an der Co2p_{3/2}–Schwelle.*

also überhaupt ein Dichroismus zu sehen ist, lässt auf eine Erhöhung der Néel–Temperatur der CoO–Schicht schließen. Dies wird durch die NiO Unterlage verursacht. Diese Beobachtung steht in Übereinstimmung mit [Bor93]. Er beobachtete für das Multischichtsystem $[NiO(16\text{\AA})/CoO(20\text{\AA})]_{150}$ eine gemeinsame Néel–Temperatur. Die gemeinsame Néel–Temperatur $T_N = 383K$ lag deutlich über der Raumtemperatur. Die Absenkung gegenüber der NiO–Volumen–Néel–Temperatur lässt sich teilweise durch die kleine Schichtdicke des NiO erklären. Für größere CoO Schichtdicken ($[NiO(43\text{\AA})/CoO(29\text{\AA})]_{100}$) wurde zwar keine gemeinsame Néel–Temperatur gefunden, jedoch eine Erhöhung der CoO–Néel–Temperatur. Desweiteren lässt sich aus der Übereinstimmung des Kontrastes an den Co2p– und Ni2p–Absorptionskanten in den Domänenbildern schließen, dass die CoO Momente and die NiO–Momente koppeln. Das CoO übernimmt also die Domänenstruktur vom NiO. Ob die CoO Schicht die Spinstruktur innerhalb

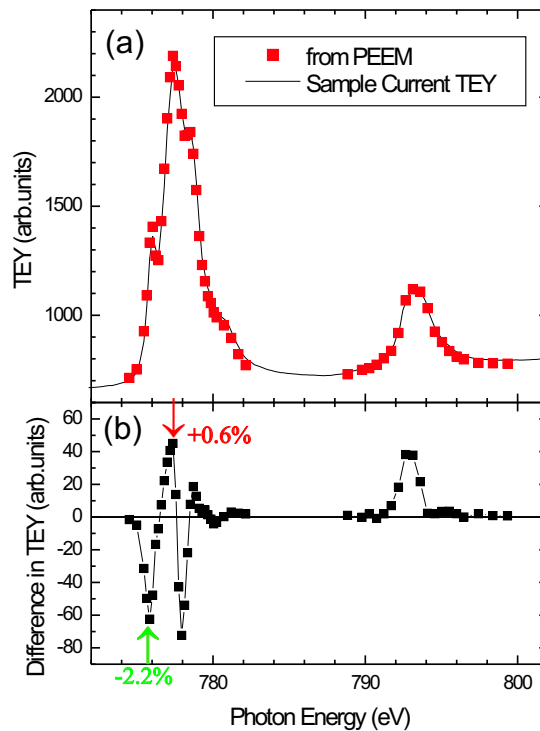


Abbildung 5.16: (a) Absorptionsspektrum und (b) Dichroismusspektrum von CoO . Gemessen wurde an einer (8ML) $\text{CoO}/\text{NiO}(100)$ -Probe. Bei dem Absorptionsspektrum werden Messpunkte vom PEEM mit TEY Messungen von dem Probenstrom verglichen.

der NiO Domänen beeinflusst, wie es bei Co/NiO beobachtet wurde [Ohl01a], kann aus der vorliegenden Messung nicht bestimmt werden. Aufnahmen mit naher UV-Anregung geben jedoch einen Hinweis darauf, dass tatsächlich eine Spinorientierung vorliegt (siehe Abschnitt 5.4.7).

Das in Abbildung 5.16 gezeigte Absorptionsspektrum zeigt keine ausgeprägten scharfen Strukturen. Vermutlich liegt dies an der Energieauflösung der Synchrotronstrahlung im Vergleich zur Aufspaltung der Strukturen. Eine andere Möglichkeit wäre eine schlechte Filmqualität. Dies ist aber recht unwahrscheinlich, da der Film unter UHV Bedingungen präpariert wurde. Für die Kontrastbilder wurden die ersten beiden sichtbaren Strukturen in der $\text{Co}2p_{3/2}$ Absorptionslinie verwendet, die in Abbildung 5.16(b) mit Pfeilen gekennzeichnet wurden. Diese Strukturen

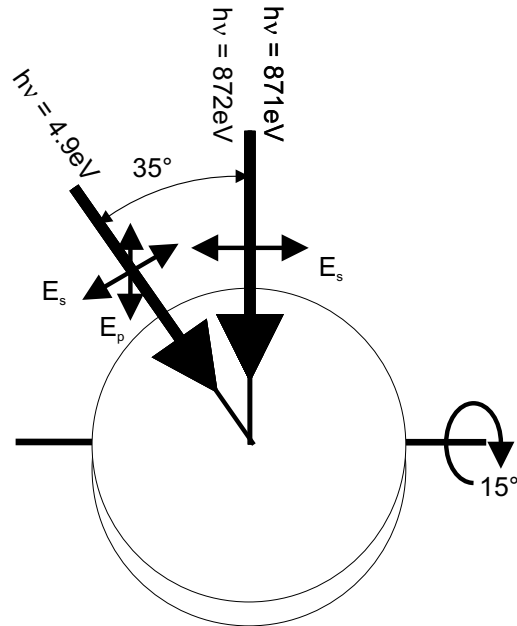


Abbildung 5.17: Experimentelle Geometrie für Bilder mit Synchrotronstrahlung und Lampe. Die Synchrotronstrahlung fällt in einen Winkel von 15° zur Oberfläche ein, die Strahlung der Hg-Lampe unter 12° . Während der Kontrast bei der Synchrotronstrahlung durch Variation der Photonenenergie gebildet wird, wird bei der Hg-Lampe der Kontrast durch Polarisationsvariation erzielt [Web01].

sind recht leicht zu finden, haben aber den Nachteil, dass sie ein Intensitätsverhältnis von 1:2 haben.

5.4.7 Bilder mit naher UV-Anregung

Trotz der gestiegenen Verfügbarkeit von Synchrotronstrahlungsquellen in den vergangenen Jahren, ist es von Interesse, einige der Abbildungen unabhängig von der Synchrotronstrahlung durchführen zu können. Zum Beispiel limitiert die chromatische Aberration der von Synchrotronstrahlung ausgelösten Sekundärelektronen die laterale Auflösung. Weiterhin ist die Synchrotronstrahlung meist nicht in beliebiger Polarisation verfügbar. Daher ist es wünschenswert, das PEEM mit Laborlichtquellen zu betreiben, die auch durch Dichroismus antiferromagnetische Abbildungen ermöglichen. Dieses Experiment wurde tatsächlich realisiert und wird in diesem Abschnitt dargelegt. Teile der hier gezeigten Messungen wurden bereits in [Web01] veröffentlicht.

NiO zeigt lineare Doppelbrechung bzw. linearen Dichroismus mit Licht im sichtbaren Bereich. Dies wurde für Abbildungen von Domänen in Transmissionmessungen ausgenutzt [Rot60], [Kon64], [Yam66c]. Es handelt sich dabei um ein zweiachsiges System. Das bedeutet, der dielektrische Tensor hat Hauptachsenform mit drei verschiedenen Hauptachsen. Die eine Hauptachse des dielektrischen Tensors liegt parallel zur Kontraktion des Kristalls in $[111]$ -Richtung. Die andere Hauptachse liegt entlang der Spinrichtung, d.h. in $[11\bar{2}]$ -Richtung, die dritte Hauptachse ist senkrecht zu den anderen orientiert ($[1\bar{1}0]$ -Richtung). Die Doppelbrechung im sichtbaren Bereich legt die Vermutung nahe, dass man auch im nahen UV-Bereich Doppelbrechung erwarten kann. Die Motivation, diese Messungen mit dem PEEM und nicht mit optisch abbildenden Verfahren auszuführen, ist im Vorteil der höhere Ortsauflösung des PEEM gegenüber den optisch abbildenden Verfahren begründet.

Um mit dem PEEM Aufnahmen zu machen, braucht man ionisierende Strahlung, d.h. die Photonenenergie muss größer als die Austrittsarbeit sein. Dies ist im nahen UV-Bereich erfüllt. Welche Mechanismen in diesem Wellenlängenbereich zur Doppelbrechung führen, kann nicht allein aus der Bestimmung des dielektrischen Tensors entschieden werden. Neben dem Dichroismus durch die Kristallverzerrung (Magnetostriktion), wie sie von dem sichtbaren Licht bekannt ist, könnte auch ein magnetischer Lineardichroismus auftreten, der von der $2p$ -Schwelle bekannt ist. Während der Dichroismus durch Magnetostriktion entlang der $[111]$ - und $[11\bar{2}]$ -Richtung auftreten kann, kann der magnetische Lineardichroismus nur die $[11\bar{2}]$ -Richtung als Hauptachse haben. Somit können sich beide Effekte überlagern und können im Experiment nicht voneinander getrennt werden. Nur theoretische Berechnungen können hier eine Antwort geben.

Die Geometrie für die Experimente in diesem Abschnitt ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Sie wurde so ausgelegt, dass die Probe abwechselnd mit Synchrotronstrahlung und Hg-Lampe beleuchtet werden konnte. Somit ist ein direkter Vergleich der Kontrastbilder mit Synchrotronstrahlung und Hg-Lampe möglich. Als Synchrotronstrahlungsquelle diente das Strahlrohr BW3 am HASYLAB. Dieses liefert s -polarisierte Strahlung. Als UV-Lichtquelle dient eine 100W-Quecksilberdampfampe (Oriol). Die UV-Strahlung wird mit einer Hg-Lampe durch ein Quarzglasfenster eingestrahlt. Das Licht der Hg-Lampe wird zunächst mit einem Kollimator parallelisiert. Ein MgF -Rochon-Prisma filtert den linear polarisierten Anteil heraus. Dabei müssen Intensitätseinbußen durch eine Reduzierung des Strahlquerschnitts von $\varnothing 30mm$ auf $\varnothing 10mm$ in Kauf genommen werden. Um eine möglichst hohe Strahlungsdichte am Probenort zu ermöglichen, befindet sich im Vakuum eine Linse, die eine 1:1-Abbildung der Hg-Lampe ermöglicht. Bei der Austrittsarbeit des NiO von $4.3eV$ [Kuh91] ist nur die $253.7nm$ -Linie

(4.887eV) des Hg -Spektrums von Interesse [Hak90]. Es wird somit mit monochromatischem Licht ionisiert. Das bedeutet, man kann nicht die Photonenenergie der UV-Lichtquelle wählen, sondern nur die Polarisierung.

In Abbildung 5.18 ist ein Vergleich von PEEM-Bildern gezeigt, die mit Synchrotronstrahlung und UV-Strahlung aufgenommen wurden. Die Probe wurde *ex situ* entlang einer $[100]$ -Richtung gespalten und anschließend gesputtert. Der abgebildete Bereich ist immer derselbe. Man erkennt sehr deutlich, dass die Abbildung, die mit UV-Licht gemacht wurde, ein sehr viel schärferes Bild liefert als die Aufnahme mit Synchrotronstrahlung. Die Erklärung ist recht einfach: Bei der Schwellenphotoemission (durch UV-Licht) haben die austretenden Elektronen eine sehr schmale Energieverteilung, während die Sekundärelektronen, die durch Folgeprozesse der durch Photoelektronen angeregten Auger-Prozesse entstehen, eine recht breite Energieverteilung haben. Eine breitere Energieverteilung hat jedoch achromatische Abbildungsfehler als Folge, so dass die Aufnahme mit Synchrotronlicht unschärfer wird. So kann man in Abbildung 5.18(b) Stufen- oder Bruchkanten in $[01\bar{1}]$ Richtung erkennen, die in Abbildung 5.18(a) nicht zu sehen sind. Die Kanten sind in der Aufnahme mit der Hg -Lampe aber auch deshalb besser zu sehen, weil die von der Hg -Lampe ausgelösten Elektronen deutlich langsamer sind als die von der Synchrotronstrahlung erzeugten Sekundärelektronen. Die langsamen Elektronen werden von den elektrischen Feldern an den Kanten sehr viel stärker abgelenkt.

Zur Kontrastbildung wurde für die Aufnahmen mit Synchrotronstrahlung das übliche Verfahren des Energieverschiebens benutzt. Bei der Hg -Lampe wurde der Kontrast durch zwei Aufnahmen mit s - und p -polarisiertem Licht erzeugt. Leider treten neben den gewünschten Effekten eine Reihe weiterer Effekte auf, die die Interpretation der Bilder erschwert. So ist beispielsweise die Elektronenausbeute bei p -Licht aufgrund der kleineren Reflektivität höher als bei s -Licht, so dass bei gleicher Belichtungszeit unterschiedliche Bildqualitäten durch unterschiedliches Rauschen erzielt werden. Desweiteren ist die Elektronenausbeute an Kanten oder Krümmeln auf der Probe für s - und p -Polarisation unterschiedlich. Somit bekommt man bei der Kontrastbildung, d.h. der Division der Bilder unterschiedlicher Polarisation, immer einen Kontrast topographischer Natur zu dem magnetischen hinzu.

Im wesentlichen zeigen die beiden Kontrastbilder (Abbildung 5.18(c),(d)) dieselbe Domänenstruktur. Bei einem genauen Vergleich zeigt sich jedoch, dass die Domänen in der Bildmitte nicht genau gleich sind. Dies liegt an dem unterschiedlichen Kontrastmechanismus. Dabei ist die Interpretation des Hg -Lampen-Kontrastbildes deutlich schwieriger, da einerseits zwei Polarisationen im Spiel sind, andererseits der Kontrastmechanismus noch nicht gänzlich verstanden ist.

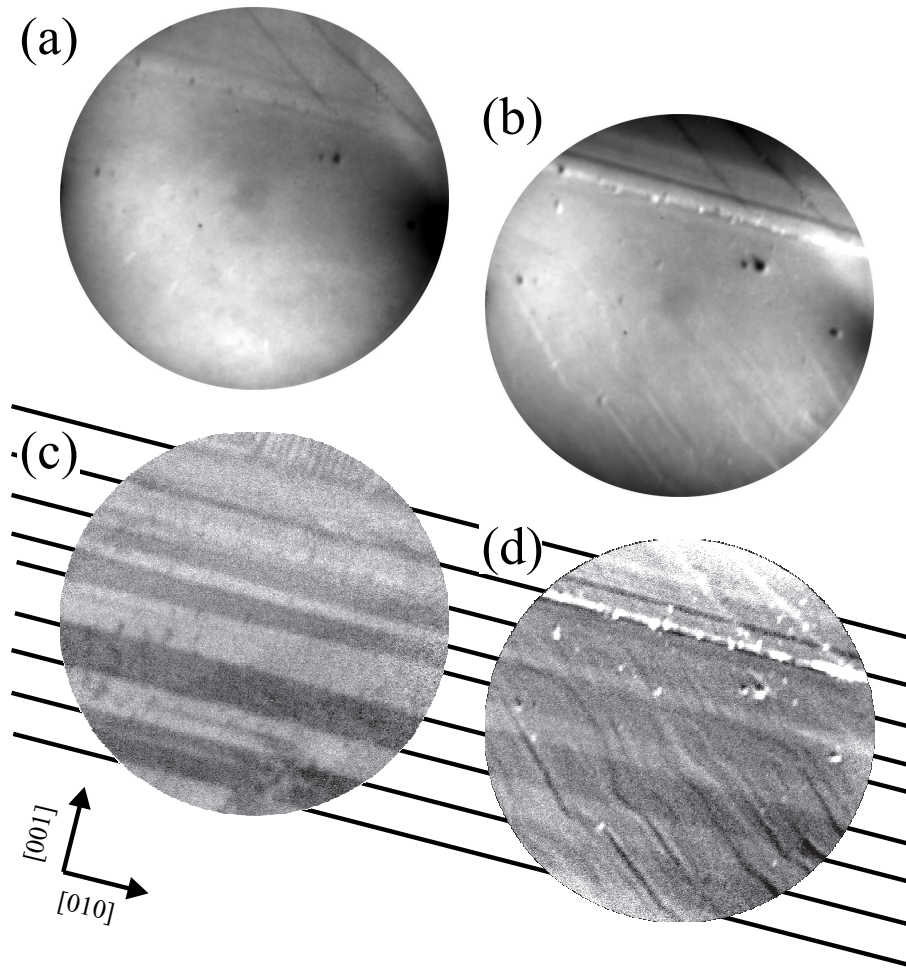


Abbildung 5.18: Vergleich von Aufnahmen mit Synchrotronstrahlung und Hg-Lampe an einer gesputterten $\text{NiO}(100)$ -Oberfläche. (a) Topologie mit Synchrotronstrahlung. (b) Topologie mit Hg-Lampe. (c) Kontrast mit Synchrotronstrahlung. (d) Kontrast mit Hg-Lampe. Das Gesichtsfeld eines Bildes beträgt etwa $300\mu\text{m}$. Zwischen (b) und (d) sind Hilfslinien zum besseren Vergleich der Kontraste eingezeichnet.

Abbildung 5.19 zeigt ein weiteres Beispiel für Aufnahmen mit Synchrotronstrahlung und Hg-Lampe. Die hier verwandte Probe wurde *in situ* gespalten und spä-

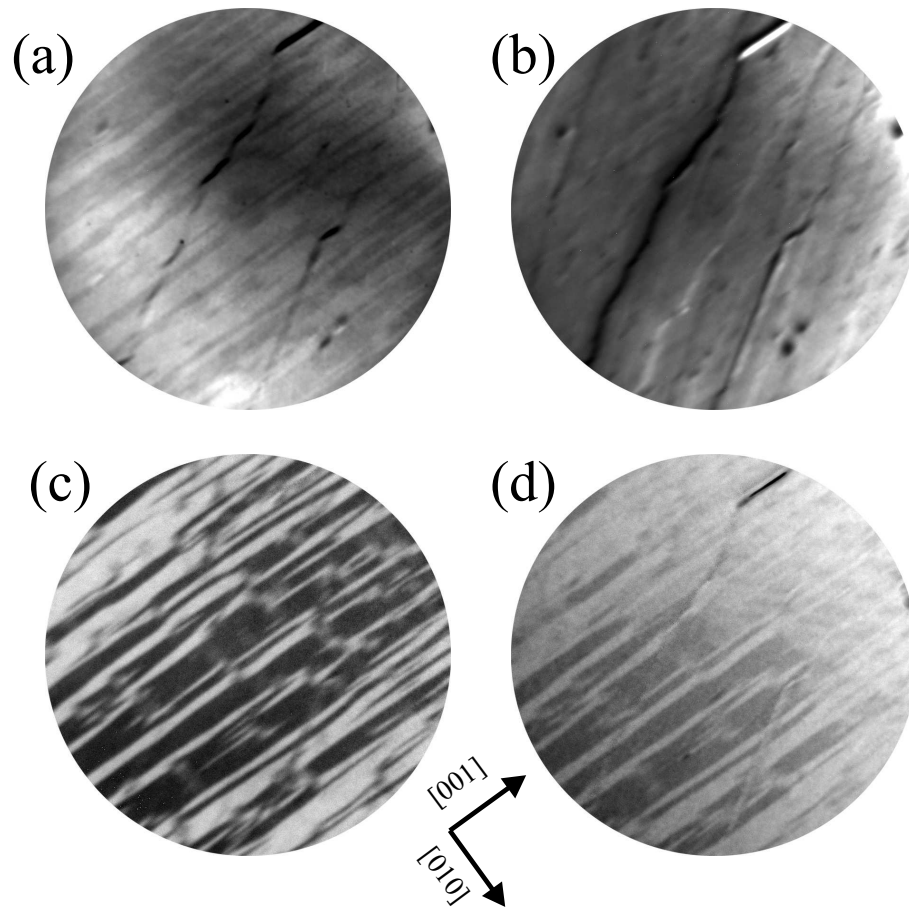


Abbildung 5.19: Vergleich von Aufnahmen mit Synchrotronstrahlung und Hg-Lampe an einer *in situ* gespaltenen $NiO(100)$ -Oberfläche, die anschließend mit 8ML CoO bedampft wurde. (a) Topologie mit Synchrotronstrahlung. (b) Topologie mit Hg-Lampe. (c) Kontrast mit Synchrotronstrahlung ($Ni2p_{1/2}$ -Absorptionskante). (d) Kontrast mit Hg-Lampe. Das Gesichtsfeld eines Bildes beträgt etwa $300\mu m$.

ter mit Kobalt in einer Sauerstoffatmosphäre bedampft. Die Aufdampftrate war 1ML/min bei einem Sauerstoffpartialdruck von $7 \times 10^{-7} hPa$. Es entstand dadurch eine Schicht von 3ML CoO . Auch hier ist das mit Hg-Lampe aufgenommene Bild schärfer. Da bei der Synchrotronstrahlung eine Energie an der $2p_{1/2}$ -Schwelle verwandt wurde, ist dem topografischen Kontrast in Abbildung 5.19(a) ein magne-

tischer überlagert. Auch in Abbildung 5.19(b) ist ein leichter magnetischer Kontrast auszumachen. In diesem Fall ist kein Unterschied bei den Kontrastbildern ersichtlich. Durch die zusätzliche Kobaltoxidschicht ist das System komplexer geworden. Mit der *s*-polarisierten Synchrotronstrahlung kann man einige Domärentypen nicht unterscheiden, weil nur die Projektion der Magnetisierung in die Oberfläche detektiert wird. Mit der Hg-Lampe sind diese jedoch unterscheidbar. Es ist nun sehr wahrscheinlich, dass es durch die aufgebrachte *CoO* Schicht zu einer Spinreorientierung im *NiO* kommt, wie es von *Co/NiO* bekannt ist [Ohl01a]. Dadurch wird die Anzahl der an der Oberfläche auftretenden Domänen reduziert. Nimmt man an, dass die Spins in die Oberfläche gedreht werden, sind Hg-Lampe und Synchrotronstrahlung auf dieselben Domänen sensitiv.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit werden magnetooptische Effekte an der $2p$ -Photoabsorptionskante untersucht und benutzt, um Aussagen über magnetische Eigenschaften von Einkristallen und epitaktischen Schichtsystemen zu machen. Dabei werden die Elementspezifität dieser Methode und die Größe der Effekte im Vergleich zum optischen Bereich ausgenutzt.

In Kapitel 1 wird eine knappe Einführung in den Magnetismus gegeben. Die verwendeten Apparaturen und Messmethoden, also das Reflektometer, das PEEM, etc., werden in Kapitel 2 behandelt.

In Kapitel 3 wird zunächst eine theoretische Beschreibung der magnetooptischen Effekte gegeben. Im Rahmen der klassischen Elektrodynamik wird das Reflexions- und Absorptionsverhalten von magnetischen Schichtsystemen ohne Näherungen beschrieben. Dies erfolgt mit der Wellengleichung für anisotrope Medien, die für ebene Wellen gelöst wird. Zum einen wird daraus die Absorptionskonstante bestimmt. Zum anderen wird unter Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingungen an den Grenzflächen des Schichtsystems die Reflektivität berechnet. Mit der verwendeten 4×4 -Matrixmethode können Schichtstrukturen beliebig vieler Schichten auf einfache Weise behandelt werden. Dies Verfahren wird für den T-MOKE vorgestellt. In Kapitel 4 wird diese Theorie den Eigenheiten der optischen Konstanten im weichen Röntgenbereich, nämlich $\chi \ll 1$, angepasst. Dadurch können einige Zusammenhänge der Reflektionsspektren einfach beschrieben werden. Im Fall des Lineardichroismus wird die Abhängigkeit der Absorptionskonstante von der Lichtpolarisation und dem Winkel zwischen Lichteinfall und Magnetisierung gezeigt.

Die in Kapitel 3 vorgestellte Reflexionstheorie wird in Kapitel 4 hauptsächlich auf Schichten und Schichtsysteme von Übergangsmetallen angewandt. Es wird

gezeigt, dass die Winkel- und Energieabhängigkeit vom Experiment in der Theorie reproduziert wird. Dabei spielen Interferenzeffekte zwischen den Schichten eine wichtige Rolle. Die Leistungsfähigkeit des T-XMOKE wird anhand einer Messung an einer monoatomaren Chromschicht demonstriert. Aus Absorptionsmessungen werden optische Konstanten unter Zuhilfenahme von Literaturdaten und KK-Transformationen gewonnen. Es ist jedoch nicht möglich, aus den gemessenen Reflektionsspektren die optischen Konstanten direkt zu ermitteln. Dies liegt zum einen an der Winkelungenauigkeit des Experiments, zum anderen wird die Reflektivität durch die Rauigkeit beeinflusst. Durch eine Verbesserung der Messungen und der theoretischen Modelle wird es in Zukunft vielleicht möglich sein, die optischen Konstanten direkt aus den Reflektionsmessungen zu bestimmen. Mit den Summenregeln könnten dann magnetische Momente berechnet werden. Ein wichtiger Vorteil von Reflektionsmessungen gegenüber XMCD-Messungen ist die größere Eindringtiefe. Da die meisten verfügbaren Synchrotronstrahlungsquellen linear polarisiertes Licht liefern, kann der T-XMOKE wesentlich leichter realisiert werden als der XMCD.

Zu einer Anwendung der Absorptionsberechnungen von Kapitel 3 kommt es in Kapitel 5, in dem XMLD-PEEM-Messungen vorgestellt werden. Damit läßt sich die Magnetisierungsrichtung der antiferromagnetischen Ordnung in *NiO* bestimmen. Somit wird gezeigt, welche Domänentypen auftreten. Eine Vielzahl von Domänenmustern wurde beobachtet. Erstmals wurden antiferromagnetische Domänenwände direkt sichtbar gemacht. Die gemessene Domänenwanddicke stimmt mit theoretischen Rechnungen überein. Temperaturabhängige Messungen des Domänenkontrastes von *NiO* haben eine Abweichung vom Volumenverhalten ergeben. Dies deutet auf einen Einfluss der Oberflächeneigenschaften hin, der sich über einige Atomlagen in den Festkörper hinein erstreckt. Ein weiteres interessantes Phänomen wurde bei einer wenige Atomlagen dicken *CoO* Schicht auf *NiO* beobachtet: Das *CoO* ordnet antiferromagnetisch bei Raumtemperatur, weil die Néel-Temperatur durch das *NiO* erhöht wird. Die Domänenstruktur des *CoO* wird vom *NiO* dominiert. Ein wichtiges Ergebnis ist der Befund, dass der AF-Kontrast auch in der Schwellenphotoemission zu sehen ist. Dies verspricht in Zukunft, Aufnahmen mit noch höherer Ortsauflösung der Domänen bzw. der Domänenwände zu erzielen.

Anhang A

4 × 4 Matrizen

A.1 Isotrope Medien

Sei $\epsilon = n^2$ die komplexe dielektrische Konstante eines isotropen Mediums, d.h. n ist der komplexe Brechungsindex. Mit dem Winkel streifenden Einfalls θ wird

$$\vec{\kappa} = \begin{bmatrix} \cos \theta \\ 0 \\ \kappa_z \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \overleftrightarrow{\epsilon} = \begin{bmatrix} n^2 & 0 & 0 \\ 0 & n^2 & 0 \\ 0 & 0 & n^2 \end{bmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

Eingesetzt in die Wellengleichung (3.21) erhält man

$$\begin{bmatrix} \kappa_{1,z} \\ \kappa_{2,z} \\ \kappa_{3,z} \\ \kappa_{4,z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{n^2 - \cos^2 \theta} \\ -\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta} \\ \sqrt{n^2 - \cos^2 \theta} \\ -\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.2})$$

$$\vec{p}_1 = \begin{bmatrix} -\frac{\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}}{n} \\ 0 \\ \frac{\cos \theta}{n} \end{bmatrix}, \quad \vec{p}_2 = \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}}{n} \\ 0 \\ \frac{\cos \theta}{n} \end{bmatrix}, \quad \vec{p}_3 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \vec{p}_4 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{q}_1 = \begin{bmatrix} 0 \\ -n \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \vec{q}_2 = \begin{bmatrix} 0 \\ -n \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \vec{q}_3 = \begin{bmatrix} -\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta} \\ 0 \\ \cos \theta \end{bmatrix}, \quad \vec{q}_4 = \begin{bmatrix} \sqrt{n^2 - \cos^2 \theta} \\ 0 \\ \cos \theta \end{bmatrix} \quad (\text{A.4})$$

Damit bekommt man die dynamische Matrix

$$\overleftrightarrow{D} = \begin{bmatrix} -\frac{\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}}{n} & \frac{\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}}{n} & 0 & 0 \\ -n & -n & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & -\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta} & \sqrt{n^2 - \cos^2 \theta} \end{bmatrix} \quad (\text{A.5})$$

und mit $k_0 t = \tau$ die Propagationsmatrix

$$\overset{\leftrightarrow}{P} = \begin{bmatrix} \exp[i\tau\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}] & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \exp[-i\tau\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}] & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \exp[i\tau\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}] & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \exp[-i\tau\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}] \end{bmatrix}. \quad (\text{A.6})$$

Die inverse dynamische Matrix ist gegeben durch

$$\overset{\leftrightarrow}{D}^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{-n}{2\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}} & \frac{-1}{2n} & 0 & 0 \\ \frac{n}{2\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}} & \frac{-1}{2n} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} & \frac{-1}{2\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}} \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2\sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}} \end{bmatrix} \quad (\text{A.7})$$

Um nicht allzu viele Matrizen zu haben, kann man nun eine Schicht als Kombination darstellen:

$${}^{\leftrightarrow\leftrightarrow\leftrightarrow-1}DPD = \begin{bmatrix} \cos[\tau\sqrt{n^2 - \cos^2\theta}] & \frac{\sqrt{n^2 - \cos^2\theta}}{n^2} i \sin[\tau\sqrt{n^2 - \cos^2\theta}] & 0 & 0 \\ \frac{n^2}{\sqrt{n^2 - \cos^2\theta}} i \sin[\tau\sqrt{n^2 - \cos^2\theta}] & \cos[\tau\sqrt{n^2 - \cos^2\theta}] & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos[\tau\sqrt{n^2 - \cos^2\theta}] & \frac{-1}{\sqrt{n^2 - \cos^2\theta}} i \sin[\tau\sqrt{n^2 - \cos^2\theta}] \\ 0 & 0 & \frac{\sqrt{n^2 - \cos^2\theta}}{-1} i \sin[\tau\sqrt{n^2 - \cos^2\theta}] & \cos[\tau\sqrt{n^2 - \cos^2\theta}] \end{bmatrix} \quad (\text{A.8})$$

Andererseits bietet es sich an, eine Grenzfläche zwischen zwei Medien mit Brechungsindex n_1 und n_2 zusammenzufassen zu:

$${}^{\leftrightarrow-1\leftrightarrow}D_{n_1}D_{n_2} = \begin{bmatrix} \frac{n_2}{2n_1} + \frac{n_1\sqrt{n_2^2 - \cos^2\theta}}{2n_2\sqrt{n_1^2 - \cos^2\theta}} & \frac{n_2}{2n_1} - \frac{n_1\sqrt{n_2^2 - \cos^2\theta}}{2n_2\sqrt{n_1^2 - \cos^2\theta}} & 0 & 0 \\ \frac{n_2}{2n_1} - \frac{n_1\sqrt{n_2^2 - \cos^2\theta}}{2n_2\sqrt{n_1^2 - \cos^2\theta}} & \frac{n_2}{2n_1} + \frac{n_1\sqrt{n_2^2 - \cos^2\theta}}{2n_2\sqrt{n_1^2 - \cos^2\theta}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} + \frac{\sqrt{n_2^2 - \cos^2\theta}}{2\sqrt{n_1^2 - \cos^2\theta}} & \frac{1}{2} - \frac{\sqrt{n_2^2 - \cos^2\theta}}{2\sqrt{n_1^2 - \cos^2\theta}} \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} - \frac{\sqrt{n_2^2 - \cos^2\theta}}{2\sqrt{n_1^2 - \cos^2\theta}} & \frac{1}{2} + \frac{\sqrt{n_2^2 - \cos^2\theta}}{2\sqrt{n_1^2 - \cos^2\theta}} \end{bmatrix} \quad (\text{A.9})$$

Hieraus kann man beispielsweise die Fresnelschen Gleichungen formulieren:

$$r_{pp} = \frac{M_{21}}{M_{11}} = \frac{n_2^2 \sqrt{n_1^2 - \cos^2 \theta} - n_1^2 \sqrt{n_2^2 - \cos^2 \theta}}{n_2^2 \sqrt{n_1^2 - \cos^2 \theta} + n_1^2 \sqrt{n_2^2 - \cos^2 \theta}} \quad (\text{A.10})$$

$$r_{ss} = \frac{M_{43}}{M_{33}} = \frac{\sqrt{n_1^2 - \cos^2 \theta} - \sqrt{n_2^2 - \cos^2 \theta}}{\sqrt{n_1^2 - \cos^2 \theta} + \sqrt{n_2^2 - \cos^2 \theta}} \quad (\text{A.11})$$

A.2 Vakuum

Das Vakuum entspricht einem isotropen Medium mit $n = 1$. Setzt man das in die oben hergeleiteten Formeln ein, so erhält man:

$$\overleftrightarrow{D}_{vac} = \begin{bmatrix} -\sin \theta & \sin \theta & 0 & 0 \\ -1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & -\sin \theta & \sin \theta \end{bmatrix}, \quad (\text{A.12})$$

$$\overleftrightarrow{P}_{vac} = \begin{bmatrix} \exp[i\tau \sin \theta] & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \exp[-i\tau \sin \theta] & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \exp[i\tau \sin \theta] & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \exp[-i\tau \sin \theta] \end{bmatrix}, \quad (\text{A.13})$$

$$\overleftrightarrow{D}_{vac}^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{-1}{2 \sin \theta} & \frac{-1}{2} & 0 & 0 \\ \frac{1}{2 \sin \theta} & \frac{-1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} & \frac{-1}{2 \sin \theta} \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2 \sin \theta} \end{bmatrix}. \quad (\text{A.14})$$

A.3 T-MOKE

Betrachtet man zunächst den allgemeinen Tensor für ferromagnetische Materialien und der Wellenvektor $\vec{\kappa}$, so werden für $\vec{m} = [0, \pm 1, 0]$ und dem Winkel streifenden Einfalls θ :

$$\vec{\kappa} = \begin{bmatrix} \cos \theta \\ 0 \\ \kappa_z \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \overleftrightarrow{\epsilon}_{trans} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & \mp \epsilon_{xy} \\ 0 & \epsilon_{zz} & 0 \\ \pm \epsilon_{xy} & 0 & \epsilon_{xx} \end{bmatrix}. \quad (\text{A.15})$$

Eingesetzt in die Wellengleichung (3.21) erhält man

$$\begin{bmatrix} \kappa_{1,z} \\ \kappa_{2,z} \\ \kappa_{3,z} \\ \kappa_{4,z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\epsilon_{xx} + \frac{\epsilon_{xy}^2}{\epsilon_{xx}} - \cos^2 \theta} \\ -\sqrt{\epsilon_{xx} + \frac{\epsilon_{xy}^2}{\epsilon_{xx}} - \cos^2 \theta} \\ \sqrt{\epsilon_{zz} - \cos^2 \theta} \\ -\sqrt{\epsilon_{zz} - \cos^2 \theta} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.16})$$

$$\vec{p}_1 = N1' \begin{bmatrix} \pm\epsilon_{xy} - \cos\theta \sqrt{\epsilon_{xx} + \frac{\epsilon_{xy}^2}{\epsilon_{xx}} - \cos^2\theta} \\ 0 \\ -\frac{\epsilon_{xy}^2}{\epsilon_{xx}} + \cos^2\theta \end{bmatrix}, \quad (\text{A.17})$$

$$\vec{p}_2 = N2' \begin{bmatrix} \pm\epsilon_{xy} + \cos\theta \sqrt{\epsilon_{xx} + \frac{\epsilon_{xy}^2}{\epsilon_{xx}} - \cos^2\theta} \\ 0 \\ -\frac{\epsilon_{xy}^2}{\epsilon_{xx}} + \cos^2\theta \end{bmatrix}, \quad (\text{A.18})$$

$$\vec{p}_3 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \vec{p}_4 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.19})$$

Dabei sind $N1'$ und $N2'$ Normierungskonstanten. Man kann hier einen komplexen Brechungsindex n_{\parallel} für $\vec{E} \parallel \vec{m}$ und n_{\perp} für $\vec{E} \perp \vec{m}$ definieren, da diese komplexen Brechungsindizes nicht von θ_0 abhängen. Es ist

$$n_{\perp} = \sqrt{\frac{\vec{\kappa}_1^T \vec{\kappa}_1}{\kappa_1}} = \sqrt{\epsilon_{xx} + \epsilon_{xy}^2/\epsilon_{xx}}, \quad (\text{A.20})$$

$$n_{\parallel} = \sqrt{\frac{\vec{\kappa}_3^T \vec{\kappa}_3}{\kappa_3}} = \sqrt{\epsilon_{zz}}. \quad (\text{A.21})$$

In den meisten Fällen kann man sich aber auf den dielektrische Tensor für ferromagnetische Materialien (3.25) beschränken. Dann werden für $\epsilon = \epsilon_{xx} = \epsilon_{zz}$ und $\epsilon_{xy} = \epsilon_{FM}$:

$$\vec{\kappa} = \begin{bmatrix} \cos\theta \\ 0 \\ \kappa_z \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{\epsilon}_{trans} = \begin{bmatrix} \epsilon & 0 & \mp\epsilon_{FM} \\ 0 & \epsilon & 0 \\ \pm\epsilon_{FM} & 0 & \epsilon \end{bmatrix}. \quad (\text{A.22})$$

Eingesetzt in die Wellengleichung (3.21) erhält man

$$\begin{bmatrix} \kappa_{1,z} \\ \kappa_{2,z} \\ \kappa_{3,z} \\ \kappa_{4,z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\epsilon + \frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} - \cos^2\theta} \\ -\sqrt{\epsilon + \frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} - \cos^2\theta} \\ \sqrt{\epsilon - \cos^2\theta} \\ -\sqrt{\epsilon - \cos^2\theta} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.23})$$

$$\vec{p}_1 = N1 \begin{bmatrix} \pm\epsilon_{FM} - \cos\theta \sqrt{\epsilon + \frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} - \cos^2\theta} \\ 0 \\ -\frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} + \cos^2\theta \end{bmatrix}, \quad (\text{A.24})$$

$$\vec{p}_2 = N2 \begin{bmatrix} \pm\epsilon_{FM} + \cos\theta \sqrt{\epsilon + \frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} - \cos^2\theta} \\ 0 \\ -\frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} + \cos^2\theta \end{bmatrix}, \quad (\text{A.25})$$

$$\vec{p}_3 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \vec{p}_4 = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.26})$$

$$\vec{q}_1 = N1 \begin{bmatrix} 0 \\ -\epsilon \cos \theta \pm \epsilon_{FM} \sqrt{\epsilon + \frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} - \cos^2 \theta} \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.27})$$

$$\vec{q}_2 = N2 \begin{bmatrix} 0 \\ -\epsilon \cos \theta \mp \epsilon_{FM} \sqrt{\epsilon + \frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} - \cos^2 \theta} \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.28})$$

$$\vec{q}_3 = \begin{bmatrix} -\sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \\ 0 \\ \cos \theta \end{bmatrix}, \quad \vec{q}_4 = \begin{bmatrix} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \\ 0 \\ \cos \theta \end{bmatrix}. \quad (\text{A.29})$$

Dabei sind $N1$ und $N2$ Normierungskonstanten. Es ist hier sinnvoll, einen komplexen Brechungsindex zu definieren, und zwar n_p für p -polarisiertes Licht und n_s für s -polarisiertes Licht, da diese komplexen Brechungsindizes richtungsunabhängig sind. Es ist

$$n_p = \sqrt{\vec{\kappa}_1^T \vec{\kappa}_1} = \sqrt{\epsilon + \epsilon_{FM}^2 / \epsilon}, \quad (\text{A.30})$$

$$n_s = \sqrt{\vec{\kappa}_3^T \vec{\kappa}_3} = \sqrt{\epsilon}. \quad (\text{A.31})$$

Damit bekommt man die dynamische Matrix

$$\vec{D} = \begin{bmatrix} N1 (\pm \epsilon_{FM} - \cos \theta \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \theta}) & N2 (\pm \epsilon_{FM} + \cos \theta \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \theta}) & 0 & 0 \\ N1 (-\epsilon \cos \theta \pm \epsilon_{FM} \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \theta}) & N2 (-\epsilon \cos \theta \mp \epsilon_{FM} \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \theta}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & -\sqrt{n_s^2 - \cos^2 \theta} & \sqrt{n_s^2 - \cos^2 \theta} \end{bmatrix} \quad (\text{A.32})$$

und mit $k_0 t = \tau$ die Propagationsmatrix

$$\vec{P} = \begin{bmatrix} \exp[i\tau \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \theta}] & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \exp[-i\tau \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \theta}] & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \exp[i\tau \sqrt{n_s^2 - \cos^2 \theta}] & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \exp[-i\tau \sqrt{n_s^2 - \cos^2 \theta}] \end{bmatrix}. \quad (\text{A.33})$$

Die inverse dynamische Matrix ist gegeben durch

$$\vec{D}^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{1}{N1} \frac{1}{2} \frac{-\epsilon \cos \theta \mp \epsilon_{FM} \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \theta}}{(\epsilon \cos^2 \theta - \epsilon_{FM}^2) \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \theta}} & \frac{1}{N1} \frac{1}{2} \frac{\mp \epsilon_{FM} - \cos \theta \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \theta}}{(\epsilon \cos^2 \theta - \epsilon_{FM}^2) \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \theta}} & 0 & 0 \\ \frac{1}{N2} \frac{1}{2} \frac{\epsilon \cos \theta \mp \epsilon_{FM} \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \theta}}{(\epsilon \cos^2 \theta - \epsilon_{FM}^2) \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \theta}} & \frac{1}{N2} \frac{1}{2} \frac{\pm \epsilon_{FM} - \cos \theta \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \theta}}{(\epsilon \cos^2 \theta - \epsilon_{FM}^2) \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \theta}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} \frac{-1}{2\sqrt{n_s^2 - \cos^2 \theta}} & \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} \frac{1}{2\sqrt{n_s^2 - \cos^2 \theta}} & \end{bmatrix} \quad (\text{A.34})$$

A.4 L-MOKE

Der dielektrische Tensor für ferromagnetische Materialien (3.25) und der Wellenvektor \vec{k} werden für $\vec{m} = [\pm 1, 0, 0]$, $\epsilon = \epsilon_{zz}$, $\epsilon_{xy} = \epsilon_{FM}$ und dem Winkel streifenden Einfalls θ :

$$\vec{k} = \begin{bmatrix} \cos \theta \\ 0 \\ \kappa_z \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \overleftrightarrow{\epsilon}_{trans} = \begin{bmatrix} \epsilon & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon & \pm \epsilon_{FM} \\ 0 & \mp \epsilon_{FM} & \epsilon \end{bmatrix}. \quad (\text{A.35})$$

Eingesetzt in die Wellengleichung (3.21) erhält man

$$\begin{bmatrix} \kappa_{1,z} \\ \kappa_{2,z} \\ \kappa_{3,z} \\ \kappa_{4,z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} \pm \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\frac{1}{4} \frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} - \cos^2 \theta}} \\ -\sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} \pm \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\frac{1}{4} \frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} - \cos^2 \theta}} \\ \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} \mp \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\frac{1}{4} \frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} - \cos^2 \theta}} \\ -\sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} \mp \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\frac{1}{4} \frac{\epsilon_{FM}^2}{\epsilon} - \cos^2 \theta}} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.36})$$

A.5 P-MOKE

Der dielektrische Tensor für ferromagnetische Materialien (3.25) und der Wellenvektor \vec{k} werden für $\vec{m} = [0, 0, \pm 1]$, $\epsilon = \epsilon_{zz}$, $\epsilon_{xy} = \epsilon_{FM}$ und dem Winkel streifenden Einfalls θ :

$$\vec{k} = \begin{bmatrix} \cos \theta \\ 0 \\ \kappa_z \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \overleftrightarrow{\epsilon}_{trans} = \begin{bmatrix} \epsilon & \pm \epsilon_{FM} & 0 \\ \mp \epsilon_{FM} & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{bmatrix}. \quad (\text{A.37})$$

Eingesetzt in die Wellengleichung (3.21) erhält man

$$\begin{bmatrix} \kappa_{1,z} \\ \kappa_{2,z} \\ \kappa_{3,z} \\ \kappa_{4,z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \\ -\sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \\ \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \\ -\sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.38})$$

$$\vec{p}_1 = N1 \begin{bmatrix} -i \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \\ \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \\ \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \cos \theta (\mp \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} + i \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}) \end{bmatrix}, \quad (\text{A.39})$$

$$\vec{p}_2 = N1 \begin{bmatrix} i \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \\ - \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \\ \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \cos \theta (\mp \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} + i \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}) \end{bmatrix}, \quad (\text{A.40})$$

$$\vec{p}_3 = N3 \begin{bmatrix} i \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \\ \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \\ \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \cos \theta (\mp \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} - i \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}) \end{bmatrix}, \quad (\text{A.41})$$

$$\vec{p}_4 = N3 \begin{bmatrix} -i \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \\ - \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \\ \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \cos \theta (\mp \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} - i \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}) \end{bmatrix}, \quad (\text{A.42})$$

$$\vec{q}_1 = N1 \begin{bmatrix} -(\epsilon - \cos^2 \theta \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}) \\ \pm \epsilon_{FM} - i \sqrt{\epsilon} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \\ \cos \theta \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.43})$$

$$\vec{q}_2 = N1 \begin{bmatrix} -(\epsilon - \cos^2 \theta \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}) \\ \pm \epsilon_{FM} - i \sqrt{\epsilon} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \\ - \cos \theta \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.44})$$

$$\vec{q}_3 = N3 \begin{bmatrix} -(\epsilon - \cos^2 \theta \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}) \\ \pm \epsilon_{FM} + i \sqrt{\epsilon} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \\ \cos \theta \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.45})$$

$$\vec{q}_4 = N3 \begin{bmatrix} -(\epsilon - \cos^2 \theta \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}) \\ \pm \epsilon_{FM} + i \sqrt{\epsilon} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \\ - \cos \theta \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \end{bmatrix}. \quad (\text{A.46})$$

Dabei sind $N1$ und $N3$ Normierungskonstanten. Ist speziell $\theta_0 = \pi/2$, so hat $\vec{\kappa}$ nur noch die κ_z -Komponente. Man kann nun den magnetisierungsabhängigen Brechungsindex n_{\pm} definieren

$$n_+ = \sqrt{\vec{\kappa}_1^T \vec{\kappa}_1} = \sqrt{\epsilon_{xx} + i\epsilon_{xy}} = \sqrt{\epsilon + i\epsilon_{FM}}, \quad (\text{A.47})$$

$$n_- = \sqrt{\vec{\kappa}_3^T \vec{\kappa}_3} = \sqrt{\epsilon_{xx} - i\epsilon_{xy}} = \sqrt{\epsilon - i\epsilon_{FM}}, \quad (\text{A.48})$$

wobei $\epsilon_{xx}, \epsilon_{xy}$ für den allgemeinen Fall (3.23) und $\epsilon_{xx} = \epsilon, \epsilon_{xy} = \epsilon_{FM}$ für den dielektrische Tensor für ferromagnetische Materialien nach (3.25) gilt.

Damit bekommt man die dynamische Matrix

$$\vec{D} = \begin{bmatrix} N1 \left(-i \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \right) & N1 \left(i \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \right) & \dots \\ N1 \left(\pm \epsilon_{FM} - i \sqrt{\epsilon} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \right) & N1 \left(\pm \epsilon_{FM} - i \sqrt{\epsilon} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \right) & \dots \\ N1 \left(\sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \right) & N1 \left(-\sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \right) & \dots \\ N1 \left(-(\epsilon - \cos^2 \theta) \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \right) & N1 \left(-(\epsilon - \cos^2 \theta) \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \right) & \dots \\ \dots & \dots & \dots \\ N3 \left(i \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \right) & N3 \left(-i \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \right) & \dots \\ N3 \left(\pm \epsilon_{FM} + i \sqrt{\epsilon} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \right) & N3 \left(\pm \epsilon_{FM} + i \sqrt{\epsilon} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \right) & \dots \\ N3 \left(\sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \right) & N3 \left(-\sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \right) & \dots \\ N3 \left(-(\epsilon - \cos^2 \theta) \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \right) & N3 \left(-(\epsilon - \cos^2 \theta) \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta} \right) & \dots \end{bmatrix} \quad (\text{A.49})$$

und mit $k_0 t = \tau$ die Propagationsmatrix

$$\vec{P} = \begin{bmatrix} \exp[i\tau \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}}] & 0 & \dots \\ 0 & \exp[-i\tau \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \pm i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}}] & \dots \\ 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & \dots \\ \dots & \dots & \dots \\ \dots \exp[i\tau \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}}] & 0 & \dots \\ 0 & \exp[-i\tau \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta \mp i \frac{\epsilon_{FM}}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}}] & \dots \end{bmatrix}. \quad (\text{A.50})$$

Anhang B

Der komplexe $\overset{\leftrightarrow}{\chi}$ -Tensor für Cr

Die komplexen Elemente sind wie beim Eisen hergeleitet worden.

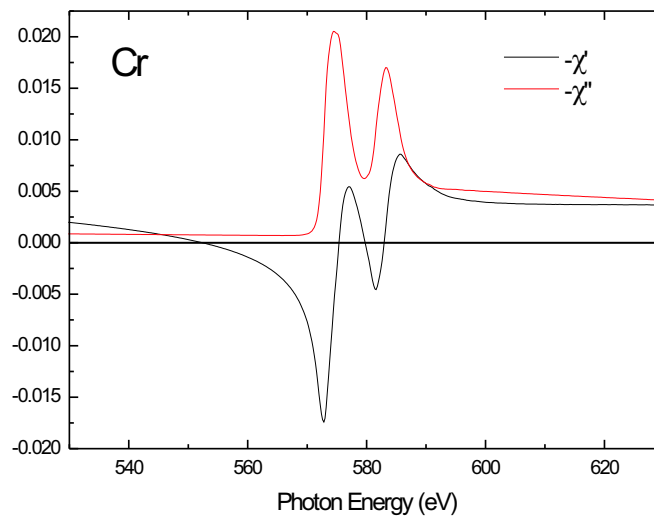


Abbildung B.1: Diagonalelement des komplexen $\overset{\leftrightarrow}{\chi}$ -Tensors. Genau genommen kommt man in diesem Fall mit einem Skalar aus. Es ist $\chi = \chi' + i\chi''$.

Literaturverzeichnis

- [Ald95] D. Alders, J. Vogel, C. Levelut, S.D. Peacor, T. Hibma, M. Sacchi, L.H. Tjeng, C.T. Chen, G. van der Laan, B.T. Thole, G.A. Sawatzky. *Magnetic X-ray Dichroism Study of the Nearest-Neighbor Spin-Spin Correlation Function and Long-Range Magnetic Order Parameter in Antiferromagnetic NiO*, Europhys. Lett. **32**, 259 (1995).
- [Ald98] D. Alders, L.H. Tjeng, F.C. Voigt, T. Hibma, G.A. Sawatzky, C.T. Chen, J. Vogel, M. Sacchi, S. Iacobucci. *Temperature and thickness dependence of magnetic moments in NiO epitaxial films*, Phys. Rev. B **57**, 11623 (1998).
- [Als] Advanced Light Source, Lawrence Berkeley National Laboratory, MS 6-2100, Berkeley, CA 94720, USA.
- [And99] S. Anders, H.A. Padmore, R.M. Duarte, T. Renner, T. Stammler, A. Scholl, M.R. Scheinfein, J. Stöhr, L. Séve, B. Sinkovic. *Photoemission electron microscope for the study of magnetic materials*, Rev. Sci. Instrum. **79**, 3973 (1999).
- [Azz77] R.M.A. Azzam and N.M. Bashara. *Ellipsometry and Polarized Light*, (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1977).
- [Bai88] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, B. Greuzet, A. Friederich, J. Chazelas. *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices* Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [Bau94] E. Bauer. *Low electron microscopy*, Rep. Prog. Phys. **57**, 895 (1994).
- [Bes] Berliner Elektronenspeicherring–Gesellschaft für Synchrotronstrahlung mbH, Albert–Einstein–Str. 15, 12489 Berlin, Deutschland.
- [Bin89] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn. *Enhanced magnetoresistance in layered structures with antiferromagnetic interlayer exchange* Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).

- [Bjö95] O. Björneholm, F. Federmann, C. Larsson, U. Hahn, A. Rieck, S. Kakar, T. Möller. *Performance of the extreme ultraviolet high resolution undulator beamline BW3 at Hasylab: First results and time-of-flight spectroscopy*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 1732 (1995).
- [Ble95] C. Blesseing. *Optische Eigenschaften von MgO im Bereich weicher Röntgenstrahlung*, Dissertation, (Hamburg 1995)
- [Bor93] J.A. Borchers, M.J. Carey, R.W. Erwin, C.F. Majkrzak, A.E. Berkowitz. *Spatially Modulated Antiferromagnetic Order in CoO/NiO Superlattices*, Phys. Rev. Lett. **70**, 1878 (1993).
- [Bor72] M. Born. *Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie*, 3. Auflage, (Springer-Verlag, Berlin, 1972).
- [Car91] M.J. Carey, F.E. Spada, A.E. Berkowitz, W. Cao, G. Thomas. *Preparation and structural characterization of sputtered CoO, NiO and Ni_{0.5}Co_{0.5} = thin epitaxial films*, J. Mater. Res. **6**, 2680 (1991).
- [Car93] P. Carra, B.T. Thole, M. Altarelli, X. Wang. *X-ray circular dichroism and local magnetic fields*, Phys. Rev. Lett. **70**, 694 (1993).
- [Coe00] J.M.D. Coey, Stephen Cass. *Magnetic water treatment*, J. Magn. Magn. Mater. **209**, 71 (2000).
- [Cow81] R.D. Cowan. *The theory of atomic structure and spectra*, (University California Press, Berkeley, 1981).
- [Dig90] W. Digel (Hg.). *Meyers Großes Taschenlexikon* in 24 Bänden, 3. Aufl. (Brockhaus, Mannheim 1990).
- [Ert85] G. Ertel, J. Küppers. *Low Energy Electrons and Surface Chemistry*, (VCH-Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1985).
- [Fan69] U. Fano. *Phys. Rev. Spin Orientation of Photoelectrons Ejected by Circularly Polarized Light*, **178**, 131 (1969).
- [For99] Forschungszentrum Jülich GmbH, Institut für Festkörperforschung, *Magnetische Schichtsysteme*, Schriften des Forschungszentrums Jülich, Materie und Material/ Matter and Materials, Band 2, ISBN 3-89336-235-5 (1999).
- [Faß95] J. Faßbänder, U. May, B. Schirmer, R.M. Jungblut, B. Hillebrands, G. Güntherodt. *Oscillatory Surface In-Plane Lattice Spacing during Groth of Co and of Cu on a Cu(001) Single Crystal*, Phys.Rev. Lett. **75**, 4476 (1995).

- [Fow75] G.R. Fowles. *Introduction to Modern Optics*, (Holt, Rinehart and Winston, New York, 1975)
- [Fre68] M.J. Freiser. *A Survey of Magneto-optic Effects*, IEEE Trans. Magn. **4**, 152 (1968).
- [Ger88] R. Germar, W. Dürr, J.W. Krewer, D. Pescia, W. Gudat. *Layer-by-Layer Growth of Metal Overlayers*, Appl. Phys. A **47**, 393 (1988).
- [Goe88] J.B. Goedkoop, B.T. Thole, G. van der Laan, G.A. Sawatzky, F.M.F. de Groot, J.C. Fuggle. *Calculations of magnetic x-ray dichroism in the 3d absorption spectra of rare-earth compounds*, Phys. Rev. B **37**, 2086 (1988).
- [Gon81] L. González, R. Miranda, M. Salmerón, J.A. Vergés, F. Ynduráin. *Experimental and theoretical study of Co adsorbed at the surface of Cu: Reconstructions, charge-density waves, surface magnetism, and oxygen adsorption*, Phys. Rev. B **24**, 3245 (1981).
- [Gre50] S. Greenwald, J.S. Smart. *Deformations in the Crystal Structures of Anti-ferromagnetic Compounds*, Nature, Lond. **166**, 523 (1950).
- [Grü86] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, C.H. Sowers. *Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers* Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986).
- [Gud72] W. Gudat, C. Kunz. *Close Similarity between Photoelectric Yield and Photoabsorption Spectra in the Soft-X-Ray Range*, Phys. Rev. Lett. **29**, 169 (1972).
- [Gul96] E. M. Gullickson, R. Korde, L. R. Canfield, and R. E. Vest. *Stable silicon photodiodes for absolute intensity measurements in the VUV and soft X-ray regions*, J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. **80**, 313 (1996).
- [Hak90] H. Haken, H.C. Wolf. *Atom- und Quantenphysik. Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. 4. Aufl. (Springer Verlag, Berlin, 1990).
- [Has] Hamburger Synchrotronstrahlungslabor, HASYLAB at DESY, Notkestr. 85, D-22603 Hamburg, Deutschland.
- [Hec89] E. Hecht. *Optik*, (Addison-Wesley, Bonn, 1989).

- [Hei96] K.R. Heim and M.R. Scheinfein. *An alternative approach for magneto-optic calculations involving layered media*, J. Magn. Magn. Mater. **154**, 141 (1996).
- [Hen91] M. Henzler, W. Göpel. *Oberflächenphysik des Festkörpers*, (Teubner, Stuttgart, 1991).
- [Hen93] B.L. Henke, E.M. Gullikson, and J.C. Davis. Atomic Data and Nuclear Data Tables *X-Ray Interactions*, **54**, 181 (1993).
- [Her78] D. Herrmann–Ronzaud, P. Burlet, J. Rossat–Mignod. *Equivalent type-II magnetic structures: CoO, a collinear antiferromagnet*, J. Phys. C **11**, 2123 (1978).
- [Hil92] F.U. Hillebrecht, Ch. Roth, R. Jungblut, E. Kisker, A. Bringer. *Antiferromagnetic Coupling of a Cr Overlay to Fe(100)*, Europhys. Lett. **19**, 711 (1992).
- [Hil01] F.U. Hillebrecht, H. Ohldag, N.B. Weber, C. Bethke, U. Mick, M. Weiss and J. Bahrdt. *Magnetic Moments at the Surface of Antiferromagnetic NiO(100)*, Phys. Rev. Lett. **86**, 3419 (2001).
- [Hub74] A. Hubert. *Theorie der Domänenwände in geordneten Medien*, (Springer-Verlag, Berlin, 1974).
- [Hub99] A. Hubert, R. Schäfer. *Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures*, (Springer-Verlag, Berlin, 1999).
- [Hüf92] S. Hüfner, P. Steiner, I. Sander, F. Reinert, H. Schmitt. *The optical gap of NiO*, Z. Phys. B - Condensed Matter **86**, 207 (1992).
- [Int] International Radiation Detectors, 2545 W, 237th St., Unit I, Torrance, CA 90505-5229, USA.
- [Jac75] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*, (Wiley, New York, 1975).
- [Jon86] B.T. Jonker, K.-H. Walker, E. Kisker, G.A. Prinz, C. Carbone. *Spin-Polarized Photoemission Study of Epitaxial Fe(001) Films on Ag(001)*, Phys. Rev. Lett. **57**, 142 (1986).
- [Jun91] R. Jungblut, Ch. Roth, F.U. Hillebrecht, E. Kisker. *Magnetic properties of Cr overlayers on Fe (invited)*, J. Appl. Phys. **70**, 5923 (1991).
- [Kao90] C. Kao, J.B. Hastings, E.D. Johnson, D.P. Siddons, G.C. Smith, G.A. Prinz. *Magnetic–Resonance Exchange Scattering at the Iron L_{II} and L_{II} Edges*, Phys. Rev. Lett. **65**, 373 (1990).

- [Kle69] W. Kleen und R. Müller. *Laser*, (Springer-Verlag, Berlin, 1969).
- [Kna97] D. Knabben, Th. Koop, H.A. Dürr, F.U. Hillebrecht, G. van der Laan. *Cr magnetic moments in Fe-Cr layered structures*, J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. **86**, 201 (1997).
- [Kna00] D. Knabben, *Magnetisch sensitive Rumpfniveauspektroskopie an dünnen Schichten, Schichtsystemen und Nanostrukturen*, Dissertation, (Düsseldorf, 2000).
- [Kne62] E. Kneller. *Ferromagnetismus*, (Springer-Verlag, Berlin, 1962).
- [Kom85] H. Komatsu, M. Ishigame. *Visualization of antiferromagnetic domain structures on as-grown NiO crystals by optical methods*, J. Mater. Sci. **20**, 4027 (1985).
- [Kon64] H. Kondoh and T. Takeda. *Observation of Antiferromagnetic Domains in Nickel Oxide*, J. Phys. Soc. Japan **19**, 2041 (1964).
- [Kra92] P. Krams, F. Lauks, R.L. Stamps, B. Hillebrands, G. Güntherodt. *Magnetic Anisotropies of Ultrathin Co(001) Films on Cu(001)*, Phys. Rev. Lett. **21**, 3674 (1992).
- [Kuh91] H. Kuhlenbeck, G. Odörfer, R. Jaeger, G. Illing, M. Menges, Th. Mull, H.-J. Freund, M. Pölchen, V. Staemmler, S. Witzel, C. Scharfschwerdt, K. Wennemann, T. Liedtke, M. Neumann. *Molecular adsorption on oxide surfaces: Electronic structure and orientation of NO on NiO(100)/Ni(100) and on NiO(100) as determined from electron spectroscopies and ab initio cluster calculations*, Phys. Rev. B **43**, 1969 (1991).
- [Kui93] P. Kuiper, B.G. Searle, P. Rudolf, L.H. Tjeng, C.T. Chen. *X-Ray Magnetic Dichroism of Antiferromagnet Fe₂O₃: The Orientation of Magnetic Moments Observed by Fe 2p X-Ray Absorption Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **70**, 1549 (1993).
- [vdLaa99] G. van der Laan. *Study of antiferromagnetic NiO using grazing incidence reflectivity and soft X-ray absorption*, J. Magn. Magn. Mater. **192**, 297 (1999).
- [Lan67] L.D. Landau und E.M. Lifschitz. *Elektrodynamik der Kontinua*, (Akademie-Verlag, Berlin, 1967).

- [Lar94] C. Larsson, A. Beutler, O. Björneholm, F. Federmann, U. Hahn, A. Rieck, S. Verbin, T. Möller. *First results from the high-resolution XUV undulator beamline BW3 at HASYLAB*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **337**, 603 (1994).
- [Mer01] H.-C. Mertins, F. Schäfers, A. Gaupp, W. Gudat. *Faraday-Effekt mit weicher Röntgenstrahlung*, Phys. Bl. **57**(1), 53 (2001).
- [Mer01a] H.-Ch. Mertins, P.M. Oppeneer, J. Kuneš, A. Gaupp, D. Abramsohn, F. Schäfers. *Observation of the X-Ray Magneto-Optical Voigt Effect*, Phys. Rev. Lett. **87**, 047401 (2001).
- [Mer01b] H.-Ch. Mertins, F. Schäfers, A. Gaupp. *Soft-X-ray magneto-optical Faraday effect on Fe and Co films*, Europhys. Lett. **55**, 125 (2001).
- [deMig89] J.J. de Miguel, A. Cebollada, J.M. Gallego, S. Ferrer, R. Miranda, C.M. Schneider, P. Bressler, J. Garbe, K. Bethke, J. Kirschner. *Characterization of the growth processes and magnetic properties of thin ferromagnetic cobalt films on Cu(100)*, Surf. Sci. **211/212**, 732 (1989).
- [Mus82] R.G. Musket, W. McLean, C.A. Colmenares, D.M. Makowiecki, W.J. Siekhaus. *Preparation of atomically clean surfaces of selected elements: A review*, Applications of Surface Science **10**, 143 (1982).
- [Nie93] H. Niedrig (Hg.). *Optik*, Band 3, 9. Auflage, aus *Bergmann Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik*, (Walter de Gruyter, Berlin, 1993).
- [Nol00] F. Nolting, A. Scholl, J. Stöhr, J.W. Seo, J. Fompeyrine, H. Siegwart, J.-P. Locquet, S. Anders, J. Lüning, E.E. Fullerton, M.F. Toney, M.R. Scheinfein, H.A. Padmore. *Direct observation of the alignment of ferromagnetic spins by antiferromagnetic spins*, Nature (London) **405**, 767 (2000).
- [Ohl96] H. Ohldag. *private communication*
- [Ohl00] H. Ohldag, N. Weber, C. Bethke, U. Mick, F.U. Hillebrecht. *Imaging of Antiferromagnetic Domains by Linear Magnetic Dichroism in Photoemission Microscopy of NiO(100)*, Synch. Rad. News **13**(6), 25, cover page(2000).
- [Ohl01a] H. Ohldag, A. Scholl, F. Nolting, S. Anders, F. U. Hillebrecht, and J. Stöhr. *Spin Reorientation at the Antiferromagnetic NiO(001) Surface in Response to an Adjacent Ferromagnet*, Phys Rev. Lett. **86**, 2878 (2001).

- [Rem89] G.F. Rempfer, O.H. Griffith. *The resolution of photoelectron microscopes with UV, x-ray, and synchrotron excitation sources*, Ultramicroscopy **27**, 273 (1989).
- [Roo43] H.P. Rooksby. *Structure of Nickel Oxide*, Nature, Lond. **152**, 304 (1943).
- [Roo48] H.P. Rooksby. *A note on the structure of nickel oxide at subnormal and elevated temperatures*, Acta Crystallographica **1**, 226 (1948).
- [Rot58] W.L. Roth. *Multispin Axis Structures for Antiferromagnets*, Phys. Rev. **111**, 772 (1958).
- [Rot58a] W.L. Roth. *Magnetic Structures of MnO, FeO, CoO and NiO*, Phys. Rev. **110**, 1333 (1958).
- [Rot60] W.L. Roth. *Neutron and Optical Studies of Domains in NiO*, J. Appl. Phys. **31**, 2000 (1960).
- [Sac98] M. Sacchi, C.F. Hague, L. Pasquali, A. Mirone, J.-M. Mariot, P. Isberg, E.M. Gullikson, J.H. Underwood. *Optical Constants of Ferromagnetic Iron via 2p Resonant Magnetic Scattering*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1521 (1998).
- [Saw97] K.J.S. Sawhney, F. Senf, M. Scheer, F. Schäfers, J. Bahrtdt, A. Gaupp, W. Gudat. *A novel undulator-based PGM beamline for circularly polarised synchrotron radiation at BESSY II*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **390**, 395 (1997).
- [Sch90a] C.M. Schneider, P. Bressler, P. Schuster, J. Kirschner, J.J. de Miguel and R. Miranda. *Curie temperature of ultrathin films of fcc-cobalt epitaxially grown on atomically flat Cu(100) surfaces*, Phys. Rev. Lett. **64**, 1059 (1990).
- [Sch90b] G. Schütz. *Zirkular polarisierte Röntgenstrahlung - eine neue Sonde zum Studium des Magnetismus*, Phys. Bl. **46**(12), 475 (1990).
- [Sch92] A.K. Schmid, J. Kirschner. *In situ observation of epitaxial growth of Co thin films on Cu(100)*, Ultramicroscopy **42-44**, 483 (1992).
- [Sch99] M.M. Schwickert, G.Y. Guo, M.A. Tomaz, W.L. O'Brien, G.R. Harp. *X-ray magnetic linear dichroism in absorption at the L edge of metallic Co, Fe, Cr, and V*, Phys. Rev. B **58**, R4289 (1999).
- [Sch00] M.-A. Schröder. *Magnetische Kerr-Effekte im VUV an Eisen und Eisen-systemen*, Dissertation, (Hamburg, 2000).

- [She90] Z. X. Shen, J.W. Allen, P.A.P. Lindberg, D.S. Dessau, B.O. Wells, A. Borg, W. Ellis, J.S. Kang, S. J. Oh, I. Lindau, W.E. Spicer. *Photoemission study of CoO*, Phys. Rev. B **42**, 1817 (1990).
- [Shull51] C.G. Shull, W.A. Strauser, E.O. Wollan. *Neutron Diffraction by Paramagnetic and Antiferromagnetic Substances*, Phys. Rev. **83**, 333 (1951).
- [Sla60] G.L. Slack. *Crystallography and Domain Walls in Antiferromagnetic NiO Crystals*, J. Appl. Phys. **31**, 1571 (1960).
- [Sob79] I.I. Sobelman. *Atomic Spectra and Radiative Transition*, (Springer-Verlag, Berlin, 1979).
- [Spa98] D. Spanke, V. Solinus, D. Knabben, F.U. Hillebrecht. *Evidence for in-plane antiferromagnetic domains in ultrathin NiO films*, Phys. Rev. B **58**, 5201 (1998).
- [Sta] Staib Instrumente GmbH, Hagenaustr. 22, 85416 Langenbach, Deutschland.
- [Stö99] J. Stöhr, A. Scholl, T.J. Regan, S. Anders, J. Lüning, M.R. Scheinfein, H.A. Padmore and R.L. White. *Images of the Antiferromagnetic Structure of a NiO(100) Surface by means of X-Ray Magnetic Linear Dichroism Spectromicroscopy*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1862 (1999).
- [Stö01] J. Stöhr. *private communication*
- [Tho85] B.T. Thole, G. van der Laan, G.A. Sawatzky. *Strong Magnetic Dichroism Predicted in the $M_{4,5}$ X-Ray Absorption Spectra of Magnetic Rare-Earth Materials*, Phys. Rev. Lett. **55**, 2086 (1985).
- [Tho92] B.T. Thole, P. Carra, F. Sette, G. van der Laan. *X-ray circular dichroism as a probe of orbital magnetization*, Phys. Rev. Lett. **68**, 1943 (1992).
- [Tol56] J. Toll. *Causality and the Dispersion Relation: Logical Foundations*, Phys. Rev. **104**, 1760 (1956).
- [Tom50] N.C. Tombs, H.P. Rooksby. *Structure of Monoxides of some Transition Elements at Low Temperatures*, Nature, Lond. **165**, 442 (1950).
- [Vee95] M.A. van Veenendaal, D. Alders, G.A. Sawatzky. *Influence of superexchange on Ni2p x-ray-absorption spectroscopy in NiO*, Phys. Rev. B **51**, 13966 (1995).

- [Wag97] K. Wagner, N. Weber, H.-J. Elmers, U. Gradmann. *Magnetization of free Fe(110) surfaces from thin film magnetometry*, J. Magn. Magn. Mater. **167**, 21 (1997).
- [Wat97] R.N. Watts, S. Liang, Z.H. Levine, T.B. Lucatorto, F. Polack, M.R. Scheinfein. *A transmission x-ray microscope based on secondary-electron imaging*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 3464 (1997).
- [Web99] N. Weber, C. Bethke, and F. U. Hillebrecht. *Transverse magneto-optical Kerr effect at the 2p threshold of 3d magnets*, J. Appl. Phys. **85**, 4946 (1999).
- [Web01] N. Weber, C. Bethke, and F. U. Hillebrecht. *Imaging of antiferromagnetic domains at the NiO(100) surface by linear dichroism in near UV photoemission microscopy*, J. Magn. Magn. Mater. **226-230**, 1573 (2001).
- [Wil96] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, (Teubner, Stuttgart, 1996).
- [Win81] G. Winkler. *Magnetic Garnets*, (Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1981).
- [Wol71] T. Wolfram, R.E. DeWames, W.F. Hall and P.W. Palmberg. *Surface magnetisation near the critical temperature and the temperature dependence of magnetic-electron scattering from NiO*, Surf. Sci. **28**, 45 (1971).
- [Yam63] T. Yamada. *Antiferromagnetic Domain Walls in Nickel Oxide*, J. Phys. Soc. Japan **18**, 520 (1963).
- [Yam66a] T. Yamada. *Spin Configuration in Antiferromagnetic Domain Walls of the NiO-Type Crystals*, J. Phys. Soc. Japan **21**, 650 (1966).
- [Yam66b] T. Yamada. *Magnetic Anisotropy, Magnetostriction, and Magnetic Domain Walls in NiO. I. Theory*, J. Phys. Soc. Japan **21**, 664 (1966).
- [Yam66c] T. Yamada. S. Saito, Y. Shimomura, *Magnetic Anisotropy, Magnetostriction, and Magnetic Domain Walls in NiO. II. Theory*, J. Phys. Soc. Japan **21**, 672 (1966).
- [Yeh80] P. Yeh. *Optics of anisotropic layered media: A new 4 × 4 matrix algebra*, Surf. Sci. **96**, 41 (1980).
- [Yeh88] P. Yeh. *Optical Waves in Layered Media*, (Wiley, New York, 1988).

- [Zan82] A. Zangwill (Hg.). *Physics at Surfaces*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1988).

Epilog

An dieser Stelle findet man üblicherweise eine Danksagung. Da ich mich aber über die Konventionen einer handelsüblichen Danksagung hinwegsetzen möchte, möchte ich diesen Text auch nicht so benennen. Ich beanspruche daher auch nicht, die Stärken und Schwächen aller Menschen, die mich während des Lebensabschnitts in Düsseldorf begleitet haben, vollständig erfasst zu haben. Ich bitte jene Leute um Verzeihung, die ich nicht namentlich erwähnt habe. Auch ihnen ist meine Dankbarkeit genauso sicher wie den hier erwähnten.

Eigentlich gibt es zwei Gründe, warum ich nach Düsseldorf gegangen bin: Ich wollte zu meiner Frau in das Ruhrgebiet nachfolgen, und Herr Gradmann empfahl mir den dort “aufgehenden Stern”, Herrn Hillebrecht. Der dritte Grund ist, dass Herr Hillebrecht und Herr Kisker mich dann auch eingestellt haben. Damit war ich Mitglied der Synchrotron–Gemeinde. Messungen und Konferenzen in aller Welt folgten. Beides kann man unter dem Strich als durchaus erfolgreich werten, was nicht zuletzt der Aufgabenausrichtung von Herrn Hillebrecht zuzuordnen ist.

Als ich zu meiner ersten Messzeit nach Hamburg mitfuhr, war ich doch zunächst recht enttäuscht. Hatte ich immer ein wie die Mondlandung bis ins Detail vorbereitetes Experiment erwartet, so fand ich eine Gruppe von Forschern vor, die genauso arbeiteten, wie ich es sonst im Labor gewohnt war, nur viel länger. Hier wurde mir auch klar, dass das weit verbreitete Vorurteil, Physiker könnten nicht im Team arbeiten, vollkommen unbegründet ist. Arbeiten am Synchrotron war Teamarbeit. Zu den Teamkollegen gehörten: Der schon oben erwähnte F.U. Hillebrecht. Mit Dieter Knabben teilte ich mir in der ersten Zeit einen Rechner. Das bedeutete, dass Rechenzeit immer ein knappes Gut war. Mit Dietmar Spanke war ich nur einmal messen. Als Mitglied der PEEM–Gruppe gehörte er eher zur Konkurrenz der Spin–PES–Gruppe. Genauso Volker Solinus, man musste eigentlich keine Sorge haben, dass seine Interessen unberücksichtigt blieben, denn dem konnte er vehement entgegenwirken. Bei Computerfragen konnte er stets mit Fachkompetenz weiterhelfen. Über die Jahre ist mir Cersten Bethke treu geblieben. Obwohl wir nie dasselbe Büro hatten, hatten wir doch ein sehr enges Verhältnis, was vor allem

bei den Messzeiten im wörtlichen Sinn eng war. Glücklicherweise hat es nie einen Streit über die Aufteilung der Messdaten gegeben. Dafür ist vermutlich Hendrik Ohldag mitverantwortlich, von dem ich die PEEM-Gruppe geerbt hatte, die nicht unerheblich zu der Arbeit beitrug. Wir haben immer gerne zusammen gemessen. Uwe Mick wird mir trotz seines geringen Interesses an MOKE in Erinnerung bleiben. Schließlich war er bei der einen oder anderen Messzeit dabei. Genauso Michael Wahlers alias Rio, dessen fachliche Computerberatung ich zwar in der Sache schätzte, mir aber die Fachgespräche mangels Fachkenntnis meinerseits lieber erspart hätte. Zwar zunächst nicht am Synchrotron, sondern mit mir zusammen auf der zweiten Etage war noch Claus Pastor, der sich hin und wieder im Labor am PEEM betätigte. Zum Endspurt seiner Diplomarbeit ist er dann doch noch mal mit zum Synchrotron gekommen. Die gute Zusammenarbeit mit Herrn Gjungjek-Schützek, Mechanik und Elektronik, wäre noch besser gewesen, wenn er einen eigenen Internetzugang gehabt hätte.

Natürlicherweise war der Kontakt zur Belegschaft der ersten Etage aus geographischen Gründen nicht so stark wie der mit der von der zweiten Etage. Trotzdem hat Michael Möller mir in angenehmer Weise das ein oder andere an seiner Anlage erklärt. Mit Boris Raab konnte ich mich gut über Probleme der T-MOKE unterhalten. Rainer Schellenberg hatte mich mit seinem Poster auf der DPG-Tagung 1997 stark beeindruckt, ein weiterer Grund nach Düsseldorf zu kommen. Alberto Perez-Perez sowie Helmut Meiners werden mir immer als ruhige Kollegen in Erinnerung bleiben. Wegen Volker Bokatius musste ich mir Sonntags stets die Fußballergebnisse anschauen. Aber auch sonst wurde man immer auf dem Laufenden gehalten. Bärbel Fromme verdanke ich nicht nur den NiO-Kristall, sondern auch einen guten Teil der Literatur darüber. In vielen Gesprächen mit ihr wurde mir etwas davon dann auch verständlich.

Bewegen wir uns nun auf die Etage O0. Dort regierte Herr Frahm und seine Doktoranden/Diplomanden. Seine großzügige und freundliche Art habe ich, besonders bei feierlichen Anlässen, sehr geschätzt. Auch war es immer ein Erlebnis, wenn er uns in Hamburg an der *beam line* besuchte. Wenn ich an Frau Hildegard Hammer denke, muss ich immer an Bestellungen oder Personalverwaltung denken. Dabei konnten wir uns auch ganz gut über Physik unterhalten. Die feinmechanische Werkstatt, besetzt von Stefan Manderla und Claudius Mörle, konnte stets durch Nussecken "bestochen" werden. Der Erfolg war dann, dass man noch freundlicher bedient wurde.

Mit den Kollegen der "*Hamburg Outstation*", Jan Friedrich und Marc-Andras Schroeder, hatte ich viele anregende Diskussionen über den T-XMOKE. Die dabei entwickelten Ideen sind dann auch in die Arbeit eingeflossen.

Nicht unerwähnt dürfen die vielen *beam line* Betreuer aller Synchrotrons bleiben. In der Regel waren sie nett und hilfsbereit, was ein angenehmes Arbeiten garantierte.

Sehr lehrreich war für mich eine Reise zu Dr. Sjuts. Seine These, dass ein Problem fast immer auf mehreren Fehlern beruht, ist schon sprichwörtlich geworden. Freundlicherweise und zum Vorteil des Portemonnaies eines armen Studenten hat er auf das Fass Bier verzichtet.

Frau Giesen bin ich sehr dankbar, das Koreferat zu übernehmen zu haben. Wegen ihre Erfahrung mit dem PEEM ist sie dafür prädestiniert. Die unkomplizierte Zusammenarbeit an ihrem PEEM war ebenfalls sehr erfreulich. Ebenso danke ich Herrn Oepen, sich die Zeit für das Gutachten genommen zu haben. Seine faire und nette Art weiß ich zu schätzen.

Besonders glücklich bin ich, dass ich von Freunden und Kollegen viele hilfreiche Tips für das Textverarbeitungsprogramm erhalten habe. Trotzdem hat das Abfassen der Arbeit in der vorliegenden Form mich doch einige Mühe gekostet. Und sicher ist sie noch nicht ganz perfekt ...

Positiv überrascht war ich von der Geduld meiner Frau. Auch die Eltern und Schwiegereltern haben sich letztlich in Zurückhaltung mit der Frage "Was macht denn die Arbeit?" geübt. Große Anerkennung.