

Einfluss lateraler Oberflächenstrukturen auf die Eigenschaften von Fe \ Cr - Schichtsystemen

Diplomarbeit in Physik

von

Nicole Ziegenhagen

vorgelegt der
Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch - Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im August 2002

angefertigt am

**Institut für Festkörperforschung
Forschungszentrum Jülich GmbH**

Prof. Dr. Th. Brückel

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	3
2.1 Magnetismus der 3d Übergangsmetalle	3
2.2 Magnetische Zwischenschichtkopplung	4
2.2.1 Phänomenologische Beschreibung	4
2.2.2 Theorie der Zwischenschichtkopplung	5
3. Experimentelle Einrichtungen und Methoden zur Probenpräparation	7
3.1 Molekularstrahlepitaxie (MBE)	7
3.1.1 Schwingquarzmethode zur Bestimmung der Aufdampftrate	8
3.2 Strukturierung	9
3.2.1 Belackung	9
3.2.2 Belichtung	10
3.2.2.1 UV-Lithographie	10
3.2.2.2 Elektronenstrahlolithographie mit dem Philips EBPG – 5	10
3.2.3 Ionenstrahlätzen mit der Oxford Ionfab IBE	13
4. Experimentelle Einrichtungen und Methoden zur Probencharakterisierung	14
4.1 Beugung niederenergetischer Elektronen (LEED)	14
4.2 Magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE)	15
4.3 Rasterelektronenmikroskopie	17
4.3.1 Wechselwirkung zwischen Elektronenstrahl und Probenmaterie	18
4.3.2 Kontrastentstehung	19
4.3.3 Auflösungsgrenze	19
4.3.4 Strahlkontamination	20
4.4 Röntgenreflektometrie	20
4.4.1 Grundlagen	20
4.4.2 Diffuse Streuung	24
4.4.3 Der Messplatz C1 am Hasylab	27
4.4.4 Das Röntgenreflektometer D8 Advance von Bruker AXS	28
4.5 Neutronenreflektometrie mit Polarisationsanalyse	29
4.5.1 Grundlagen	29
4.5.2 Das Neutronenreflektometer HADAS im ELLA des FZ Jülich	33
5. Epitaktische Fe / Cr / Fe – Schichtsysteme	35
5.1 Probenpräparation	35
5.1.1 Substratvorbereitung	35
5.1.2 Ag- Puffer und erste Fe-Schicht für magnetische Schichtsysteme	36
5.1.3 Herausforderungen bei der Strukturierung	39
5.2 Fe/Cr –Mehrfachschichten	42
5.2.1 Kontrastvariation am CEMO	45
5.3 Fe/Cr –Mehrfachschichten mit lateral strukturierter Oberfläche	48

6. Magnetische Eigenschaften in Abhängigkeit von der Oberflächenbeschaffenheit	54
6.1 Die unstrukturierte Probe	54
6.2 Die strukturierte Probe	60
7. Zusammenfassung und Ausblick	72
Literaturverzeichnis	73
Anhang A : Polarisierte Neutronenreflektivität – alle HADAS – Messungen	
Anhang B : Versuche zur Anpassung der diffusen Streuung	
Anhang C : Quelltext des Programms smooth.pas	
Anhang D : Werte für Simulation der unstrukturierten Probe im Sättigungsfeld	

1. Einleitung

Magnetische Kopplungsphänomene in Systemen aus ferromagnetischen dünnen Schichten und nicht ferromagnetischen Zwischenschichten wurden bereits in den sechziger und frühen siebziger Jahren des letzten Jahrhunderts untersucht. Als man jedoch erkannte, dass die beobachtete Kopplung hauptsächlich über ferromagnetische Brücken stattfand, die eine Folge der unzureichenden Präparationsbedingungen waren, wurde die Forschung auf diesem Gebiet zunächst wieder eingestellt.

Mit dem Voranschreiten der zur Präparation dünner Schichten benötigten Technik wurde die Herstellung von hochreinen epitaktischen Schichtsystemen mit definierten Eigenschaften möglich.

In den 1980er Jahren wurde die antiferromagnetische Kopplung ferromagnetischer Schichten entdeckt und 1988 dann am antiferromagnetisch gekoppelten System Fe/Cr/Fe der Riesenmagnetowiderstandseffekt, der den magnetischen Schichtsystemen ein breites Anwendungsfeld erschlossen hat [1,2]. Relativ früh wurde auch klar, dass die magnetischen Eigenschaften der Schichtsysteme empfindlich von der Morphologie der Grenzfläche abhängen.

In der vorliegenden Arbeit wird nun untersucht, inwieweit eine nanostrukturierte Oberfläche die magnetischen Eigenschaften eines Fe/Cr/Fe – Vielfachschichtsystems beeinflussen kann. Die magnetischen Eigenschaften in Dünnschichtsystemen werden neben den Kopplungsphänomenen stark von Anisotropien beeinflusst, die in einkristallinen Schichten von den Achsen leichter Magnetisierung bestimmt werden, in dünnen Schichten allgemein aber auch von der Tatsache, dass es energetisch günstiger ist, wenn sich keine Nettomagnetisierung senkrecht zur Schichtebene einstellt. Ist das System nicht gesättigt, bilden sich magnetische Domänen. Deren Entwicklung in einem strukturierten System mit der in einem System mit einer glatten Oberfläche zu vergleichen, kann Aufschluss darüber geben, inwieweit ein äußeres Feld möglicherweise benutzt werden kann, um gezielt die Magnetisierungsrichtungen in den Domänen zu schalten, indem man die Streifenstrukturen als eine Art Schalter benutzt, den man mit dem äußeren Feld bedient.

Hierzu wurde zunächst ein Fe/Cr/Fe – Vielfachschichtsystem auf einem GaAs-Substrat in einer MBE- Anlage präpariert. Die Oberfläche wurde dann mit Streifen der Periode 1 μm versehen. Strukturierte und unstrukturierte Proben wurden u.a. mit Röntgenstreuung unter streifendem Einfall und dem Magneto- optischen Kerr-Effekt strukturell und magnetisch charakterisiert. Es wurde auch eine umfangreiche Messreihe mit Neutronenstreuexperimenten durchgeführt. Insbesondere kann aus den vorliegenden Daten ermittelt werden, wie sich die magnetischen Domänen in den Proben in äußeren Magnetfeldern verhalten, und welchen Einfluss die Oberflächenstruktur auf die Eigenschaften dieses Systems hat.

Auch die Frage, inwieweit sich die Nanostrukturen in ihrer Magnetisierung gegenseitig beeinflussen, ist wegen der immer weiter fortschreitenden Miniaturisierung von Interesse, insbesondere für die Entwicklung permanenter Arbeitsspeichermodule (sog. MRAMs).



Abb. 1.1 : REM – Aufnahme einer nanostrukturierten Probe (Oberfläche, unter einem Winkel von 60 °)

2. Grundlagen

2.1 Magnetismus der 3d Übergangsmetalle

Eisen, Kobalt und Nickel sind die klassischen Vertreter des Bandmagnetismus. Sie sind im Gegensatz zu anderen Übergangsmetallen ferromagnetisch. Die Träger des Magnetismus sind die 3d-Elektronen. Da die 3d- Elektronenschale nur teilweise besetzt ist, ergeben sich nach der Hundschen Regel für die atomaren magnetischen Momente Werte von $4 \mu_B$ (Fe), $3 \mu_B$ (Co) und $2 \mu_B$ (Ni). Die tatsächlich auftretenden Momente liegen bei $2,2 \mu_B$ (Fe), $1,7 \mu_B$ (Co) und $0,6 \mu_B$ (Ni) (bei $T=0$ K). Die Ursache für dieses Verhalten lässt sich nur mit Hilfe der elektronischen Bandstruktur verstehen.

Der Magnetismus in diesen Metallen beruht prinzipiell auf der Konkurrenz zwischen Austauschwechselwirkung und kinetischer Energie der Elektronen und kann im Rahmen des Stoner-Modells beschrieben werden. Die Austauschenergie, die rein quantenmechanischer Natur ist, kommt durch die Korrelation von Elektronen mit gleicher Spinorientierung zustande. Da diese sich aufgrund des Pauli-Prinzips nicht zu nahe kommen dürfen, ist die Dichte von weiteren Elektronen mit gleicher Spinorientierung in der direkten Umgebung eines Elektrons reduziert. Dies ist mit einem Absenken der Coulombenergie und einem Gewinn an Austauschenergie verbunden.

Gleichzeitig erhöht sich jedoch die kinetische Energie, da die k-Zustände nicht mehr doppelt besetzt werden können: das Volumen der Fermikugel für die Elektronen mit Majoritätsspin vergrößert sich.

Handelt es sich bei dem betrachteten System um delokalisierte Elektronen, so kann der Gewinn an Austauschenergie die Zunahme an kinetischer Energie nicht kompensieren (zum Beispiel beim freien Elektronengas). Es zeigt sich daher, dass für die Existenz eines magnetisch geordneten Zustandes bei den 3d-Metallen zusätzlich noch der Grad der Lokalisierung der Leitungselektronen verantwortlich ist. Weitere Details sind in [5,6] nachzulesen.

Ändert sich die Magnetisierungsdichte $m(\mathbf{r})$ wellenartig im Raum, so handelt es sich um ein antiferromagnetisches Material, dessen über den Raum integrierte Gesamtmagnetisierung verschwindet. Oszilliert die Magnetisierung beispielsweise nur entlang einer kubischen Achse, so besitzt die magnetische Einheitszelle einen Gitterparameter von $a = \frac{2\pi}{q}$, wobei q den Betrag des magnetischen

Ausbreitungsvektors darstellt. Die magnetische Struktur setzt sich z.B. aus ferromagnetischen Schichten zusammen, deren Magnetisierungen von einer Schicht zur nächsten einen Winkel von 180° einschließen. Der Abstand dieser Schichten entspricht dann dem halben Gitterparameter der magnetischen Einheitszelle.

2.2 Magnetische Zwischenschichtkopplung

Wechselwirken zwei ferromagnetische Schichten miteinander, die durch eine nicht ferromagnetische Zwischenschicht getrennt sind, so spricht man von magnetischer Zwischenschichtkopplung.

Die geometrischen Eigenschaften der Mehrschicht (Dichte, Abfolge der Materialien, Rauigkeit der Grenzflächen) und vor allem die elektronische Struktur des Zwischenschichtmaterials entscheiden über das Kopplungsverhalten zwischen den ferromagnetischen Schichten.

Bei den 3d-Übergangsmetallen und Legierungen kommt die Kopplung an der Grenzfläche durch die direkte magnetische Austauschwechselwirkung nächster Nachbarzustände (Überlapp der Wellenfunktionen) zustande. Falls die Zwischenschicht metallisch ist, kommen noch zusätzliche indirekte Wechselwirkungen (RKKY- Wechselwirkung) durch die Metallelektronen hinzu. Experimentell hat man bei den magnetischen Übergangsmetallen vier Kopplungsarten gefunden :

a) Ferromagnetische Kopplung

Die Magnetisierungen der ferromagnetischen Schichten schließen ohne Einwirkung eines äußeren Feldes einen Winkel von 0° ein.

b) Antiferromagnetische Kopplung

Der bevorzugte Winkel zwischen den Magnetisierungsrichtungen beträgt 180° .

c) 90° - Kopplung

Der Winkel beträgt 90° .

d) Der Zwischenwinkel ist beliebig groß, z. B. bei Fe – Mn – Fe 130°

Ist die Anisotropie in den Schichten genügend klein, sorgt die Kopplung für die Ausrichtung der magnetischen Momente, falls kein äußeres Feld anliegt. Eine Überlagerung der verschiedenen Kopplungsarten lässt sich ebenfalls beobachten und sorgt für Zwischenwerte bezüglich des von der Magnetisierung eingeschlossenen Winkels.

2.2.1 Phänomenologische Beschreibung

Der folgende Ausdruck stellt eine phänomenologische Beschreibung der Zwischenschichtkopplungsenergie dar :

$$E_{\text{Kopplung}} = -J_1 \frac{\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2}{|\mathbf{M}_1| \cdot |\mathbf{M}_2|} - J_2 \left(\frac{\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2}{|\mathbf{M}_1| \cdot |\mathbf{M}_2|} \right)^2 = J_1 \cos(\Delta\varphi) - J_2 (\cos(\Delta\varphi))^2 \quad (1)$$

E_{Kopplung}	Zwischenschichtkopplungsenergie
$\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$	Magnetisierungsvektoren der ferromagnetischen Lagen
$\Delta\varphi$	Winkel zwischen \mathbf{M}_1 und \mathbf{M}_2
J_1, J_2	Kopplungskonstanten

Man geht hierbei von einem System zweier ferromagnetischer Schichten aus, die eine dritte, nichtmagnetische Schicht einschließen.

Man nennt den ersten Term bilineare Kopplung, J_2 wird als biquadratische Kopplung bezeichnet. Überwiegt J_1 , so ergibt sich für $J_1 > 0$ ferromagnetische und für $J_1 < 0$ antiferromagnetische Kopplung. Dominiert J_2 , erhält man für negatives J_2 die 90° -Kopplung.

Ist man an einem Ausdruck für die magnetische Gesamtenergie interessiert, so muss man zusätzlich Zeeman- und Anisotropieenergie berücksichtigen.

Bei vierzähliger kubischer Anisotropie (z.B. bei Fe (001) – Schichten) ergibt sich der folgende Energieausdruck [3]:

$$E_g = E_{\text{Kopplung}} - \mu_0 H (M_1 d_1 \cos \varphi_1 + M_2 d_2 \cos \varphi_2) + \frac{K_1}{4} [d_1 (\sin 2\varphi_1)^2 + d_2 (\sin 2\varphi_2)^2] \quad (2)$$

E_g	magnetische Gesamtenergie
H	externes Feld, angelegt entlang einer leichten magnetischen Achse
M_1, M_2	Sättigungsmagnetisierung der ferromagnetischen Lagen
φ_1, φ_2	Winkel zwischen Magnetisierung und externem Feld
K_1	Anisotropiekonstante
d_1, d_2	Schichtdicken

Man kann mit numerischen Methoden die Minima der Gesamtenergie bezüglich der Winkel φ_1 und φ_2 finden und so die Magnetisierungsausrichtung bestimmen.

2.2.2 Theorie der Zwischenschichtkopplung

Eine umfassende Darstellung der Zwischenschichtkopplung würde den Rahmen dieser Arbeit übersteigen. Der bilineare Anteil der Kopplungsenergie ist auf der Basis des itineranten Magnetismus sehr gut verstanden und theoretisch beschrieben, z.B. in [4]. Für die Ursache des biquadratischen Anteils der Kopplungsenergie gibt es zur Zeit keine einheitliche Beschreibung, die systemunabhängig ist. Im folgenden werden drei mögliche Mechanismen kurz umrissen, die alle auf Abweichungen der Grenzflächen von einer ideal glatten Oberfläche beruhen :

- a) Fluktuation
- b) Magnetische Dipolfelder
- c) „Loose-Spin“

a) Der Fluktuationsmechanismus beruht prinzipiell auf einer lokalen Umkehrung der Kopplung, erzeugt durch Fluktuationen der Zwischenschichtdicke (\pm eine Monolage (ML)); dies entspricht der halben Gitterkonstante bei allen innen- und flächenzentrierten Gitterstrukturen). Wenn es sich um eine antiferromagnetische Zwischenschicht handelt oder eine kurzperiodische Oszillation der bilinearen Kopplung vorliegt, verursacht das Aufwachsen der nächsten Monolage eine Drehung der Magnetisierung an der Oberfläche der Zwischenschicht. In diesem Fall ist die biquadratische Kopplung zweier orthogonal zueinander geordneten magnetischen Filme eine Kombination aus Dickenfluktuationen der Zwischenschicht und der oszillierenden bilinearen Kopplung mit einer Periodenlänge von zwei ML [4]. Man findet eine Konkurrenzsituation zwischen der Austauschkopplung der Spins innerhalb jeder magnetischen Schicht und dem von der Zwischenschichtkopplung induzierten Drehmoment vor, was letztlich zur orthogonalen Ausrichtung der makroskopischen Magnetisierung der Filme führt. Es ergibt sich ein quantitativer Zusammenhang zwischen bilinearer und biquadratischer Kopplungskonstante, falls die

Dickenfluktuationen periodisch sind. Das Modell versagt allerdings, sobald diese Periode in ihrer lateralen Ausdehnung die Domänenwandbreite übersteigt, da dann die Domänen die von der bilinearen Kopplung vorgegebene Magnetisierung besitzen.

b) Der magnetische Dipol-Mechanismus funktioniert über dipolare Felder, die die periodisch variierenden Schichtdicken als Quellen besitzen. Das Dipolfeld nimmt die Periodizität der Dickenfluktuation an und erzeugt durch die Konkurrenz mit dem direkten Austausch der magnetischen Filme die biquadratische Kopplung (dabei wird angenommen, dass die beiden Grenzflächen der Zwischenschicht nicht korreliert sind).

Das Dipolfeld nimmt mit dem Abstand von der Grenzfläche exponentiell ab. Wenn hingegen die Grenzflächen korreliert sind führen die Dipolfelder zu einem ferromagnetischen Kopplungsbeitrag („Orange-Peel-Kopplung“).

c) Der dritte Mechanismus ist der sogenannte "Loose-Spin"- Mechanismus. Hierbei begünstigt der Einschluss einzelner ferromagnetischer Atome in der Zwischenschicht die biquadratische Kopplung. Diese eingeschlossenen "Loose-Spins" wechselwirken über den indirekten Austausch mit den beiden ferromagnetischen Filmen. In diesem Fall ergibt sich eine vom Kosinus des Winkels zwischen den Magnetisierungen der ferromagnetischen Filmen abhängige Zusatzenergie. Solange die einzelnen Atome oder Cluster als unabhängig bezeichnet werden können, was bis zu einem bestimmten Grad der chemischen Durchmischung gewährleistet ist, ist eine Entwicklung der Zusatzenergie nach dem Kosinus möglich. In 2. Ordnung ergibt sich dann ein Term, der proportional zu $\cos^2(\Delta\phi)$ ist (siehe Gleichung (1), biquadratischer Anteil) Auf diesem Weg wurden mit speziellen Keilschichten die Größe der biquadratischen Kopplungskonstante gemessen und ihre vom Modell vorausgesagte Abhängigkeit von der Konzentration der "Loose-Spin"- Einschlüsse bestätigt [7].

3. Experimentelle Einrichtungen und Methoden zur Probenpräparation

3.1 Molekularstrahlepitaxie (MBE)

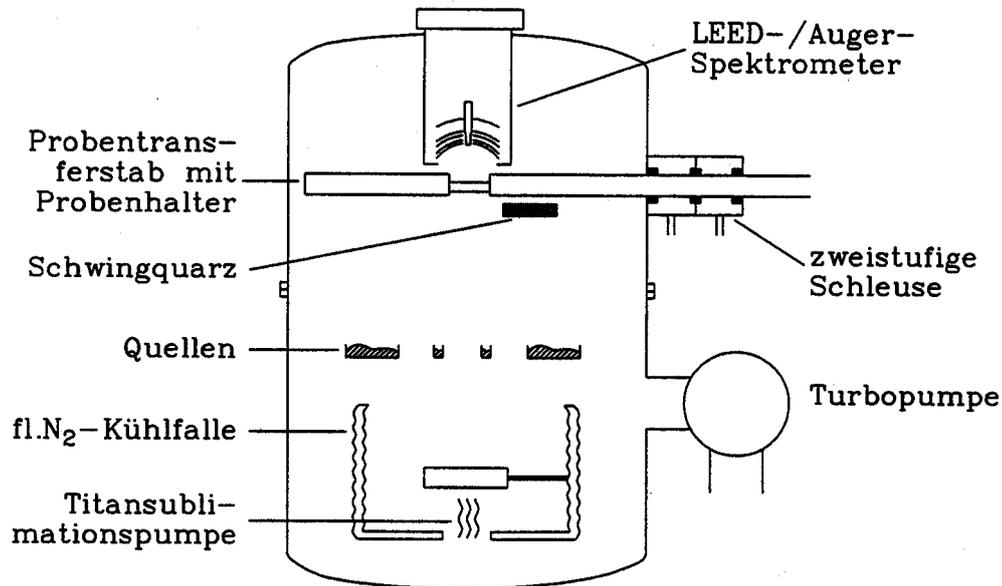


Abbildung 3.1 : Schematische Abbildung der MBE-Anlage (aus [10])

Die Molekularstrahlepitaxie, die zur Gruppe der physikalischen Abscheidemethoden gehört, ermöglicht die Herstellung einkristalliner Schichtsysteme mit Schichtdicken im Bereich einiger zehntel bis zu mehreren hundert Nanometern. Diese Eigenschaft macht sie zur idealen Methode der Probenpräparation von dünnen magnetischen Schichtsystemen.

Die von mir benutzte MBE-Anlage (Abb. 3.1) wird im Detail bei Rücker [10] beschrieben. Zu ihr gehören folgende Komponenten :

- Ultrahochvakuum – Umgebung (Turbopumpen, Kühlfalle, Sublimationspumpe)
- Elektronenstrahl- Verdampfer für 6 Materialien
- Wachstumsanalytik (Schwingquarz, LEED)
- Probentransferstab mit Schleusensystem und Substratheizung
- Shuttereinrichtungen zur Steuerung der Bedampfung

Nachdem das Substrat eingeschleust worden ist und das durch die Einschleusung leicht verschlechterte Vakuum durch längeres Pumpen wieder verbessert worden ist (auf ca. 10^{-10} mbar), beginnt man die Probenherstellung, indem man das Substrat mittels der im Probenhalter eingebauten Heizung gut ausheizt (einige Stunden bei 640°C bis 660°C für GaAs). Dieses Tempern dient der Desorption von Sauerstoff-Adatomen an der Oberfläche des Kristalls. Den Erfolg dieses Vorgangs kann man in situ mit dem LEED (Kap. 4.1) kontrollieren.

Der niedrige Druck im Ultrahochvakuum bewirkt eine Minimierung der Belegung der Probe mit unerwünschten Adsorbaten, da sich bei 10^{-10} mbar nur etwa eine Monolage Restgasatome innerhalb von 10 Stunden auf die Probe niederschlägt.

Liegt die Kristalloberfläche schließlich frei, kann man mit dem Aufdampfen der Schichten beginnen. Die sechs Quellen werden auf unterschiedliche Weise angeheizt. Die indirekten Quellen bestehen aus einem durch den Elektronenstrahl erhitzten Wolframtiegel, in dem sich das zu verdampfende Material befindet. Eine der direkten Quellen nutzt einen Permanentmagneten zur Elektronenstrahlablenkung, welcher an einem verschiebbaren Tisch angebracht ist, auf dem man bis zu drei verschiedene Materialien unterbringen kann. Der Elektronenstrahl der anderen direkten Quelle wird durch einen Elektromagneten abgelenkt. Bei den beiden direkten Quellen wird der Elektronenstrahl direkt auf das zu verdampfende Material gelenkt und erhitzt es, ohne dass ein Tiegel mit warm wird.

Dampfen an der Oberfläche der Quellen Atome ab, bewegen sie sich nahezu geradlinig durch das Ultrahochvakuum und bleiben dann an der Oberfläche, auf der sie auftreffen, haften. Durch Öffnen und Schließen eines Shutters zwischen Substrat und Quelle bei Kontrolle der Aufdampfrate kann man die gewünschte Anzahl Atomlagen aufdampfen. Nach Fertigstellung schleust man die Probe dann wieder aus.

3.1.1 Schwingquarzmethode zur Bestimmung der Aufdampfrate

Der in die MBE- Anlage eingebaute Schwingquarz dient zur Kontrolle der Aufdampfrate und somit zur Kontrolle der Schichtdicke. Die Frequenz dieses Quarzes ändert sich proportional zu seiner Massenbelegung. In das zugehörige Messgerät gibt man die Dichte des aufzudampfenden Materials und einen Geometriefaktor ein, der angibt, welche Quelle gerade betrieben wird.

Aus der gemessenen Frequenzänderung wird nun mittels der anderen Faktoren die Aufdampfrate auf das Substrat berechnet und auch die bereits aufgedampfte Schichtdicke. Die graphische Darstellung der Rate als Funktion der verstrichenen Zeit auf einem Monitor ermöglicht außerdem eine gute Kontrolle, ob die Rate konstant bleibt oder ob es technische Probleme an den Quellen gibt.

Der begrenzende Faktor in der Genauigkeit liegt in der Unkenntnis der bereits auf den Quarz aufgedampften Materialien, die unterschiedliche Dichten haben. Der häufige Austausch des Quarzes sowie eine grobe Mittelung über die Dichten und Mengen der seit dem letzten Austausch verwendeten Materialien helfen bei der genaueren Einstellung des Messgerätes.

3.2 Strukturierung

Die prinzipielle Vorgehensweise, um eine beliebige Probe mit einer Oberflächenstrukturierung zu versehen, ist Abbildung 3.2 zu entnehmen. Die Probe wird zunächst mit einer Photoschicht (PMMA) versehen, welche dann belichtet und entwickelt wird. Bei der Entwicklung wird an den belichteten Stellen die Photoschicht entfernt. Dort liegt die Probe frei. Bei einem anschließenden Ätzvorgang wird an diesen Stellen Probenmaterial abgetragen. Das abschließende Säubern der Probe, um den restlichen Photolack und Ätzrückstände zu entfernen, führt dann zu dem gewünschten Ergebnis. Der Erfolg der Vorgehensweise lässt sich mit Rasterelektronenmikroskopie überprüfen (siehe Abb. 1.1). Die benötigten Geräte und ausgeführten Tätigkeiten sind im folgenden beschrieben. Das genaue „Rezept“ findet man in Kapitel 5.1.3.

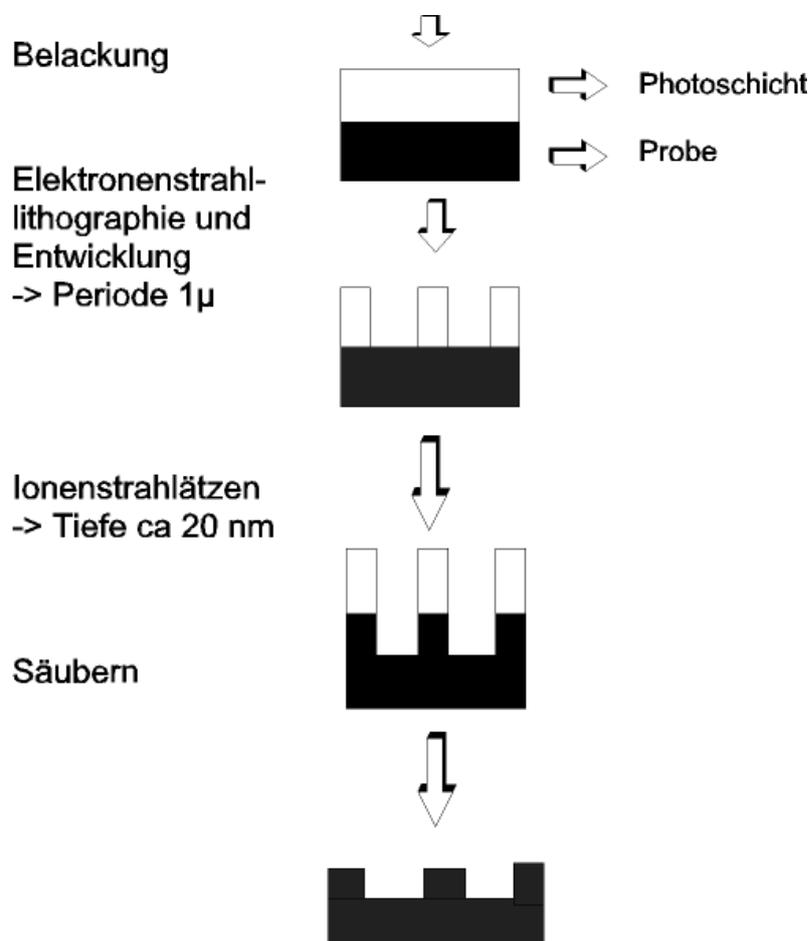


Abbildung 3.2 : Schematische Darstellung des Produktionsprozesses zur Nanostrukturierung

3.2.1 Belackung

Die Belackung der Proben wird mittels einer Lackschleuder in einem Reinraum vorgenommen. Die Proben werden dort befestigt, mit einem Tropfen PMMA benetzt und in Rotation versetzt, so dass sich der Lack gleichmäßig auf der Oberfläche verteilt. Durch anschließendes Ausbacken der Probe wird der Lack fixiert.

3.2.2 Belichtung

Belichtung bedeutet, dass die gewünschte Struktur in dem für Photonen oder Elektronen empfindlichen Lack, der sich auf der Probe befindet, abgebildet wird. Hierzu standen zwei Möglichkeiten zur Verfügung, UV-Lithographie und Elektronenstrahlithographie. Der Einsatz der UV-Lithographie lohnt sich eher bei einer Massenfertigung, wie weiter unten ausgeführt wird, weswegen die Elektronenstrahlithographie zur Anwendung kam. Nach der Belichtung wird die Probe dann wie ein Photo nasschemisch entwickelt, was zur Folge hat, dass an den unbelichteten Stellen noch Photolack die Probe bedeckt und an den vorher belichteten nicht. Diese Stellen werden dann anschließend durch einen Ätzzvorgang vertieft, bevor anschließend der restliche Lack von der Probe entfernt wird.

3.2.2.1 UV – Lithographie

Die Belichtung einer Probe mit dieser Methode setzt die Existenz einer Maske voraus, welche dann über der Probe angebracht und mit UV-Licht beleuchtet wird. Das Licht, welches durch die Maske hindurchfällt, belichtet die Probe an manchen Stellen, andere sind durch die Maske abgeschattet. Dies nennt man abbildende Projektion. Es ist wesentlich schneller als die Belichtung mittels eines Elektronenstrahlschreibers. Deswegen setzt man dieses Verfahren meist zur Anfertigung vieler gleichartiger Proben oder z.B. ICs ein. Da die Maske mit den gewünschten Eigenschaften jedoch zunächst durch einen Versuch hätte bestimmt werden müssen, und da zur Herstellung der Masken wiederum der Elektronenstrahlschreiber eingesetzt worden wäre, hätte das Verfahren hier keine Zeitersparnis bedeutet, weswegen darauf verzichtet wurde.

Mit der UV – Lithographie können fehlerfrei Strukturen von 1 μm Größe hergestellt werden. Bei einer so hohen Auflösung ist allerdings das Bildfeld, welches von der Projektionslinse noch ausreichend fehlerfrei abgebildet wird, nicht sehr groß, was wiederum eine große Anzahl von Teilfeldbelichtungen notwendig macht. Auch dies verlängert die Belichtungsdauer und spricht in diesem Fall für die Elektronenstrahlithographie.

3.2.2.2 Elektronenstrahlithographie mit dem Philips EBPG-5

Die Abkürzung EBPG bedeutet Electron Beam Pattern Generator und beschreibt im Gegensatz zu Projektionsmethoden, bei denen viele Strukturen parallel belichtet werden, eine sequentielle Belichtung einzelner Struktur- und Bildelemente.

Das hier verwendete Gerät kann Strukturen belichten, die kleiner als 0,25 μm sind. Nachdem die Probe auf dem Probenhalter fixiert ist, wird zunächst der Ort der Probe in dem Koordinatensystem des Probenhalters mit einem Laserinterferometersystem sehr genau bestimmt. Dieses System hat eine Auflösung von 8 nm [11]. Die Probe wird dann in den Elektronenstrahlschreiber verbracht, und mittels eines Steuerprogramms wird der fein fokussierte Elektronenstrahl exakt an die zu belichtenden Stellen gelenkt.

Die EBPG-5 Anlage von Philips ist ein Elektronenstrahlschreiber des sogenannten Vektorscantyps [11]. Im Gegensatz zu den Rasteranlagen, wo der Elektronenstrahl das Ablenkfeld Zeile für Zeile abtastet (wie bei einem Fernseher) und die Strukturen durch das an den richtigen Positionen gezielte Ein- und Ausschalten eines Strahls generiert werden, wird bei einer Vektorscananlage der Strahl zu einem Punkt einer sich im Ablenkfeld befindlichen Struktur abgelenkt,

wonach die Struktur durch die von einem Strukturgenerator in der Ablenkeinheit erzeugten Felder mäandrisch oder spiralförmig vollgeschrieben wird.

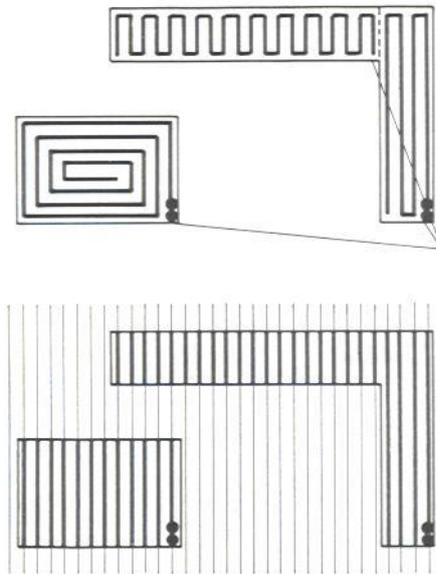


Abbildung 3.3 : Vektorscanprinzip (oben) und Raster-Scanprinzip (unten) (aus [11])

Dabei werden dieser fill-in Prozess und die Anfangspunktpositionierung von unterschiedlichen Ablenksystemen realisiert. Dasjenige für die Anfangspositionierung ist langsam, aber sehr genau, und das für den fill-in Prozess ist wesentlich schneller. Die wichtigsten Subsysteme der elektronenoptischen Säule sind in Abbildung 3.4 gekennzeichnet und werden im folgenden näher beschrieben.

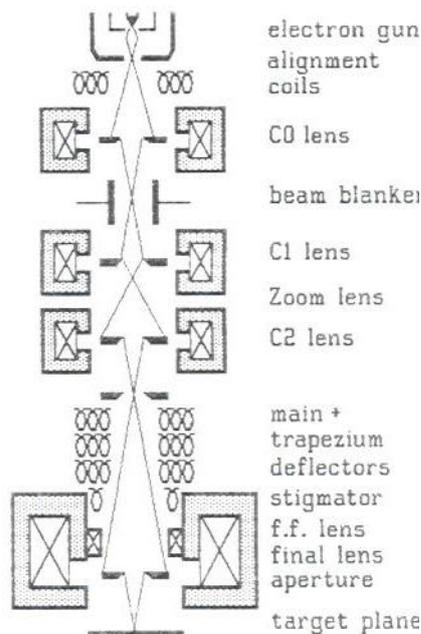


Abbildung 3.4 : Die Elektronenoptische Säule des Elektronenstrahlschreibers [12]

Die Elektronenquelle besteht aus einem konventionellen Triodensystem – Glühdraht (Kathode), Wehneltzylinder (Schirm) und Anode. Die Beschleunigungsspannung der

Elektronen ist umschaltbar zwischen 20 kV und 50 kV; die 50 kV ist vor allem interessant für das Erzeugen sehr kleiner Strukturen (unterhalb $0,25 \mu\text{m}$). Direkt unterhalb der Anode befindet sich das elektromagnetische Strahljustiersystem (tilt-shift unit). Dieses System ermöglicht es, die optische Achse des Quellsystems in Richtung (tilt) und Lage (shift) der des Kondensorsystems anzupassen. Die Ansteuerung, Überwachung und Optimierung des gesamten Strahlerzeugungssystems wird vollautomatisch unter Rechnerkontrolle durchgeführt. Zwischen der Tilt-Shift-Einheit und der ersten Kondensorlinse befinden sich die Linse C0 und die Strahlaustasteinheit (Beamblocker). Der elektrostatische Beamblocker verhindert, dass an den Stellen, wo eine Belichtung des Substrats unerwünscht ist, die Elektronen das Substrat erreichen. Um ein ideales Ein- und Ausschalten des Strahles zu realisieren, ist die Lage des Beamblockers so gewählt worden, dass sich in seiner Mitte eine von der Linse C0 erzeugte Zwischenabbildung der Quelle (Cross-over) befindet.

Unterhalb des Beamblockers befindet sich das Abbildungssystem, d.h. zwei Kondensorlinsen und die Endlinse. Das Linsensystem wird vom Rechner so angesteuert, dass hinter der zweiten Kondensorlinse eine Quellenabbildung erzeugt wird, deren Größe bei konstanter (axialer) Lage variiert werden kann. Da die Ablenkeinheit dann immer auf die gleiche Weise durchstrahlt wird, haben Vergrößerungsänderungen nur einen geringfügigen Einfluss auf Lage und Form des ausgelenkten Schreibflecks. In der Endlinse befinden sich die strahlbegrenzende Blende und ein Spulensystem, welches zur Aufgabe hat, durch eine Korrektur von Astigmatismus und kleinen Fokusänderungen die Qualität des Schreibflecks zu optimieren. Die dynamischen Korrekturen, d.h. die notwendigen Nachregelungen, um bei einer Ablenkung aus der Mitte des Schreibfeldes eine optimale Spotqualität zu gewährleisten, werden von einer analogen Schaltung aus den Ablenssignalen erzeugt und der Feinfokus- und Stigmatoreinheit zugeführt.

Das Ablenssystem ist vom sogenannten pre-lens Typ, d.h. dass eine bestimmte Ablenkung erzeugt wird, indem der Strahl erst von der optischen Achse abgelenkt und nachher wieder so zurückgelenkt wird, dass die Endblende mittig durchlaufen wird. Auf diese Weise werden einige Bildfehler, die bei einer einfachen Ablenkung auftreten würden, vermieden bzw. reduziert.

Mit diesem System kann man keine beliebig großen Strukturen schreiben, da der Strahl nicht beliebig weit aus- und abgelenkt werden kann. Es gibt eine maximale Größe für ein beschreibbares Feld, die bei ca. 2 mm^2 liegt. Für größere Strukturen wird nach dem Schreiben eines Schreibfeldes der Substrattisch so verfahren, dass sich die Mitte des nächsten Schreibfeldes unter dem Strahl befindet. Der dabei auftretende Versatz (stitching error) bleibt sehr klein. Ich konnte bei meinen Proben, auf denen $10 \text{ mm} * 10 \text{ mm}$ beschrieben worden sind, beim Betrachten mit einem Rasterelektronenmikroskop keinen Versatz bemerken.

3.2.3 Ionenstrahlätzen mit der Oxford IBE

Zum Ätzen von mit Photolack bedeckten, belichteten und anschließend entwickelten Proben gibt es verschiedene Möglichkeiten. Unmittelbar klar ist, dass eine flüssige Säure hierfür ungeeignet ist, denn diese ätzt isotrop, d.h. gleichmäßig nach allen Seiten. Dadurch entstehen dann unter dem Lack Höhlen, aber nicht die gewünschte Streifenstruktur. Dasselbe gilt für das Reactive ion etching, sofern es einfach in einem Gas stattfindet. Hierbei lagern sich aggressive Gasionen, z.B. CF_x an die Oberfläche an, reagieren mit den Oberflächenatomen und diffundieren dann davon. In diesem Fall kann man aber mittels eines äußeren Feldes die Ionen so auf die Probe lenken, dass gezielt geätzt wird und das sogenannte „Caving“, d.h. die oben angesprochene Höhlenbildung, vermieden wird. Diese Anlagen sind aber wegen des erhöhten Sicherheitsaufwandes, der wegen der Aggressivität der verwendeten Gase betrieben werden muss, nicht überall zu finden.

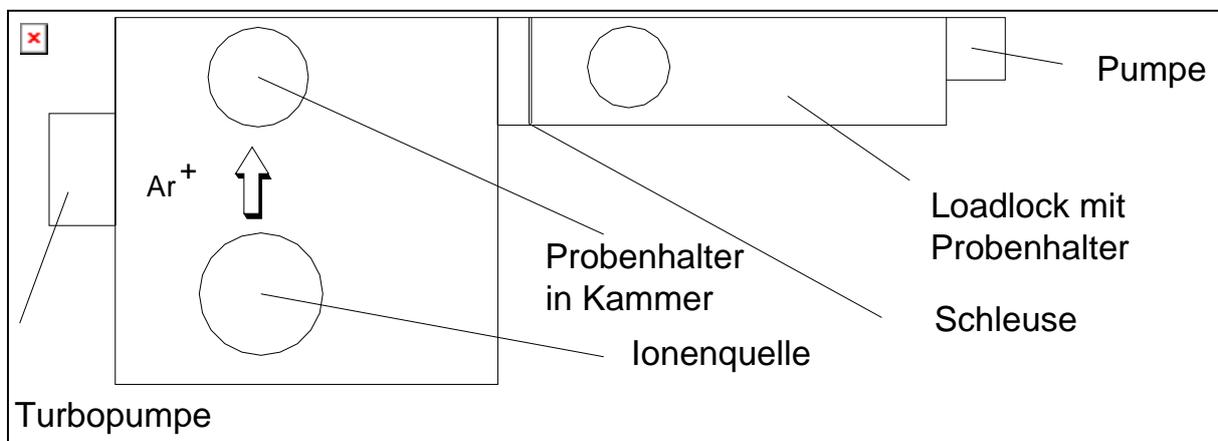


Abbildung 3.5: Übersicht Oxford IBE

So erfolgte das Ätzen des Eisens in einer IBE-Anlage (Ion Beam Etching) von Oxford Instruments (Abb. 3.5). In ihr werden Argon-Ionen mittels eines angelegten Feldes in Richtung der Probe beschleunigt und wirken dort wie kleine Meißel, denn die Argonionen prallen mit relativ hoher Geschwindigkeit auf die Probe und tragen durch den Impulsübertrag Oberflächenatome ab.

Nachdem man die Probe auf dem Probenhalter fixiert hat, befestigt man ihn in der Schleusenkammer (Loadlock), welche anschließend evakuiert wird. Dann wird die Probe in die eigentliche Ätzkammer eingeschleust und Quelle und Strahl des Argongases eingeschaltet. Mittels eines Shutters, der geöffnet wird, wird der Ätzvorgang gestartet. Dabei ist die Ätztiefe in reinen Materialien proportional zur Dauer des Vorgangs. Da man aber meist vom Entwicklungsvorgang noch eine Restschicht Lack auch in den Zwischenräumen übrigbehalten hat, muss durch eine Versuchsreihe mit möglichst identisch hergestellten Proben zunächst geklärt werden, wie lange man für eine gewünschte Tiefe ätzen muss.

Hier erwiesen sich Zeitdauern von 3 bis 4 Minuten als sinnvoll, um Ätztiefen von 10 nm bis 25 nm zu erreichen.

4. Experimentelle Einrichtungen und Methoden zur Probencharakterisierung

4.1 Beugung niederenergetischer Elektronen (LEED)

Aufgrund der geringen Eindringtiefe eignet sich die Beugung langsamer Elektronen (Low Energy Electron Diffraction) gut zur Untersuchung von Oberflächen. Wenn die Elektronen mit einer Energie von 60eV eingestrahlt werden, tragen etwa 90 % der gebeugten Elektronen nur Informationen über die ersten zwei Atomlagen [14]. Insofern ist allein die Existenz eines LEED-Musters schon ein Beweis für eine periodisch aufgebaute Oberfläche, auf der sich vielleicht noch regelmäßig angeordnete Adsorbate befinden, aber keine amorphen Strukturen.

Vergleichbar mit anderen Streumethoden erhält man aus den Positionen der Streureflexe Informationen über die Gitterkonstanten an der Oberfläche der untersuchten Probe. Aufgrund der Tatsache, dass die Beugung im Wesentlichen nur an zweidimensionalen Strukturen stattfindet, gibt es im Wellenvektorraum Linien parallel zur Oberflächennormalen, die bestimmten Gitterperioden zugeordnet sind (Abb. 4.1).

Für die mathematische Beschreibung ist die Bornsche Näherung nicht ausreichend, da Mehrfachstreuung aufgrund der starken Wechselwirkung der Elektronen mit den Oberflächenatomen trotz der geringen Eindringtiefe auftritt.

Trotzdem kann man aus den LEED-Bildern leicht qualitative Informationen über die Struktur der Probenoberfläche gewinnen. Kleinere Wachstumsinseln führen zum Aufweiten der Reflexe, da ihre Fouriertransformierten im reziproken Raum breiter werden. Größere Rauigkeit wirkt sich in verminderter Intensität aus, da ein Teil der Intensität diffus gestreut wird. Der Vergleich von LEED-Bildern bei unterschiedlichen Wachstumsparametern erlaubt Aussagen über den Einfluss dieser Parameter auf die Morphologie der jeweiligen Oberfläche [15].

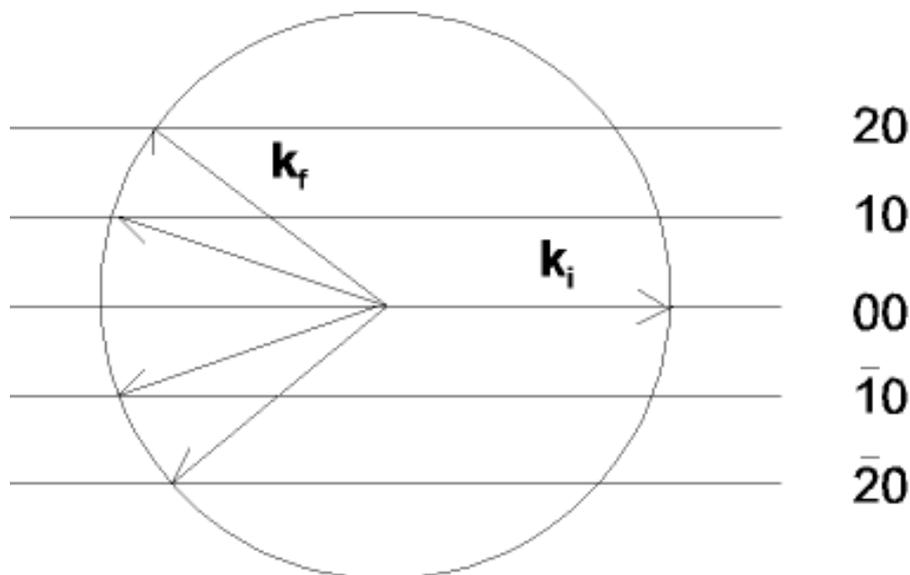


Abbildung 4.1 : Ewaldkonstruktion für ein LEED-Experiment. Für eine ideale zweidimensional periodische Struktur gibt es im reziproken Raum keine Punkte, sondern Linien parallel zur Oberflächennormalen

4.2 Magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE)

Zur Messung des Ummagnetisierungsverhalten von dünnen Schichten und Schichtsystemen hat sich der magnetooptische Kerr-Effekt (MOKE) bewährt, da damit einfach, schnell und mit hoher Ortsauflösung auf der Probe Ummagnetisierungskurven aufgenommen werden können [16,17].

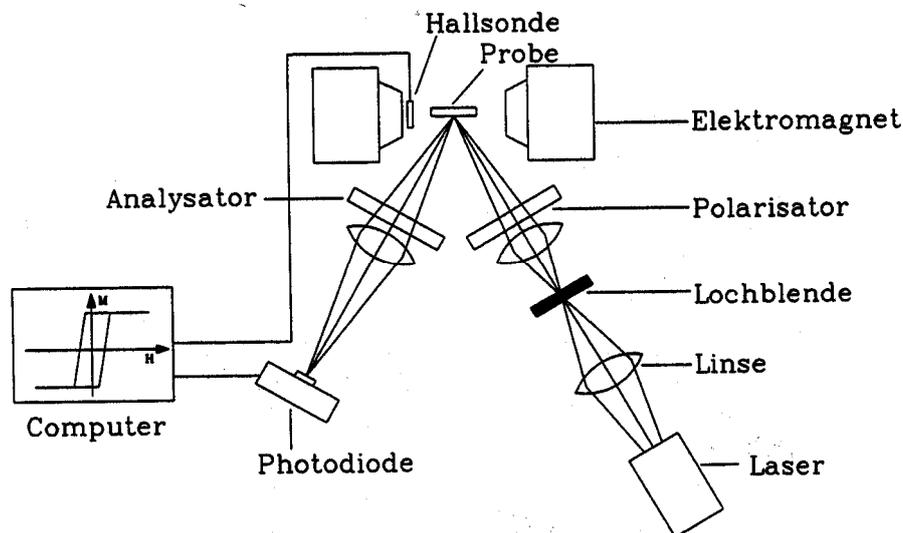


Abbildung 4.2 : Versuchsaufbau zur Messung der Magnetisierung in Schichtebene mit dem longitudinalen und dem transversalen magnetooptischen Kerr-Effekt (aus [10])

Unter dem MOKE versteht man die Tatsache, dass polarisiertes Licht, welches von einer Probe, die sich in einem Magnetfeld befindet, reflektiert wird, die Elliptizität ändert, und dass seine Polarisationsachse um den Kerr-Winkel θ_k gedreht wird. Je nach Richtung des angelegten Magnetfeldes in Bezug auf die Richtung des angelegten Lichtes unterscheidet man den polaren, den longitudinalen und den transversalen Kerr-Effekt.

Beim polaren Kerr-Effekt ist \mathbf{H} parallel zur Reflektionsebene und senkrecht zur Oberfläche der Probe.

Beim longitudinalen Kerr-Effekt ist \mathbf{H} parallel zur Reflektionsebene und zur Oberfläche der Probe, und beim transversalen Kerr-Effekt ist \mathbf{H} senkrecht zur Reflektionsebene und parallel zur Oberfläche der Probe.

Aus der Theorie ergeben sich folgende Formeln zur Berechnung der Kerr-Amplituden K_{par} parallel und K_s senkrecht zur Einfallsebene des Lichtes :

$$K_{\text{par}} = -2M_t K_t \sin \psi + (M_l K_l - M_p K_p) \cos \psi \quad (3)$$

$$K_s = (M_l K_l + M_p K_p) \sin \psi \quad (4)$$

Dabei sind M_t , M_l und M_p die (auf die Sättigungsmagnetisierung normierten) Komponenten des Magnetisierungsvektors. Der Winkel ψ ist in Abb. 4.3 dargestellt und beschreibt die Polarisationssebene des einfallenden Lichtes. Die einzelnen magnetooptischen Parameter K_x hängen außer von den Materialkonstanten und der Tiefe der beobachteten Schicht auch von der Geometrie ab. So ist K_p unabhängig

vom Einfallswinkel ϑ , aber K_l und K_t sind proportional zu $\sin\vartheta$. Wenn man die polare Magnetisierung messen will, wählt man senkrechte Inzidenz, denn dann ist $\sin\vartheta=0$, die magnetooptischen Parameter für den transversalen und den longitudinalen Kerr-Effekt verschwinden, und die Kerrdrehung ist nur zur polaren Magnetisierung proportional.

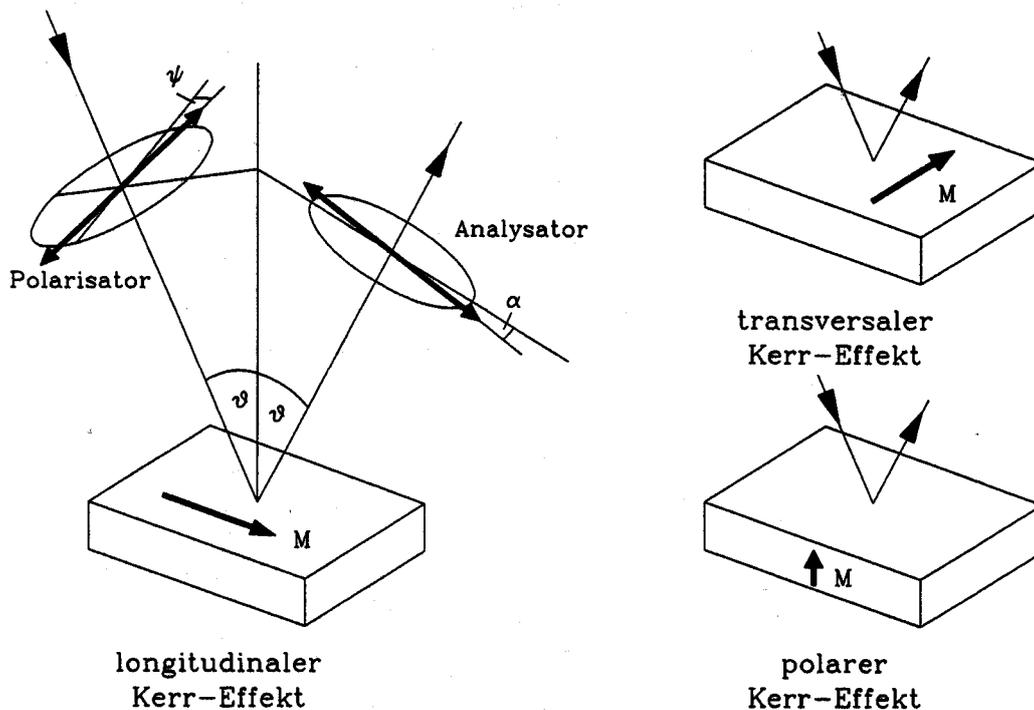


Abbildung 4.3 : Darstellung der Strahlgeometrie bei den wichtigsten Spezialfällen des magnetooptischen Kerr-Effekts [10]

Bei dünnen Schichten spielt allerdings die polare Magnetisierung nur eine untergeordnete Rolle, denn wegen der Formanisotropie ist die Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Schichtebene sehr ungünstig. Deshalb ist bei dem hier verwendeten MOKE-Aufbau der Laserstrahl schräg auf die Probe gerichtet und also $\sin\vartheta > 0$. Zur Beobachtung der longitudinalen Magnetisierung stellt man die Polarisationssebene des einfallenden Lichtes senkrecht zur Einfallsebene ein, d.h. $\psi=0^\circ$. In diesem Fall löscht der Analysator gerade K_s aus, und die beobachtete Komponente K_{par} zeigt gerade die longitudinale Magnetisierung:

$$K_{par} = M_l K_l \quad (5)$$

Wenn die Polarisationssebene des einfallenden Lichtes im Winkel $\psi=45^\circ$ zur Einfallsebene steht, ergibt sich die folgende Situation :

$$K_{par} = -\sqrt{2}M_t K_t + \frac{1}{\sqrt{2}}M_l K_l \quad (6)$$

$$K_s = \frac{1}{\sqrt{2}}M_l K_l \quad (7)$$

In beiden Kerr- Komponenten findet sich also ein Anteil, der proportional zur longitudinalen Magnetisierung ist. Diese Anteile sind aber identisch, so dass die Kerr-Amplitude, die aus der longitudinalen Magnetisierung resultiert, genau im Winkel 45° zur Einfallsebene polarisiert ist und also durch den Analysator vollständig ausgelöscht wird. Übrig bleibt dann der (wegen der schrägen Analysatorstellung $\alpha=45^\circ$ nochmals um $\sqrt{2}$ abgeschwächte) Anteil $M_t K_t$, der aus der transversalen Magnetisierung resultiert.

4.3 Rasterelektronenmikroskopie

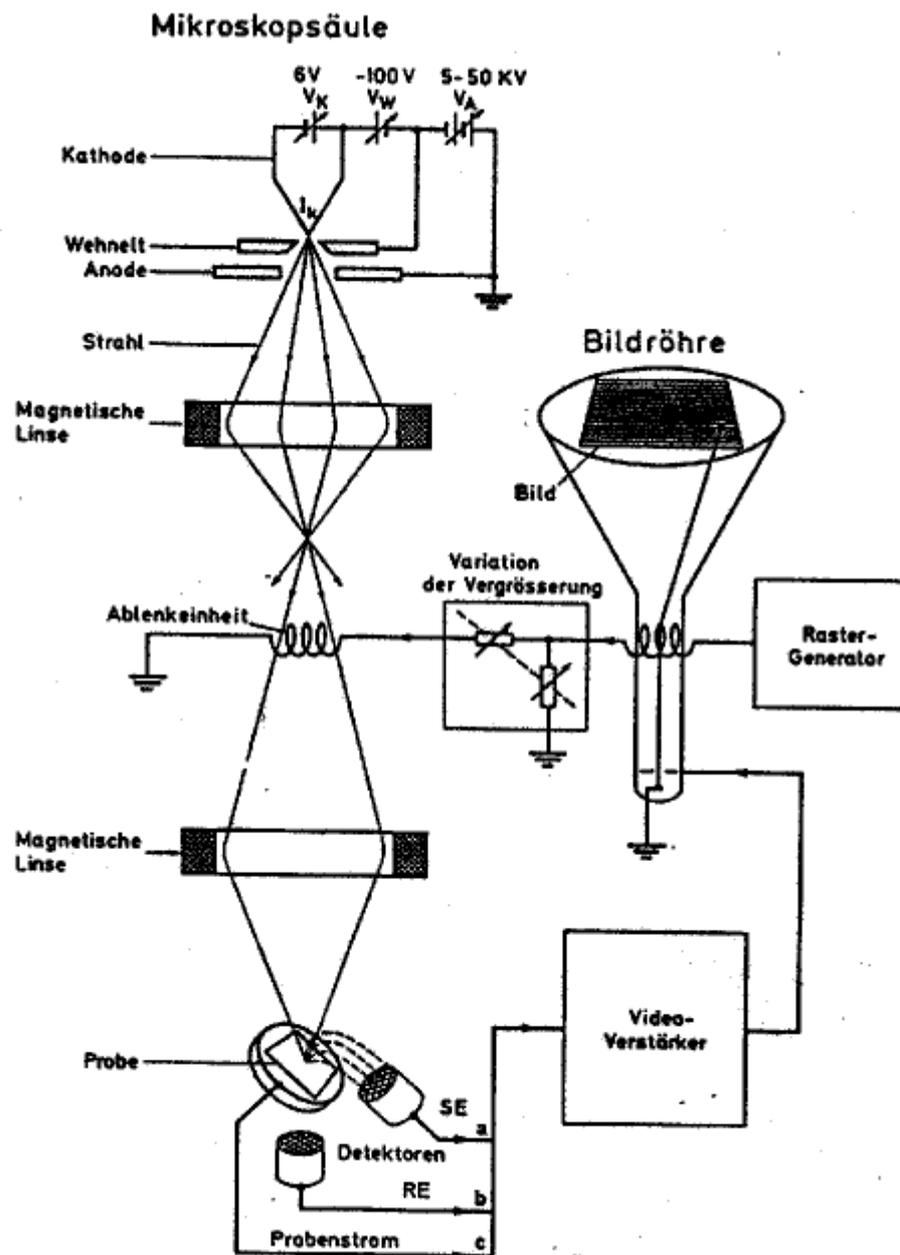


Abbildung 4.4 : Prinzipieller Aufbau eines Rasterelektronenmikroskops (aus [18])

Mit dem Rasterelektronenmikroskop ist es möglich, eine Oberfläche mittels eines Elektronenstrahls, der sehr fein gebündelt wird (bis minimal 4 nm Durchmesser auf der Probe), abzutasten. Im Gegensatz zur Vergrößerung eines Lichtmikroskops (maximal ca. 1000fach) kann mit Hilfe des Rasterelektronenmikroskops eine Vergrößerung bis zu 100000 erreicht werden. Die Auflösung liegt bei einigen nm, also im Bereich großer Moleküle. Außerdem ist eine chemische Analyse der Probe möglich durch eine Analyse der ausgesandten Röntgenstrahlung. Dies erfordert natürlich das Vorhandensein eines entsprechenden Detektors.

Nachdem die Elektronen in der Kathode erzeugt, über den Wehneltzylinder fokussiert und über die Anode beschleunigt worden sind, gelangen sie über mehrere Bündelungseinheiten bis an den Ort der Probe. Diese sogenannten Primärelektronen dringen in die Probe ein. Detektiert werden anschließend sowohl zurückgestreute Elektronen als auch Sekundärelektronen, die in der Probe von den Primärelektronen erzeugt werden. Die Helligkeit auf dem erzeugten Probenabbild hängt nun von verschiedenen Faktoren ab, nämlich von der Neigung der Probe, ihrem Reflexionsvermögen und sogar von ihrer kristallinen Beschaffenheit; liegen ihre Gitterebenen nämlich so, dass die Primärelektronen tief eindringen können, erscheint der Ort dunkel, da weniger reflektiert wird [19].

4.3.1 Wechselwirkung von Elektronenstrahl und Probenmaterie

Treffen beschleunigte Elektronen (Primärelektronen (PE)) auf eine Probenoberfläche, so dringen diese Elektronen in die Probe ein und werden dort elastisch und unelastisch gestreut. *Elastische Streuung* findet dann statt, wenn die Primärelektronen durch die positiv geladenen Atomkerne so abgelenkt werden, dass die Elektronen ihre Bewegungsrichtung ändern ohne Energie zu verlieren. Durch Einfach- oder Mehrfachstreuung können PE die Probe wieder verlassen und werden dann Rückstreuelektronen (RE) genannt. Die Energie der RE liegt in der Nähe der Energie der PE. Das Verhältnis des Rückstreuelektronenstroms zum Primärelektronenstrom wird als Rückstreukoeffizient η bezeichnet. In Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung und vom Material liegen die Austrittstiefen der RE zwischen $0,05 \mu\text{m}$ (Gold bei 10 keV PE- Energie) und $6 \mu\text{m}$ (Kohle bei 30 keV PE- Energie). Unelastische Streuung liegt dann vor, wenn PE bei einer Wechselwirkung mit Hüllenelektronen oder mit Atomkernen der Probenmaterie einen Teil ihrer Energie abgeben. Daher rührt auch die endliche Eindringtiefe der PE in die Probe. Bei der unelastischen Streuung in Folge der Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen werden Sekundärelektronen (SE) mit Energien kleiner als 50 eV erzeugt; Elektronen äußerer Schalen können durch die Wechselwirkung mit den PE freigesetzt werden. Diese niederenergetischen SE können aus einer Oberflächenschicht von $t = 5 - 50 \text{ nm}$ austreten und werden durch eine Saugspannung zwischen Probe und Detektor zum Detektor hin beschleunigt. Unter der Sekundärelektronenausbeute δ versteht man die pro Primärelektronen freigesetzte Anzahl der SE.

Erfolgt die unelastische Streuung durch WW mit dem Atomkern, so verlieren die PE im Coulombfeld der Kerne Energie und emittieren Röntgen-Bremsstrahlung [19].

4.3.2 Kontrastentstehung

Die Signalunterschiede, die Hell-Dunkel-Unterschiede erzeugen, werden als Kontrast bezeichnet. Signaländerungen entstehen durch lokal unterschiedliche SE-Ausbeuten bzw. unterschiedliche Rückstreuoeffizienten. Eine der wichtigsten Abbildungsarten in einem REM ist die Abbildung von Objektoberflächen, die durch den Topographiekontrast möglich ist. Dieser Kontrasteffekt beruht auf der Abhängigkeit der SE-Ausbeute und des Rückstreuoeffizienten von der Neigung der abzubildenden Fläche zum Elektronenstrahl; mit zunehmender Flächenneigung nimmt auch die Ausbeute der SE und RE zu, wodurch die Flächen jeweils heller dargestellt werden. Diese Abhängigkeit beruht u.a. darauf, dass mit zunehmender Flächenneigung auch zunehmend mehr RE die Probe verlassen können, die beim Durchtritt durch die Oberfläche wiederum SE auslösen, also sozusagen Sekundär-Sekundär – Elektronen.

Die große Schärfentiefe und der Effekt der flächenabhängigen SE- Emission führen zu dem dreidimensionalen Eindruck von REM- Bildern.

Verstärkt wird dieser Effekt noch durch den Kanteneffekt, der bei durchstrahlbaren Strukturen, wie z.B. Kanten auftritt. Dies ist auch bei meinen Proben gut zu sehen; die redeponierten Strukturen sind, ebenso wie der Untergrund, aus Eisen, wirken aber viel heller als dieser [19]. (siehe Kapitel 5.1.3)

4.3.3 Auflösungs Grenze

Die Auflösungs Grenze eines REM entspricht dem Durchmesser des Objektbereiches, der beim Auftreffen des Primärelektronenstrahls die durch Wechselwirkung erzeugten Signale aussendet. Dieser Objektbereich ist in erster Linie durch den Durchmesser des Primärelektronenstrahls bestimmt. Für die SE, die von den Primärelektronen ausgelöst werden, entspricht die Auflösung dem Durchmesser des PE-Strahls, da der Austrittsbereich dieser SE durch den Durchmesser des Primärelektronenstrahls gegeben ist. Dagegen treten SE, die durch RE ausgelöst werden, außerhalb des Auftreffortes des PE-Strahls aus und verschlechtern daher die optimal mögliche Auflösung.

Auflösungsvermögen und Kontrast hängen eng miteinander zusammen, weil sich Objektstrukturen nur mithilfe eines „guten“ Kontrastes darstellen lassen. Nimmt der Rauschanteil (zufällige Schwankungen des Signals um einen Mittelwert) in einem Bild zu, so verschlechtert sich der Kontrast, und das Auflösungsvermögen nimmt ab. Das Rauschen eines Bildes hängt von der Anzahl der Elektronen in dem Primärelektronenstrahl (Strahlstrom) ab. So nimmt die Anzahl der PE, die die Probenoberfläche erreichen, mit kleiner werdendem Strahldurchmesser zur Erzielung höherer Auflösungen ab, so dass entsprechend auch die SE- Ausbeute abnimmt. Dies erfordert eine höhere elektronische Verstärkung des Signals, durch das nicht nur das Signal, sondern auch das Rauschen verstärkt wird. Daher wird die Auflösungs Grenze durch den Strahldurchmesser bestimmt, der noch rauschfreie Bilder liefert.

Damit man zwischen Signaländerungen bedingt durch Probencharakteristika und Signaländerungen bedingt durch Rauschen unterscheiden kann, müssen „echte“ Signaländerungen um den Faktor 5 größer sein [19]. In einem SE- Bild beträgt die höchstmögliche Auflösung 5 nm [18].

4.3.4 Strahlkontamination

In Rasterelektronenmikroskopen wird die Oberfläche eines Präparates mit einem Elektronenstrahl hoher Stromdichte (Anzahl der Elektronen pro Flächeneinheit) abgerastert. Daher ergibt sich besonders bei hohen Vergrößerungen eine sehr hohe Elektronendosis, wodurch sowohl eine starke Kontamination als auch eine Strahlenschädigung von Präparaten hervorgerufen werden kann. Die Kontamination kann z.B. durch die durch den Elektronenbeschuss hervorgerufene Polymerisierung von adsorbierten Kohlenwasserstoffatomen hervorgerufen werden. Diese Kontaminationsschicht wächst bei Elektronenbeschuss, da sowohl durch Ablagerung von Kohlenwasserstoffen aus dem Vakuum als auch durch Oberflächendiffusion immer wieder Kohlenwasserstoffe in den mit Elektronen bestrahlten Bereich geraten. Kontaminationsschichten reduzieren die SE- Ausbeute und überdecken bei längerem Elektronenbeschuss Oberflächenstrukturen [19].

Das bedeutete für mich, dass ich für eine Fragestellung immer mehrere identische Proben präparieren musste, da diejenigen, die unter dem REM untersucht worden waren, für das weitere Vorgehen unbrauchbar waren.

4.4 Röntgenreflektometrie

4.4.1 Grundlagen

Mit Röntgenstrahlen kann man verschiedene Streuexperimente an Festkörpern durchführen und so viele ihrer Eigenschaften ergründen. Zur Ergänzung bieten sich allerdings Neutronenstreuexperimente an, da sie einen anderen Kontrast zwischen den Elementen haben und außerdem Auskunft über die magnetischen Eigenschaften geben können. Röntgenquellen sind aber wiederum besser zugänglich, und die Experimente nehmen wegen vergleichsweise höherer Intensitäten weniger Zeit in Anspruch.

Bei kleinen Einfallswinkeln gilt [20] : $|\mathbf{Q}| \ll \frac{2\pi}{a}$, (8)

wobei \mathbf{Q} der Streuvektor ist und a die Gitterkonstante, d.h. der Abstand der Atomlagen. \mathbf{Q} ist definiert als Differenz aus gestreutem und einfallendem Wellenvektor [20].

Dann kann die atomare Struktur der Probe vernachlässigt und der Festkörper als Kontinuum behandelt werden. Die Materie wird durch ihren Brechungsindex charakterisiert, welcher für Röntgenstrahlung (und für eine Schicht) wie folgt lautet :

$$n = 1 - \frac{r_e \lambda^2}{2\pi} \cdot \sum_j \rho_j f_j := 1 - \delta + i\beta \quad (9)$$

r_e bezeichnet den klassischen Elektronenradius : $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$

ρ_j sind die Anzahlkonzentrationen und f_j die Atomformfaktoren der beteiligten Elemente. λ ist die benutzte Wellenlänge. Die Atomformfaktoren f_j enthalten drei verschiedene Anteile:

$$f_j(Q,E) = f_j^0(Q) + f_j'(E) + if_j''(E) \quad (10)$$

Der erste Term beschreibt den Beitrag fernab jeder Absorptionskante, die anderen den anomalen Anteil. Für einen kleinen Wellenvektorübertrag kann man den ersten Summanden durch die Anzahl der Elektronen des Elements in der Schicht j ersetzen, da trotz endlicher Ausdehnung alle Streuwellen in Vorwärtsrichtung konstruktiv interferieren. Die beiden hinteren Terme berücksichtigen, dass das Atom als schwingungsfähiges Gebilde auf die Anregung durch Photonen reagiert. Ist man in der Lage, die Energie der Photonen auf die Resonanz der beiden Summanden abzustimmen, so kann man einen Kontrast erzeugen zwischen Elementen, die im Periodensystem eng beieinander liegen. Diese Möglichkeit des Einstellens der Energie ist nur an einem Synchrotronmessplatz gegeben (siehe unten). Die wesentlichen Merkmale der Streuung kann man bereits anhand eines Modells mit nur einer einzigen Schicht auf einem Substrat verstehen. Bei einer Verkleinerung des Einfallswinkels ω folgt aus dem

$$\text{Snelliusschen Brechungsgesetz } \frac{\cos(\omega)}{\cos(\theta)} = \frac{n_0}{n_1}, \quad (11)$$

dass ab einem gewissen Winkel (ω_0) Totalreflektion auftritt. Die Brechungsindizes der Medien sind n_1 und n_0 , θ ist der Winkel des transmittierten Strahls (Abb. 4.5). Jetzt tritt kein Energiefluss in die Probe hinein mehr auf, sondern es breitet sich eine exponentiell quergedämpfte Welle (eine sogenannte evaneszente Welle) entlang der Oberfläche aus.

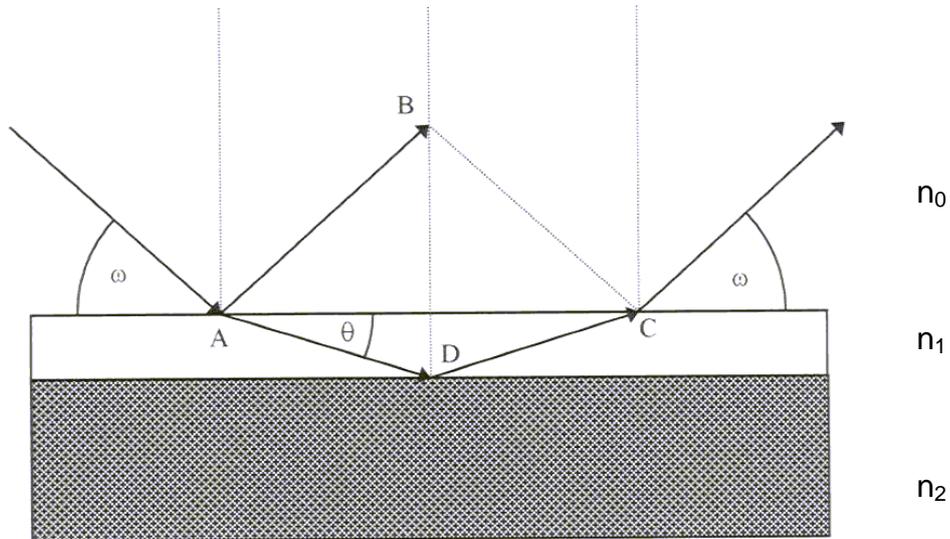


Abbildung 4.5 : Einzelschicht auf einem Substrat

Bei ($\omega > \omega_0$) kommt es zu konstruktiver Interferenz zwischen der an der Oberfläche und der an der inneren Grenzfläche reflektierten Welle genau dann, wenn der Laufwegunterschied einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge entspricht :

$$\Delta = (2 \cdot \overline{AD})n_1 - \overline{AB} = 2d \sin \theta = \lambda \quad (12)$$

Da ω klein ist, kann man unter Vernachlässigung der Brechung an der oberen Grenzfläche den Sinus bis zur ersten Ordnung entwickeln und erhält so einen Ausdruck für den Abstand der Interferenzmaxima : $\lambda \approx 2d \cdot (\Delta\theta)$

Mit $Q = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta$ ergibt sich ein Zusammenhang zwischen Streuvektor und

$$\text{Schichtdicke : } \Delta Q \approx \frac{2\pi}{d} \quad (13)$$

Mit diesem Ausdruck kann man aus dem Abstand der Maxima in der Reflektivitätskurve auf die Schichtdicken schließen.

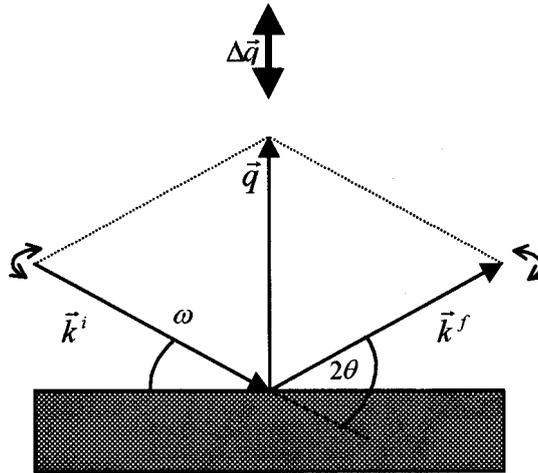


Abbildung 4.6 : Spekulärer (θ - 2θ -) Scan

Eine wichtige Größe, die den Verlauf der Reflektivität entscheidend beeinflusst, ist die Rauigkeit. Jede reale Oberfläche weicht von der idealen glatten Oberfläche ab, was dafür sorgt, dass ein Teil der reflektierten Intensität nicht der spekulären Reflektionsbedingung „Einfallswinkel = Ausfallswinkel“ gehorcht. Der spekuläre Anteil der Streuung ist umso geringer, je rauer eine Oberfläche ist. Der detaillierte Verlauf der Grenzfläche ist kaum von Interesse, aber statistische Größen wie die mittlere quadratische Abweichung von der idealen Grenzfläche, geben Auskunft über ihre Qualität. Um eine solche Grenzfläche zu beschreiben, kann man annehmen, dass die Höhenkoordinate z zufallsverteilt ist um die nominelle Lage einer glatten Grenzfläche.

Die mittlere Rauigkeit einer Grenzfläche wird beschrieben durch die Standardabweichung der nominellen Lage der glatten Grenzfläche [20] :

$$\sigma = \sqrt{\langle \Delta z(\mathbf{r})^2 \rangle} \quad (14)$$

σ mittlere Rauigkeit
 $\Delta z(\mathbf{r})$ Höhenabweichung am Ort \mathbf{r}

Die spitzen Klammern beziehen sich auf eine Mittelwertbildung über die gesamte Oberfläche innerhalb der Kohärenzlänge der verwendeten Strahlung. Die Kohärenzlänge ist definiert als mittlere Länge kohärenter Wellenzüge, d.h. von Wellenzügen gleicher Wellenlänge und konstanter Phasenlage. Sie beschreibt also den maximalen Gangunterschied, den zwei Wellenzüge haben dürfen, um noch miteinander interferieren zu können.

Ist diese Verteilung der Höhenkoordinate um die nominelle Lage der glatten Grenzfläche gaußförmig, so erhält man einen exponentiellen Faktor, mit dem die Reflektivität der glatten Grenzfläche gegenüber der rauhen zu modifizieren ist [20]:

$$\frac{R_{\text{rau}}}{R_{\text{glatt}}} = e^{-4\sigma_j^2 k_z k_{zj+1}} \quad (15)$$

$R_{\text{rau}}, R_{\text{glatt}}$ Reflektivität
 σ_j Mittlere Abweichung von der nominellen Lage der glatten Grenzschicht für Schicht j

k_{zj} Wellenvektor in z-Richtung der Schicht j

Die Dämpfung der Reflektivität nimmt also mit wachsender Rauigkeit, aber auch mit wachsendem Impulsübertrag zu. Ein Anteil der eingestrahnten Intensität wird diffus gestreut und trägt nicht zur spekulären Intensität bei [21].

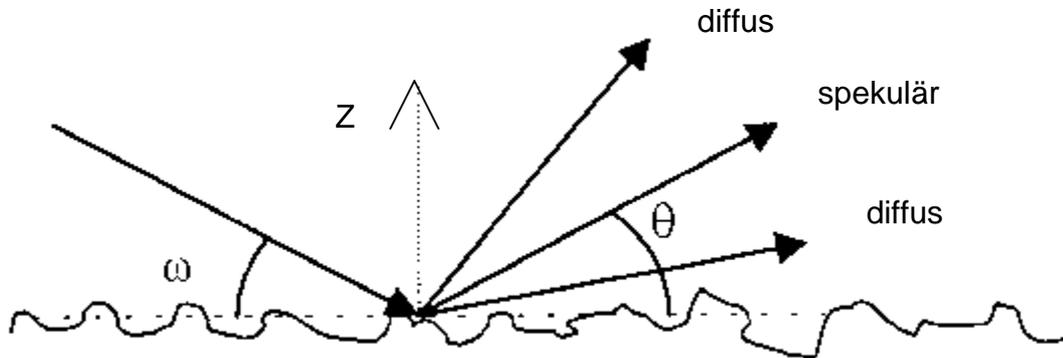


Abbildung 4.7 : Raue Oberfläche und Streuung

4.4.2 Diffuse Streuung

Messungen der diffusen Streuung liefern zusätzliche Informationen über die morphologische Struktur der Grenzflächen. Diese Informationen geben Auskunft über laterale Korrelationen innerhalb einer Grenzfläche und die vertikale Korrelation dieser Strukturen von Grenzfläche zu Grenzfläche.

Ziel der Analyse diffuser Streuung ist es, quantitative Informationen über laterale und vertikale Korrelationen in den Grenzflächen der hier untersuchten Mehrschichtsysteme zu erhalten. Dies verlangt eine von der spekulären Bedingung abweichende Streugeometrie, denn die Reflektivitätsmessungen sagen nur etwas über das Streukraftdichteprofil in Richtung der Schichtnormalen aus.

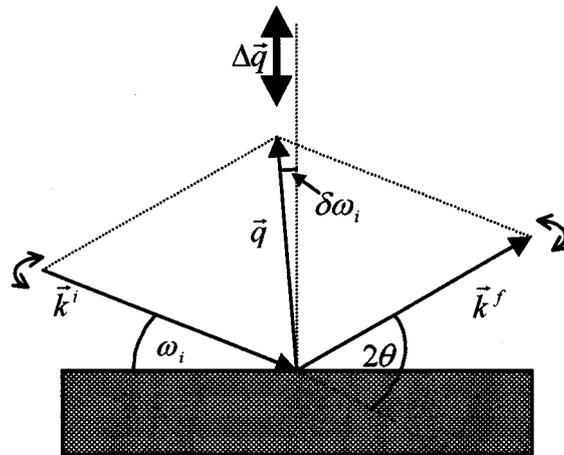


Abbildung 4.8 : Streugeometrie zu longitudinal diffusum Scan mit Winkelabweichung $\delta\omega_i$ (schematisch); die Einhaltung einer konstanten Winkelabweichung $\delta\omega_i$ in der spekulären Bedingung $\omega_i = \theta \pm \delta\omega_i$ führt im reziproken Raum zu einer Neigung des Wellenvektors gegenüber der Normalen um den Winkel $\delta\omega_i$. Der Scan verläuft also in der (q_z, q_x) -Ebene (aus [21]).

Abbildung 4.8 zeigt die Streugeometrie eines longitudinal diffusen Scans. Dieser Scan liefert vor allem Informationen über vertikale Korrelationen zwischen den Grenzflächen, da die geringe Winkelabweichung des Streuvektors von der vertikalen Richtung nur sehr kleine laterale Q- Überträge erbringt.

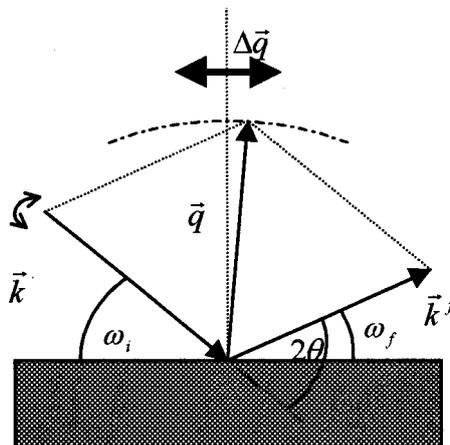


Abbildung 4.9 : Streugeometrie zum Rocking- (Omega-) Scan bei $2\theta = \omega_i + \omega_f$: Der Winkel zwischen Primärstrahl (mit Wellenvektor k^i) und Detektor wird konstant gehalten, die Probe wird gedreht, was im reziproken Raum einem Kreisbogen um $q=0$ entspricht. Für kleine Winkel wird in guter Näherung nur der laterale Wellenvektorübertrag geändert (aus [21]).

Durch einen ω -Scan, bei dem die Probe gedreht wird, während der Detektor feststeht, verändert man kontinuierlich den Impulsübertrag in der Ebene der Grenzfläche. Daraus erhält man Aufschluss über die laterale Struktur und Korrelationen in der Ebene.

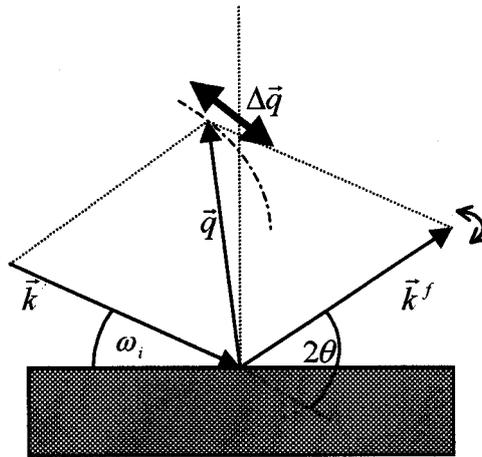


Abbildung 4.10 : Streugeometrie zum Detektor – (2θ) Scan zum Einfallswinkel ω_i :
 Bei einem Detektor-Scan wird der Einfallswinkel konstant gehalten, während 2θ variiert wird. Im reziproken Raum beschreibt ein Detektor-Scan eine Parabel, so dass sich lateraler und senkrechter Wellenübertragvektor ändern (aus [21]).

Der Detektor-Scan liefert durch seinen Verlauf in der (q_z, q_x) - Ebene Informationen über laterale wie vertikale Korrelationen.

Im Gegensatz zur Reflektivität, wo lediglich ein Wert für die mittlere Rauigkeit ermittelt werden kann, werden bei der diffusen Streuung auch Korrelationen innerhalb der Grenzfläche sichtbar. Man benutzt zur Beschreibung dieser Größen die Höhen-Höhen-Autokorrelationsfunktion [22] :

$$C_j(\mathbf{R}) = C_{jj}(\mathbf{R}) = \langle \Delta z_j(\mathbf{r}) \cdot \Delta z_j(\mathbf{r} + \mathbf{R}) \rangle \quad (16)$$

Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, zwei identische Abweichungen Δz_j im Abstand R zu finden. Ihre Fouriertransformierte gibt Auskunft über Periodizitäten lateraler Korrelationen. Ein mathematisches Modell für C_{jj} ist

$$C_{jj} = \sigma_j^2 \cdot e^{-\left(\frac{R}{\xi_j}\right)^{2h_j}} \quad \text{mit} \quad (17)$$

σ_j : mittlere Rauigkeit

R : lateraler Abstand

ξ_j : laterale Korrelationslänge für j-te Schicht

h_j : Hurst-Parameter der j-ten Schicht

Der Hurst-Parameter ist ein Ausdruck für die Fraktalität oder die Zerklüftung der Grenzfläche. Dabei bezeichnet ein Wert von $h \approx 1$ eine Grenzfläche mit „weichen“

Konturen. ξ_j gibt den Abstand R an, bei dem der Quotient $\frac{C_j(0)}{C_j(R)}$ auf den e-ten Teil

abgefallen ist.

Dieses Modell ist in vielen Fällen eine gute Beschreibung der Höhen-Höhen-Autokorrelationsfunktion, wie sowohl durch theoretische Rechnungen als auch durch STM- und AFM- Messungen bestätigt wurde.

Die Kreuzkorrelationsfunktion

$$C_{jk}(\mathbf{R}) = \langle \Delta z_j(\mathbf{r}) \cdot \Delta z_k(\mathbf{r} + \mathbf{R}) \rangle \quad (18)$$

gibt die Wahrscheinlichkeit an, zwei identische Abweichungen im Abstand R an zwei verschiedenen Grenzflächen zu finden. Die spitzen Klammern weisen auf die Mittelung über die gesamte Probenoberfläche hin. Verschwindet die Kreuzkorrelationsfunktion, so heißt das, dass periodische Strukturen an der Oberfläche nicht vertikal korreliert sind.

Um Modellrechnung zur diffusen Streuung zu machen, muss man eine Vielzahl komplizierter Rechnungen durchführen. Diese basieren gewöhnlich auf zwei verschiedenen Näherungen. Die erste ist die Bornsche Näherung (**B**orn **A**pproximation), die vollständig kinematisch ist und nur für große Q -Werte eine gute Beschreibung liefert, da sie die vor allem bei kleinen Winkeln auftretende Mehrfachstreuung vernachlässigt. Für den Lösungsansatz werden bei der Bornschen Näherung ebene Wellen benutzt. Die Intensität ist proportional zum Quadrat des Strukturfaktors, dessen Fouriertransformierte direkt das Streuprofil der Mehrfachschicht ergibt.

Im Gegensatz hierzu ist die DWBA (**D**istorted **W**ave **B**orn **A**pproximation) ein Ansatz, der die dynamischen Effekte mit berücksichtigt. Die Dichtefluktuationen an den Grenzflächen werden in erster Ordnung Störungstheorie behandelt. Für diesen Ansatz benötigt man Kenntnisse der Lösung des ungestörten Systems, dargestellt durch das zu berechnende Schichtsystem mit ideal glatten Grenzflächen. Da dieser Ansatz die Mehrfachstreuung berücksichtigt, ist er geeignet, das Verhalten des Schichtsystems über den kompletten Winkelbereich vorherzusagen.

Eine ausführliche Diskussion beider Näherungen findet man in [22].

Benutzt man für große Winkel die BA, reduziert sich die Rechenzeit erheblich, die für Simulationen von Mehrfachschichtsystemen und Anpassung der Modellparameter an experimentelle Ergebnisse benötigt wird [21].

4.4.3 Der Messplatz C1 am Hasylab

Das Instrument C1 des Hamburger Synchrotron Strahlungslabors (Hasylab) nutzt die Synchrotronstrahlung eines Ablenkamagneten. Der Fluss beträgt 10^9 Photonen $\text{mm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ein fokussierender Spiegel und zwei Schlitzsysteme definieren den Strahl vor der Probe. Als Monochromator steht ein Si(1 1 1)- Doppelmonochromator zur Verfügung. Der erste Kristall ist über eine dünne Indium – Folie thermisch an eine wasserdurchflossene Kupferplatte angekoppelt. Die Feineinstellung des Beugungswinkels erfolgt über ein Goniometer, das von einer Piezokeramik angetrieben wird. Das Goniometer stellt das Stellglied einer Regelstrecke dar, welches die Strahlintensität am Ausgang des Monochromators konstant hält (Monochromatorstabilisierung MOSTAB). Zwei Zählkammern, eine hinter dem ersten Schlitzsystem hinter dem Monochromator und eine zweite hinter dem zweiten Schlitzsystem direkt vor der Probe, dienen als Monitor.

Als Detektor wird ein NaJ-Szintillations – Detektor mit integriertem Photomultiplier verwendet. Da der dynamische Bereich des Detektors eingeschränkt ist, benutzt man ein Absorberrad, das mit Al-Folien unterschiedlicher Dicke bestückt ist, um die reflektierte Intensität über sieben Größenordnungen zu messen.

Das Diffraktometer erlaubt es, die Probe mit Translationen entlang den zwei Richtungen senkrecht zum einfallenden Strahl zu positionieren. Neben der ω -

Rotation kann man die Probe noch in zwei weitere Richtungen neigen. Mit dem Diffraktometer sind nur Messungen in vertikaler Streugeometrie möglich [15].

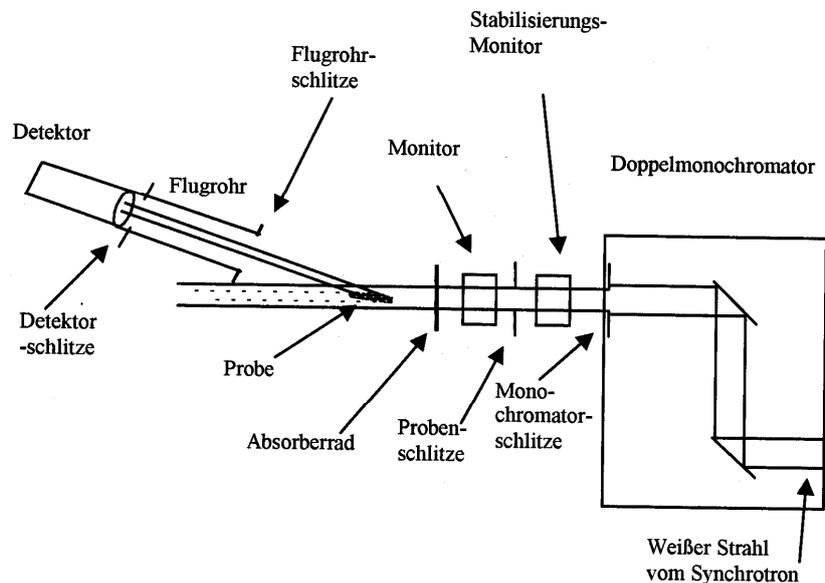


Abbildung 4.11 :Streugeometrie des C1 Messstands des HASYLAB (aus [21])

4.4.4 Das Röntgenreflektometer D8 Advance von Bruker AXS

Das Diffraktometer besteht aus einem Goniometer, bei dem sich in Theta/Theta – Geometrie die Röhre und der Detektor, ein Szintillationszähler, bewegen. Die Röhre emittiert Röntgenstrahlen mit der Energie der Kupfer K_{α} - Wellenlänge. Diese bietet kaum Kontrast zwischen Eisen und Chrom. Die leichte Zugänglichkeit des Gerätes und die kurze Messdauer legten es aber nahe, die Proben trotzdem damit zu messen.

Eine Besonderheit dieses Diffraktometers ist die sogenannte Schneidblende (engl. Knife - Edge – Collimator, KEC). Sie sorgt für eine optimale Kollimation des Primärstrahls. Die daraus folgende Reflektometriegeometrie ist in der Abbildung 4.12 zu sehen.

Außerdem besitzt dieses Reflektometer einen eingebauten Göbelspiegel. Dieser Parabolspiegel aus kristallinem Material dient als Monochromator und als Linse, d.h. er wandelt den divergenten Strahl in einen parallelen Strahl um. Hierdurch erhöht sich die Intensität am Probenort.

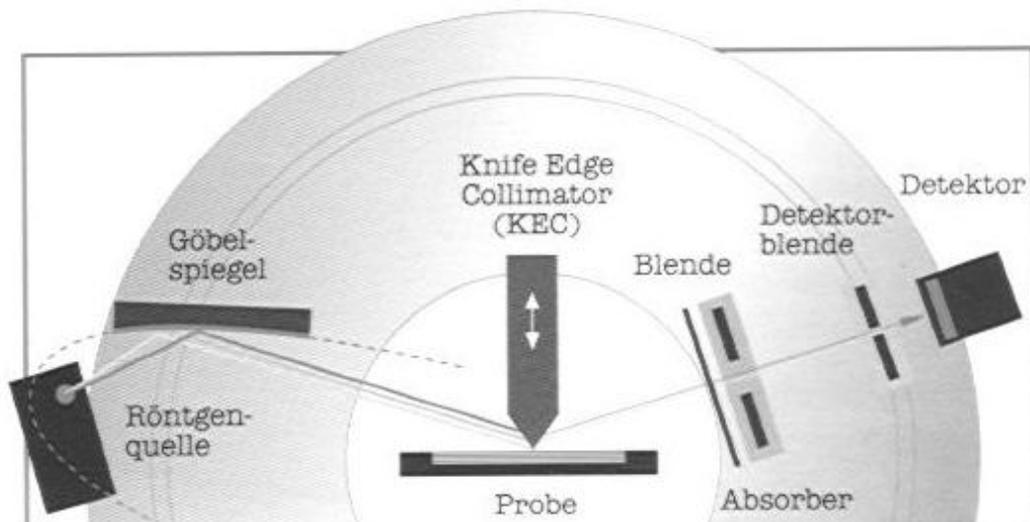


Abbildung 4.12: Schema des Röntgenreflektometer D8 Advance von BRUKER axs

4.5 Neutronenreflektometrie mit Polarisationsanalyse

4.5.1 Grundlagen

Reflektivitätsmessungen mit Neutronen liefern sowohl magnetische als auch morphologische Charakteristika der untersuchten Proben. Ist man ausschließlich an den Ober- und Grenzflächeneigenschaften einer Probe interessiert, wird man hierfür keine Neutronen verwenden, da der Fluss der Neutronenquellen i.a. so gering ist, dass ein vergleichbares Röntgenexperiment wesentlich effektiver ist, sofern man damit die gewünschten Informationen erhalten kann. Der Kontrast zwischen verschiedenen Materialien einer Probe ist für Röntgenstrahlung und Neutronen unterschiedlich, so dass Neutronen unter Umständen mehr strukturelle Informationen liefern als Röntgenstrahlen und umgekehrt.

In Analogie zur Röntgenstrahlung gibt sich für unpolarisierte Neutronen folgender Brechungsindex [24]:

$$n = 1 - 2 \frac{2\pi}{k_0^2} N b_{\text{coh}} = 1 - \frac{2\pi}{\hbar} V_n \quad (19)$$

n : Brechungsindex

N : atomare Dichte

b_{coh} : kohärente Streulänge

k_0 : Wellenzahl der einfallenden Neutronen

V_n : Pseudopotential des Kerns

\hbar : Plancksches Wirkungsquantum

Der Ausdruck b_{coh} für die Streulänge kann je nach Element auch negative Werte annehmen, was zur Folge hat, dass dann keine Totalreflektion von Neutronen auftritt. Das magnetische Moment des Neutrons macht es für die Untersuchungen magnetischer Strukturen besonders interessant; es führt zu folgendem Wechselwirkungspotential :

$$V_m = -\boldsymbol{\mu}_n \mathbf{B}_i \propto \mu_n \mu_i \sin(\theta_i) \quad (20)$$

V_m : Wechselwirkungspotential

μ_n : magnetisches Moment des Neutrons

μ_i : resultierendes magnetisches Moment der Schicht i

B_i : magnetische Induktion in der Schicht i

θ_i : Winkel zwischen x-Achse und μ_i

Der Brechungsindex für polarisierte Neutronen besitzt deswegen einen zusätzlichen magnetischen Anteil:

$$n(Q_0) = 1 - \frac{2\pi}{\hbar} (V_n \pm V_m) \quad (21)$$

Das Vorzeichen von V_m beschreibt die Orientierung des Spins vor dem Streuprozess, nämlich ob er parallel oder antiparallel zur Quantisierungsachse, die durch das externe Magnetfeld vorgegeben ist, liegt.

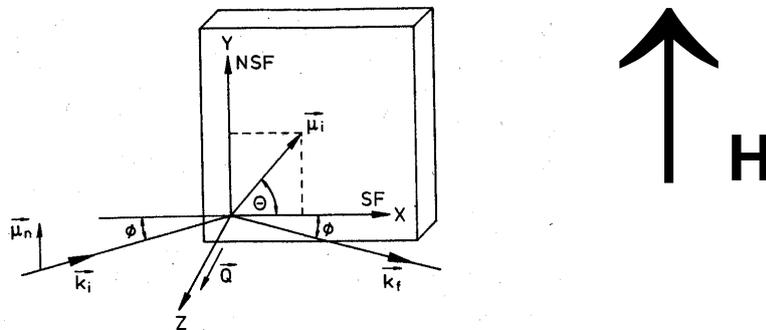


Abbildung 4.13 :Streugeometrie bei der Neutronenreflektometrie in spekulärer Anordnung (aus [24])

In dünnen Schichten liegt die Magnetisierungsrichtung vorzugsweise in der Ebene, daher besitzt sie je nach angelegtem äußeren Feld Anteile parallel und senkrecht zur Quantisierungsachse (y-Achse).

Sei der Neutronenstrahl vollständig polarisiert, d.h. die Richtung der magnetischen Momente der Neutronen sind alle ausgerichtet bezüglich der Quantisierungsachse. Beim Streuprozess kann die Spinrichtung nun dieselbe bleiben oder sich umkehren. Man spricht dann von sogenannten Non-Spin-Flip- (NSF) oder Spin-Flip-Prozessen (SF). Insgesamt kann man daher vier Streuquerschnitte messen, und zwar

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{--}, \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{++}, \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{-+}, \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{+-},$$

wobei das erste Vorzeichen jeweils die Spinrichtung der eintreffenden Neutronen relativ zum Führungsfeld H angibt und das zweite die Polarisationsrichtung der reflektierten Neutronen.

Die letzten beiden Querschnitte ergeben bzgl. Ein- und Ausfallswinkel antisymmetrisch vertauschte Messwerte, vorausgesetzt die Spinflipper, die für die gewünschte Orientierung der Neutronenspins sorgen, haben denselben Wirkungsgrad.

Dies spielt bei Reflektivitätsmessungen keine Rolle, denn dann ist der Einfallswinkel gleich dem Ausfallswinkel.

Ausgehend von der eindimensionalen Schrödingergleichung

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + \left(V - \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} \right) \right] \Psi = 0, \quad (22)$$

wobei dem zusätzlichen Spinfreiheitsgrad Rechnung getragen wird, indem die Wellenfunktion die Form eines Spinors annimmt,

$$\Psi \rightarrow \begin{pmatrix} \Psi_+(\mathbf{r}) \\ \Psi_-(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \begin{matrix} s_n \uparrow\uparrow \mathbf{H} \\ s_n \uparrow\downarrow \mathbf{H} \end{matrix} \quad (23)$$

und wobei als Wechselwirkungspotential oben hergeleitete Summe aus dem Kernstreuungsanteil V_n und dem Anteil der magnetischen Streuung V_m eingesetzt wird, gelangt man zu einem System aus gekoppelten linearen Differentialgleichungen:

$$\begin{pmatrix} \Delta_z^2 + \alpha & \beta \\ \beta & \Delta_z^2 + \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_+ \\ \Psi_- \end{pmatrix} = 0 \quad (24)$$

$$\alpha = Q_0^2 - 4\pi N(b_i \pm p_i \sin\theta_i)$$

$$\beta = 4\pi N p_i \cos\theta_i$$

Q_0 : Anteil des Streuvektors senkrecht zur Probenoberfläche

Ψ_{\pm} : Wellenfunktion des jeweiligen Spinzustandes

b_i : kohärente Streulänge in Schicht i

N : Atomdichte

p_i : magnetische Streuamplitude in der i-ten Schicht

θ_i : Winkel zwischen x-Achse und μ_i

Dieses Differentialgleichungssystem löst man durch einen geeigneten Lösungsansatz, wie z.B. eine ebene Welle. Durch Berechnung der Nullstellen der Determinante und Wahl geeigneter Randbedingungen ergeben sich die Amplituden und die zu lösenden Gleichungen.

Praktikabel wird dieses Verfahren aber durch folgende Überlegungen : Die Tatsache, dass α und β eine Winkelabhängigkeit beinhalten, bedeutet, dass die Elemente der Hauptdiagonalen, da sie von der Projektion des resultierenden magnetischen Momentes in der Probe auf die Quantisierungsachse abhängig sind, die Non-Spin-

Flip Streuung beschreiben. Die Elemente der Nebendiagonalen beschreiben die Spin-Flip Streuung, da sie proportional zur Projektion des magnetischen Momentes der Probe auf die x-Achse sind.

So ergeben sich zwei grundlegende Fälle :

1. Das resultierende magnetische Moment steht parallel zu H

Dann ist $\mu_x = \mu_y$, $\mu_z = \mu_x = 0$. Die Nebendiagonale verschwindet, damit sind die Spinzustände entkoppelt und es findet nur NSF – Streuung statt. Die beiden Signale im ++ und im -- - Kanal unterscheiden sich, da der magnetische Streubeitrag je nach Spinorientierung relativ zur Quantisierungsachse H ($\uparrow\uparrow$ oder $\uparrow\downarrow$) das effektive Potential erniedrigt oder erhöht.

Dies ist z.B. in einem rein ferromagnetischen Schichtsystem der Fall, oder wenn das äußere Feld das Sättigungsfeld der Probe übersteigt, weil dann alle magnetischen Momente in Richtung des Feldes ausgerichtet sind, und man kein Signal im SF-Kanal mehr erwarten kann.

2. Das resultierende magnetische Moment steht senkrecht zur Quantisierungsachse und senkrecht zur Schichtnormalen.

Dann ist $\mu_x = \mu_z$, $\mu_y = \mu_z = 0$. In diesem Fall tritt NSF und SF Streuung auf. Die NSF-Streuung rührt ausschließlich von der Kernstreuung her, so dass die Signale im ++ und -- Kanal identisch sind. Signale im SF-Kanal deuten z.B. auf Strukturen hin, bei denen die Magnetisierung in der Probe dem äußeren Feld nicht vollständig gefolgt ist. Dieses ist z.B. bei der Messung einer antiferromagnetischen Domänenstruktur der Fall, bei deren Messung ein schwaches (remanentes) äußeres Magnetfeld vorausgesetzt wird.

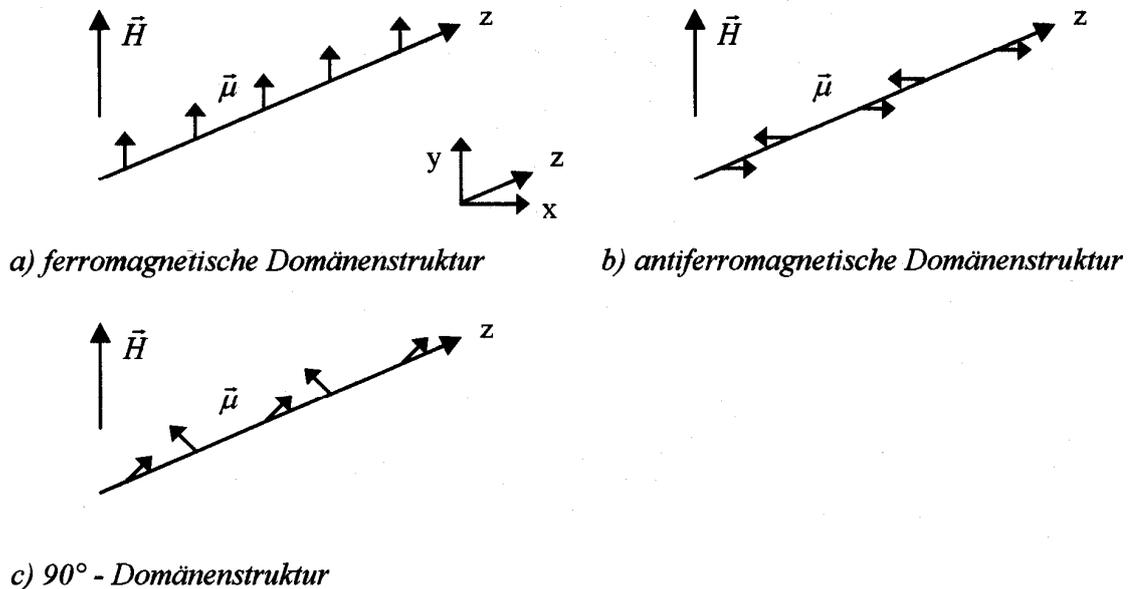


Abbildung 4.14 : Typische Magnetisierungsverläufe [21]

Die Messung einer 90°-Domänenstruktur stellt eine Kombination aus beiden Fällen dar. In diesem Fall kann man erst durch Drehung der Probe zwischen einer unkorrelierten Überlagerung ferromagnetischer und antiferromagnetischer Domänenstrukturen und einer stabilen 90°- Struktur unterscheiden.

Mit speziellen Programmen versucht man nun, die Parameter geeignet erscheinender Modelle so zu setzen, dass die tatsächlich erhaltenen Messwerte

hinreichend genau simuliert werden. Dadurch erhält man das nukleare und magnetische Dichteprofil [21].

4.5.2 Das Neutronenreflektometer HADAS im ELLA des FZ Jülich

Das Reflektometer HADAS (Abb. 4.15) befindet sich im externen Neutronenleiterlabor (ELLA) am FRJ-2 (Forschungsreaktor Jülich – 2) des Forschungszentrums Jülich. Der Name HADAS ist eine Abkürzung für „Hochauflösendes Dreiachsspektrometer“ und ist historisch bedingt. Das HADAS besteht aus mehreren Untergruppen: Doppelmonochromator, Kollimator, Probenachse, Streuarm mit ortsauflösendem Detektor und der Elektronik. Der Doppelmonochromator besteht im wesentlichen aus parallel angeordneten (002) – orientierten Graphitkristallen, die so um die senkrechte Achse gedreht werden können, dass Wellenlängen zwischen 4 und 6,5 Angström ausgewählt werden können. Die Kollimationsstrecke ist 1,5 m lang und wird durch zwei senkrechte Schlitze mit einstellbarer Schlitzbreite und verstellbarer Schlitzmitte begrenzt. Die Probe kann auf der Probenachse durch sechs Freiheitsgrade in jede Position gebracht werden. Der Streuarm mit dem ortsauflösenden Detektor kann in einem Winkelbereich von 0° bis 120° um die Probenachse gefahren werden. Für die hier durchgeführten Messungen wird allerdings nur der Winkelbereich von 0° bis etwa 10° genutzt.

Ein Polarisator innerhalb der Kollimationsstrecke und ein Polarisationsanalysator, der den ortsauflösenden Detektor überdeckt, erlauben die gezielte Auswertung der Polarisationsrichtungen. Durch Ummagnetisierung des Polarisators und durch einen Spinflipper vor dem Polarisationsanalysator wird es ermöglicht, in vier Durchgängen mit jeweils dem einkommenden Neutron mit Spin parallel („up“) oder antiparallel („down“) zum Magnetfeld an der Probe und gestreutem Neutron mit Spin „up“ oder „down“ eine vollständige Polarisationsanalyse durchzuführen.

Der Versuchsablauf geschieht nach Probeneinbau und Justage automatisch durch das entsprechende Mess- und Steuerprogramm [25].

Die einfallenden Neutronen werden an den Oberflächen und an den Grenzflächen der Probe reflektiert. Die Information, die durch diese Technik gewonnen wird, ist die Fourier- Transformierte des Profils der Streulängendichten senkrecht zur Oberfläche, die sich aus der strukturellen Streulängendichte und der Magnetisierungsdichte parallel zur jeweiligen Spinrichtung des Neutronenstrahls zusammensetzt (siehe vorheriges Kapitel).

Der Vorteil der Neutronen ist ihre große Eindringtiefe, die es gestattet, dass der Strahl erst durch ein dichtes Medium läuft, bevor er auf eine Grenzfläche trifft, und insbesondere die Tatsache, dass die Neutronen als Sonden für magnetische Eigenschaften der Probe genutzt werden können.

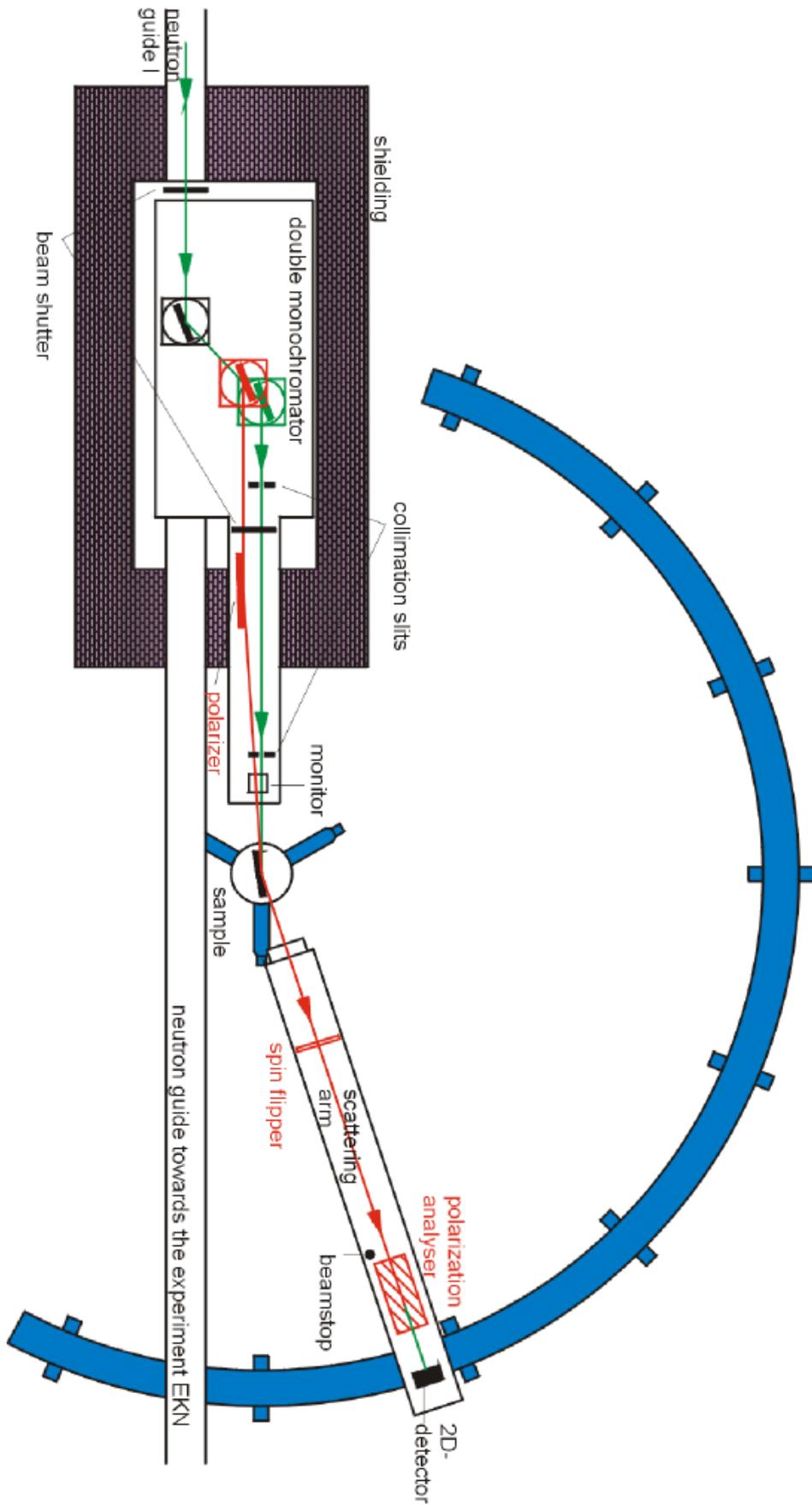


Abb. 4.15 : Aufbau HADAS

5. Epitaktische Fe / Cr / Fe – Schichtsysteme

Die hergestellten Proben bestehen aus einem (100) – GaAs-Substrat mit einer 150 nm dicken Ag-Pufferschicht zur Ausheilung der Gitterfehlpassung, auf der dann die Fe/Cr Multilagengestaltung beginnend mit einer Fe-Schicht präpariert werden. Die Dicke der elf Eisenschichten beträgt jeweils 15 nm, dies entspricht etwa 105 Atomlagen (Eisen (bcc) in (100) – Richtung, Monolagenabstand $a/2 = 0,1435$ nm). Die Dicke der dazwischen liegenden Chromschichten beträgt 1.1 nm, dies entspricht etwa 8 Atomlagen (Chrom (bcc) in (100) – Richtung, Monolagenabstand $a/2 = 0,144$ nm). Diese Dicke ist so gewählt, dass eine maximale antiferromagnetische Kopplung der Eisenschichten über die Chromschichten gewährleistet ist, was in einem Vorabversuch mit Dreifachschichten und Keilen aus Chrom, deren magnetische Eigenschaften in einer MOKE-Apparatur gemessen wurden, bestätigt wurde.

5.1 Probenpräparation

5.1.1 Substratvorbereitung

Ein bedeutender Punkt bei der Herstellung guter epitaktischer Schichten auf GaAs-Substraten ist die Substratvorbereitung. Ein neues Substrat wird zunächst entlang der gewünschten Richtung aus einem 2" - Wafer herausgeschnitten. Anschließend wird es mit Isopropanol im Ultraschallbad vorgereinigt, bis der sichtbare Schmutz entfernt ist.

Dann wird es in die MBE-Anlage eingeschleust und bei ca. 640°C für eine Stunde angelassen, um die Adatome an der Oberfläche zu desorbieren. Hierbei handelt es sich in erster Linie um Sauerstoff. Um die Reinheit der Oberfläche zu kontrollieren, nimmt man nach dieser Zeit das LEED zur Hilfe. Sieht man ein klares Muster aus Beugungsreflexen, ist die Oberfläche sauber. Durch Bewegen des Probenhalters wird überprüft, ob das auch auf der gesamten Oberfläche der Fall ist. Sieht man keine Reflexe, ist die Oberfläche noch nicht sauber und es muss, evtl. bei einer vorsichtig erhöhten Temperatur, nachgetempert werden.

Die Punkte auf den LEED-Bildern zeigen die $c(8 \times 2)$ -Überstruktur einer Ga-stabilisierten GaAs-(100)-Oberfläche [26,27]. Bei geringer Belegung der Oberfläche verschwinden sie sofort. Unter schlechten Vakuumbedingungen, z.B. bei einem Wasserpartialdruck von der Größenordnung 10^{-8} mbar, kann man beobachten, wie das LEED-Bild einer zunächst sauberen GaAs-Oberfläche innerhalb einer halben Stunde zunächst an Schärfe verliert und schließlich völlig verschwindet [10].

Leider habe ich die LEED – Bilder, die ich während der Probenpräparation beobachtet habe, nicht abgespeichert. Sie sahen aber natürlich genauso aus wie die folgenden Bilder aus [28].

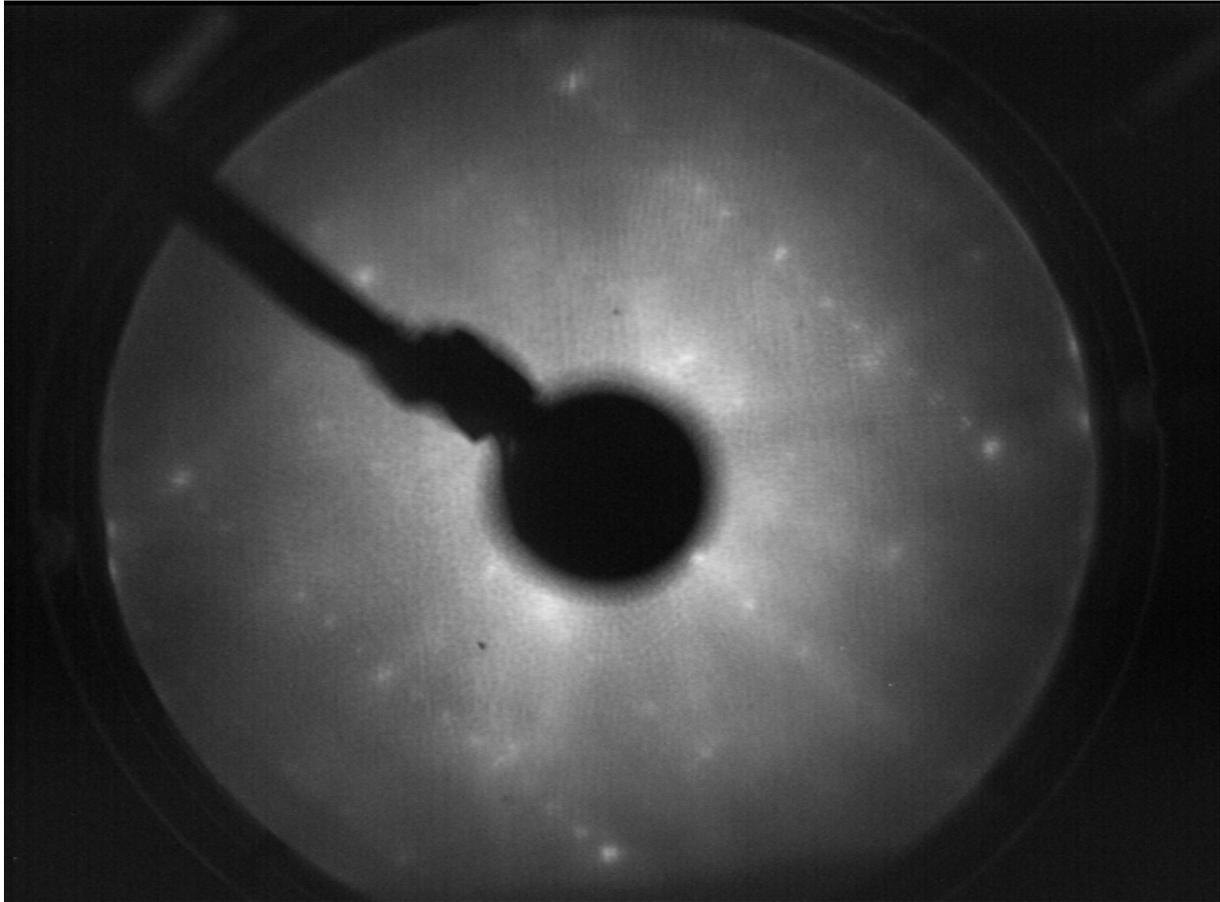


Abbildung 5.1 : LEED-Bild der (100)-Oberfläche eines GaAs –Einkristalls, der eine Stunde lang bei 500°C angelassen wurde. Man erkennt die Überstrukturreflexe der c(8x2)-Überstruktur der Ga-stabilisierten sauberen Oberfläche. E=199 eV (aus [28])

5.1.2 Ag-Puffer und erste Fe-Schicht für magnetische Schichtsysteme

Auf dem sauberen GaAs-Substrat wird zunächst bei 120°C eine 1 nm dicke Fe-Bekeimungsschicht mit etwa 0,01 nm /s aufgedampft. Diese Bekeimung ist nötig, um die anschließend folgende Ag-Schicht in [100]-Richtung zu orientieren. Wenn man sie unterlässt, wächst Silber auf GaAs in einer Mischung aus <100>- und <111>-orientierten Kristalliten auf.

Auf der Keimschicht werden dann 150 nm Silber bei 120°C mit einer Rate von 0,1 nm /s aufgebracht und anschließend bei etwa 320°C eine Stunde lang getempert. Während des Wachstums der Ag-Schicht heilt nach den Beobachtungen in [29] die Gitterfehlانpassung aus und es entsteht eine nahezu ideale, verspannungsfreie Ag-(100)-Oberfläche. Außerdem entkoppelt diese Ag-Schicht wegen ihrer Dicke die Keimschicht magnetisch vom restlichen Schichtssystem und schirmt sie bei Messungen der magnetischen Eigenschaften mit dem magneto- optischen Kerr-Effekt ab [10]. Eine LEED-Untersuchung der Schicht dient der Kontrolle der kristallinen Eigenschaften (Abb. 5.2).

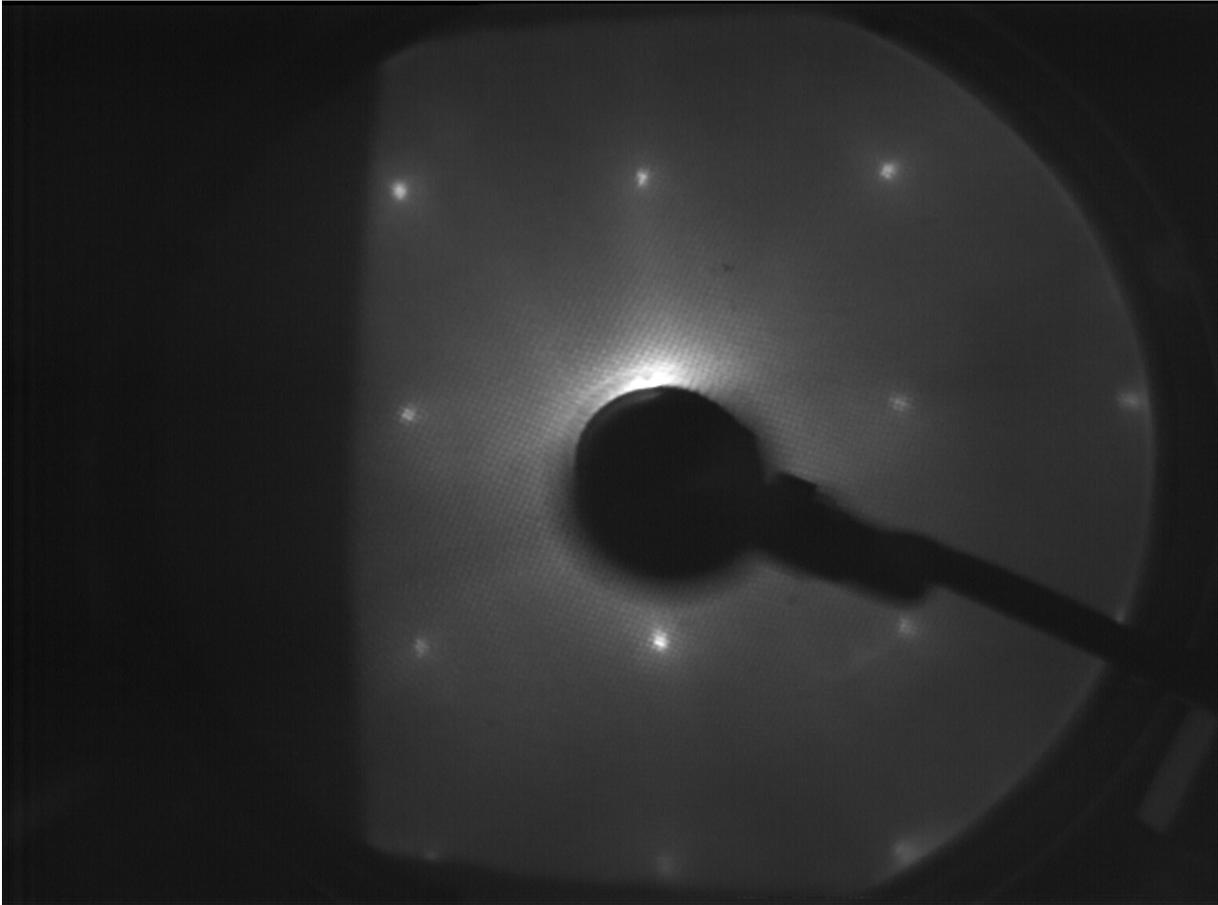


Abbildung 5.2 : LEED-Bild einer 150nm dicken Ag (100)-Pufferschicht nach einer Stunde Tempern bei 320°C, E=132eV (aus [28])

Auf die Silberoberfläche wird die erste Eisenschicht aufgedampft. Das kubisch raumzentrierte Eisen wächst in [100]- Orientierung um 45° in Schichtebene gedreht auf der (100)-Oberfläche des kubisch flächenzentrierten Silbers auf. In dieser Orientierung passen die Gitter gut zueinander, denn der Abstand der nächsten Nachbarn stimmt bei Silber (0.2889 nm, halbe Flächendiagonale der Elementarzelle) und Eisen (Gitterkonstante 0.2866 nm) mit weniger als 1% Abweichung überein. Diese Schicht wie auch alle folgenden werden bei Raumtemperatur aufgedampft, um Interdiffusion an den Grenzflächen zu vermeiden.

Chrom ist ebenfalls kubisch raumzentriert, und die Abweichung seiner Gitterkonstanten von 0.2884 nm zu der von Eisen ist ebenfalls geringer als 1%.

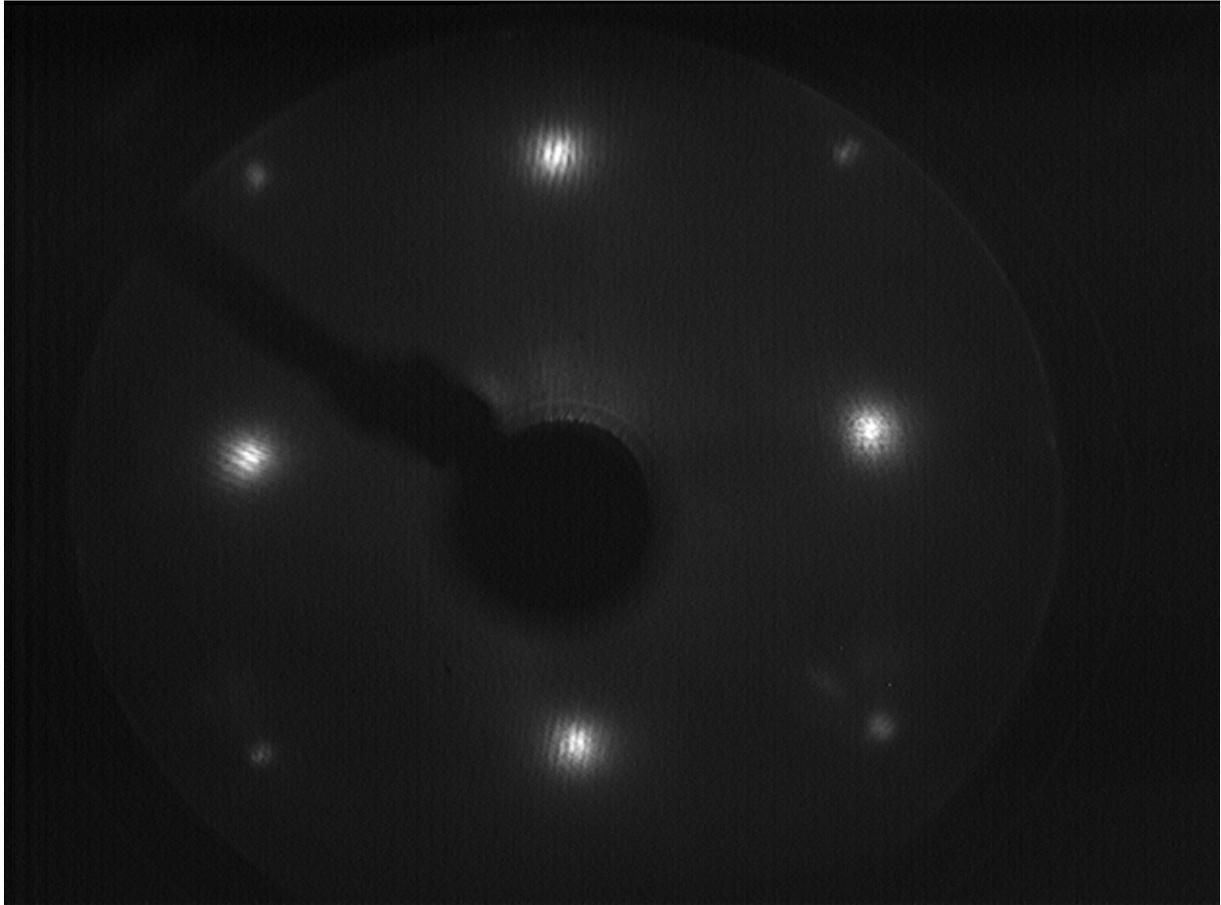


Abb. 5.3 : LEED-Bild einer 4,5 nm dicken Fe – Schicht auf einem Ag – Puffer bei $E=88$ eV (aus [28])

5.1.3 Herausforderungen bei der Strukturierung

Um die gewünschten Streifen der Periode $1\ \mu\text{m}$ auf der Oberfläche der hergestellten Proben herzustellen, wurde folgendermaßen verfahren :

1. Belackung mit PMMA 600 :
 - Probe auf Hotplate bei 180°C 5 Minuten trocknen
 - HDMS (Haftvermittler) auftropfen, nach 20 s schleudern mit 6000 U/min (Schleuderprogramm 6)
 - PMMA 600 auftropfen, schleudern
 - Probe auf Hotplate bei 180°C 2 Minuten trocknen
 - Probe auf Tuch 3 Minuten abkühlen
2. Belichtung mit einer Dosis von $300 \cdot 10^{-6}\ \text{C}/\text{cm}^2$
3. Entwickeln :
 - Probe 45 s lang in Schnellentwickler AR 600 155 entwickeln
 - Probe sofort in Propanol, dadurch sofortiges Stoppen der Entwicklung
 - Probe mit Stickstoff trocken blasen
4. 3 min 20 s Ätzen in der Oxford IBE; die Rotation des Probenhalters wird angeschaltet, eine mögliche Verkippung („arm tilt“) wird nicht durchgeführt. Strom und Spannung des Strahls sollten 44 mA bzw. 500V betragen; der Neutralisierstrom („beam neutralizer“) sollte hierbei bei 99 mA liegen.
5. Entfernen des restlichen Lacks mit Aceton und Entfetten der Unterseite
6. Entfernung redeponierter Strukturen

Es mussten mehrere Proben hergestellt werden, um obiges Verfahren zu entwickeln. Zunächst musste die Belichtungsdosis optimiert werden, denn bei den lateralen Strukturen sollten die „Täler“ genauso breit sein wie die „Höhen“. Das Ergebnis einer Belichtung mit einer zu großen Dosis zeigt Abb. 5. 4.

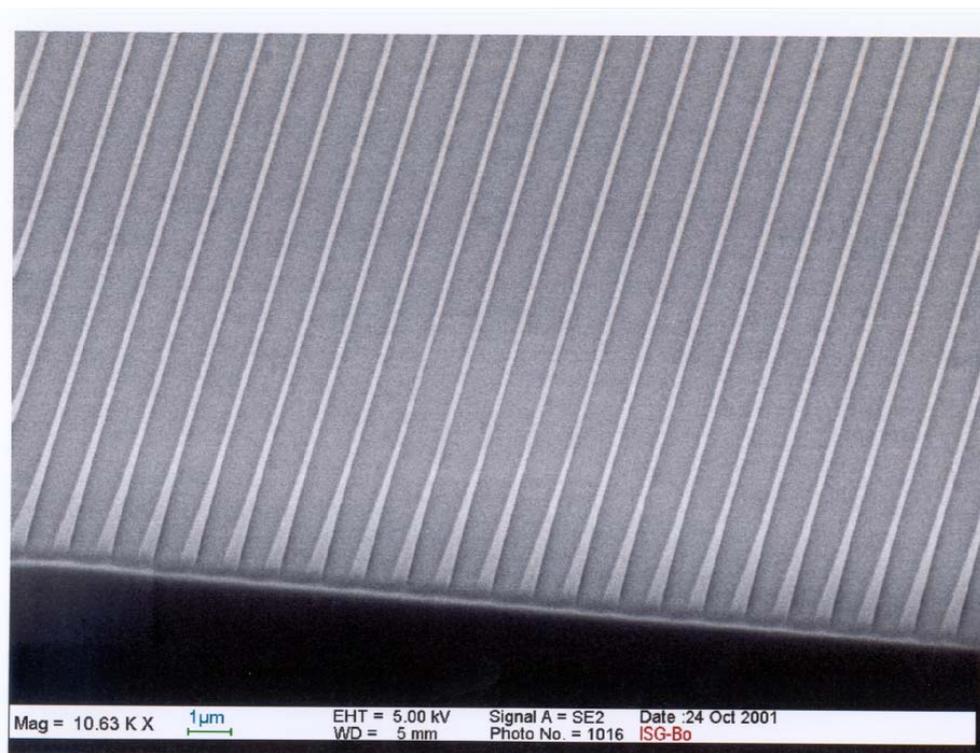


Abb. 5.4. : REM- Aufnahme der Oberfläche eine lateral strukturierten Probe

Bei dieser Aufnahme fällt auf, dass der Kontrast zwischen den Streifen und dem Untergrund sehr hoch ist. Dies darf aber bei einer REM- Aufnahme nach Kapitel 4.3.2 nicht der Fall sein, sind doch Streifen und Untergrund im Wesentlichen aus demselben Material, nämlich Eisen.

Eine andere Aufnahme derselben Probe zeigt Abb. 5.5.

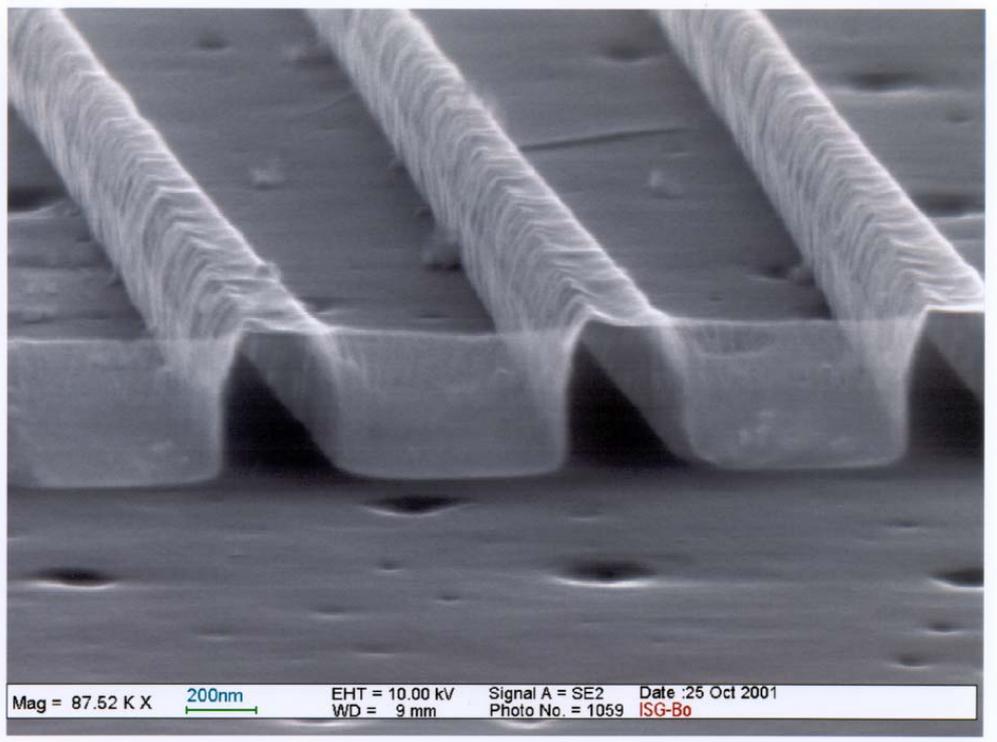


Abb. 5.5 : REM – Aufnahme der Kante einer nanostrukturierten Probe

Auf diesem Bild erkennt man, dass die Strukturen, die man von oben gesehen hat, gar nicht die erwünschten Strukturen sind, sondern redeponierte Strukturen. Diese entstehen dadurch, dass sich abgeätztes Material nicht geradlinig von der Probe wegbewegt, sondern in verschiedene Richtungen fliegt. Ein Teil des Materials lagert sich an den PMMA – Strukturen wieder an. Im Fall der in Abb. 5.5 dargestellten „Nanotunnel“ kam auch noch eine Verschmutzung im Inneren der Ätzanlage dazu. Nach dem Ätzen wird das PMMA mit Aceton entfernt, die redeponierten Strukturen bleiben jedoch stehen. Dieses Problem taucht nicht auf, wenn man mit längeren Ätzdauern tiefere Strukturen herstellt. Wir wollten jedoch eine Tiefe von 170 nm erreichen. Dann reicht die Ätzdauer nicht, um die redeponierten Strukturen zusammenbrechen zu lassen. Ein Nachteil der redeponierten Strukturen liegt offensichtlich darin, dass man nicht erkennen kann, ob der Ätzzvorgang erfolgreich verlaufen ist.

Die Abbildung 5.6 zeigt die Auswirkung einer Erhöhung der Ätzdauer bei einer anderen Probe.

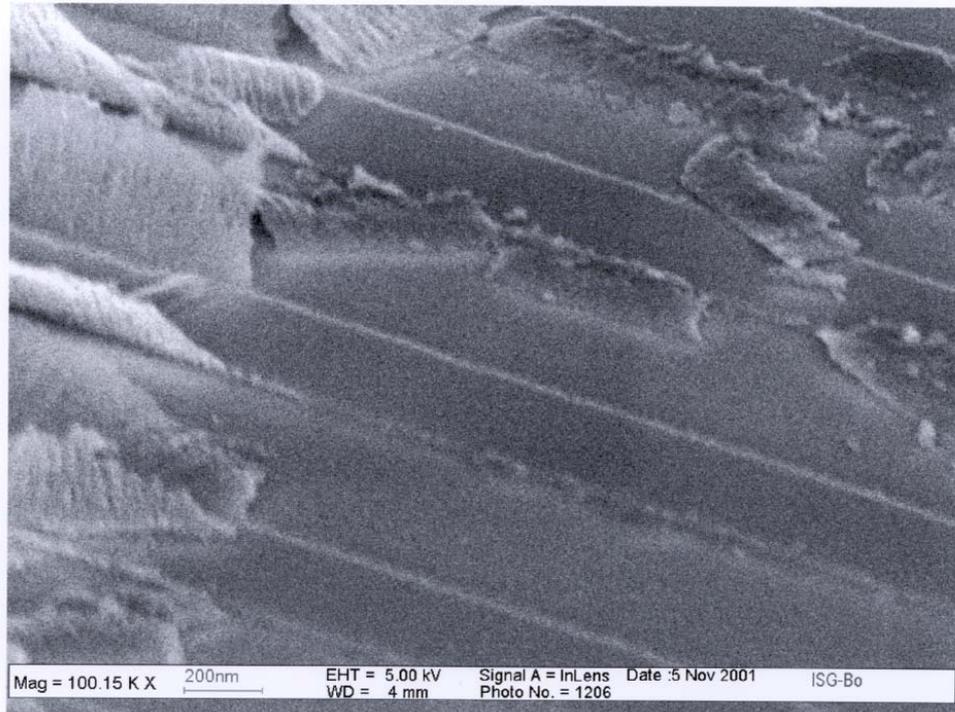


Abb. 5.6 : REM- Aufnahme der Oberfläche einer nanostrukturierten Probe

Hier kann man deutlich die geätzten Kanten im Eisen erkennen. Da die erwünschte Tiefe der Streifen bei ca. 15 nm lag, also der Dicke einer Eisenlage, konnte man diesen Ätzvorgang als erfolgreich betrachten, auch wenn man keine genaue Aussage sondern nur Schätzungen über die Tiefe machen kann.

Um der Gefahr vorzubeugen, dass bei den anstehenden Streuexperimenten die Messungen durch von den Überresten der Nanotunnel herrührende diffuse Streuung negativ beeinflusst würden, musste noch ein Weg gefunden werden, um diese Überreste zu entfernen.

Deswegen besteht der letzte Schritt der Produktion darin, die Proben umgedreht, d.h. mit den Streifen nach unten, eine halbe Stunde lang in dem relativ zähen Mittel n-metyl 2-pyrrolidon bei 60°C einem Ultraschallbad auszusetzen.

Dadurch entsteht eine Oberfläche, wie sie in Abb. 1.1 abgebildet ist.

5.2 Fe/Cr – Mehrfachschichten

Um die Art der Kopplung der magnetischen Momente von Eisenschichten über Chromschichten zu überprüfen, bieten sich MOKE- Messungen an. Wie man Abbildung 5.7 entnehmen kann, gibt es für die Eisenschichten zwei Möglichkeiten, zu koppeln. Dies hängt von der Anzahl der Monolagen Chrom zwischen ihnen und von der Wachstumstemperatur ab [30]. Die maximale antiferromagnetische Austauschkopplung erhält man nach [30] bei Raumtemperatur bei einer Chromdicke von etwa 1.1 nm. Dieses Ergebnis wurde in einem Vorabversuch anhand von Keilen aus Chrom, welche die Mitte einer Dreifachschicht bilden, bestätigt. Die Chrom- und Eisenschichten oberhalb des Puffers wurden bei den Mehrfachschichtsystemem bei Raumtemperatur aufgedampft, um Interdiffusion an den Grenzflächen zu vermeiden (s.o.).

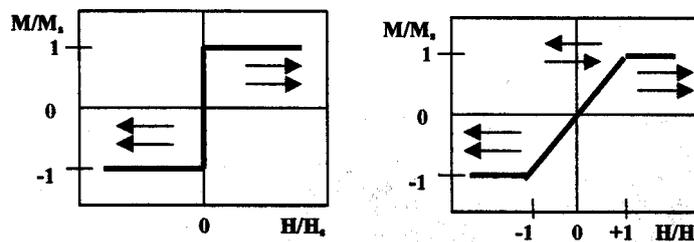


Abb. 5.7 : Idealisierte magnetische Hysteresen für ferromagnetisch und antiferromagnetisch gekoppelte Fe/Cr/Fe- Schichten. Die Pfeile geben die jeweiligen Magnetisierungsvektoren in der oberen und unteren Fe- Schicht wieder.

In Abbildung 5.8 ist die MOKE – Messung einer unstrukturierten Mehrfachschicht, die nach dem oben beschriebenen Verfahren hergestellt wurde, zu sehen. Man erkennt deutlich die antiferromagnetische Kopplung (siehe Abb. 5.7). Die Ausbuchtungen, die scheinbar die Sättigungsmagnetisierung übersteigen, rühren von der gemessenen Kombination von longitudinalem und transversalem Kerr- Effekt her (siehe Kap. 4.2).

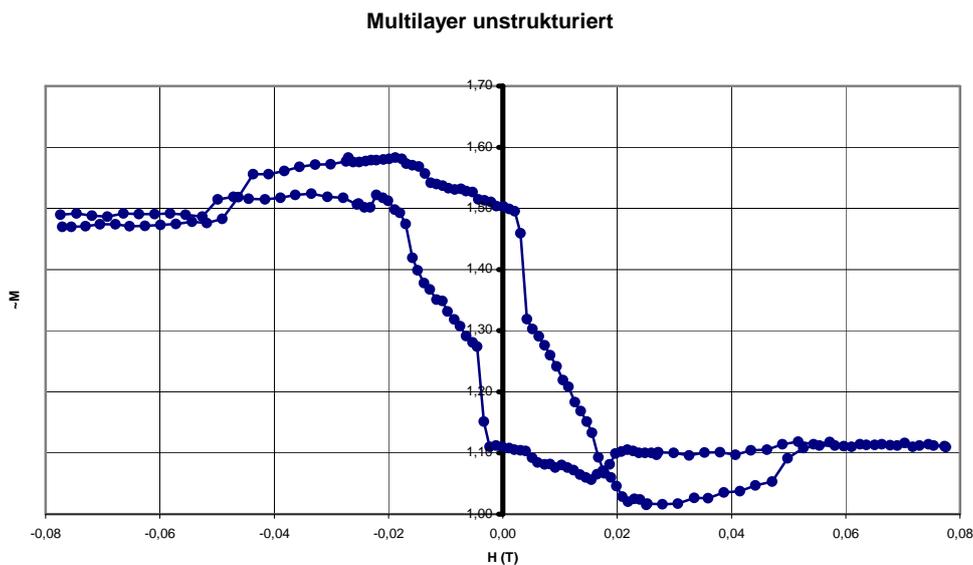


Abb. 5.8 : Gemessene magnetische Hysterese eines Mehrfachschichtsystems, bestehend aus Eisendeckschicht (15nm) + 10*[Cr(1,1nm) /Fe(15 nm)]/Ag 150nm/GaAs; die Punkte stellen Messwerte dar, die Linien sind nur Hilfe zur Ansicht

Um die strukturellen Eigenschaften der Probe zu ergründen, wurden Röntgenmessungen durchgeführt. Die Ergebnisse kann man mit denen eines Neutronenstreuexperimentes im Sättigungsfeld vergleichen. Die Prinzipien der durchgeführten Messungen sind in Kapitel 4.4.1 beschrieben. Abb. 5.9 stellt eine Reflektivitätskurve eines Mehrschichtsystems dar. Anhand der Periodizitäten kann man auf verschiedene Eigenschaften der Probe schließen.

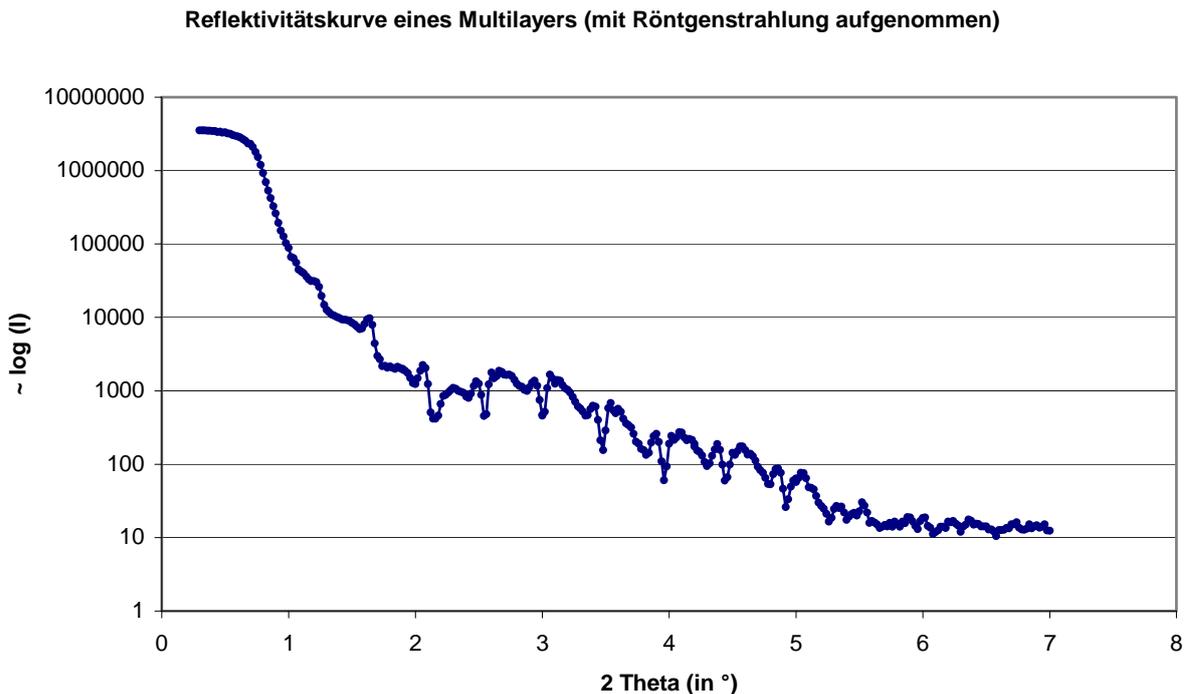


Abb. 5.9 : Röntgenreflektivitätskurve einer unstrukturierten Mehrschicht

Eine Simulation dieser Röntgenreflektivitätskurve kann leider in Ermangelung eines Programms, welches die geometrischen Eigenschaften des Diffraktometers einbezieht, nicht gezeigt werden.

Da die Reflektivität in Richtung von q_z aufgenommen wird, sind an ihr die vertikalen Korrelationen der Probe abzulesen.

Nach Kapitel 4.4.1 gilt

$$Q = \frac{4\pi}{\lambda} \sin(\theta) = \frac{2\pi}{d} \quad (25)$$

- Q Betrag des Streuvektors, $\mathbf{Q} = \mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i$
- 2θ von \mathbf{k}_f und \mathbf{k}_i eingeschlossener Winkel
- d Schichtdicke

Für kleine Winkel und auf die Abstände bezogen kann man dies umformen zu

$$d = \frac{\lambda}{2\delta\theta}$$

(26)

Dies gilt unter Vernachlässigung der Brechung.

Mit dieser Gleichung kann man jetzt aus den Abständen der Maxima oder Minima der Reflektivitätsmessung in Abbildung 5.9 und der Röntgenröhrenwellenlänge von $0,1542 \text{ nm}$ (Kupfer – K_α) eine Schichtdicke $d = 18,8 \text{ nm} \pm 2,94 \text{ nm}$ berechnen (mit $\delta\theta = 0,235^\circ \pm 0,035^\circ$ und $\lambda = 0,1542 \text{ nm} \pm 0,0001 \text{ nm}$), was den Dicken der aufgedampften Eisen – Chrom – Doppellagen entspricht. Es waren jeweils ungefähr 15 nm Eisen und $1,1 \text{ nm}$ Chrom aufgedampft worden. Die Tatsache, dass man trotz des relativ geringen Kontrastes von Chrom und Eisen (siehe Tabelle 2, Kapitel 5.2.1) diese Reflektionen sieht, ist damit zu begründen, dass es sich bei der gemessenen Probe um eine Vielfachschicht handelt. Der Strahl wird an jeder Doppellage reflektiert, und die Reflektionen überlagern sich konstruktiv.

Die überlagernde Oszillation, die etwa bei $2\theta = 2,1^\circ$ beginnt und bis $2\theta = 4^\circ$ anhält, gehört wahrscheinlich zu einer dünnen Oxidschicht an der Oberfläche. Da man die Länge der Oszillation nur grob abschätzen kann, wird die Dicke der Oxidschicht hier nicht berechnet. Aus den Neutronendaten (Kapitel 6.1) ist sie aber zu $1,8 \text{ nm}$ bestimmt worden.

In Abb. 5.10 ist eine Röntgenmessung des Fe/Cr/Fe Multilayer -Systems dargestellt, welche nicht nur die Reflektivität, sondern auch die diffuse Streuung enthält. Diese bildet laterale Korrelationen des Systems ab. Die Periodizitäten rühren von Interferenz der an den einzelnen Schichten reflektierten Strahlen her und bilden wiederum die Schichtdicken ab. Die Sichtbarkeit einzelner Strukturen (Bragg-sheets etc.) hängt stark von dem gewählten Intensitätsbereich ab.

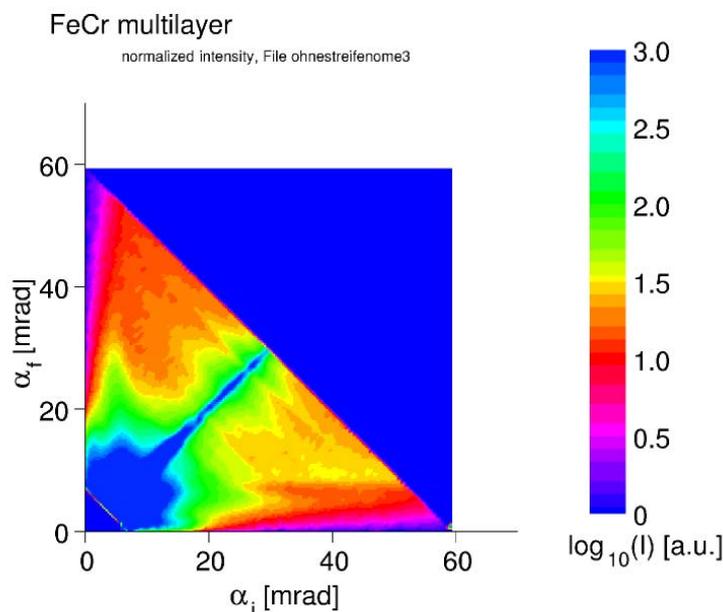


Abb. 5.10 : Röntgenmessung der unstrukturierten Probe bei $E = 8040 \text{ eV}$ incl. diffuser Streuung, aufgetragen sind die logarithmierten Intensitäten in einem Koordinatensystem aus Einfallswinkel α_i und Ausfallswinkel α_f

5.2.1 Kontrastvariation am CEMO

Anders als eine Röntgenröhre bietet ein Synchrotronmessplatz die Möglichkeit, aus einer Bandbreite von Energien im Strahl jeweils eine auszuwählen.

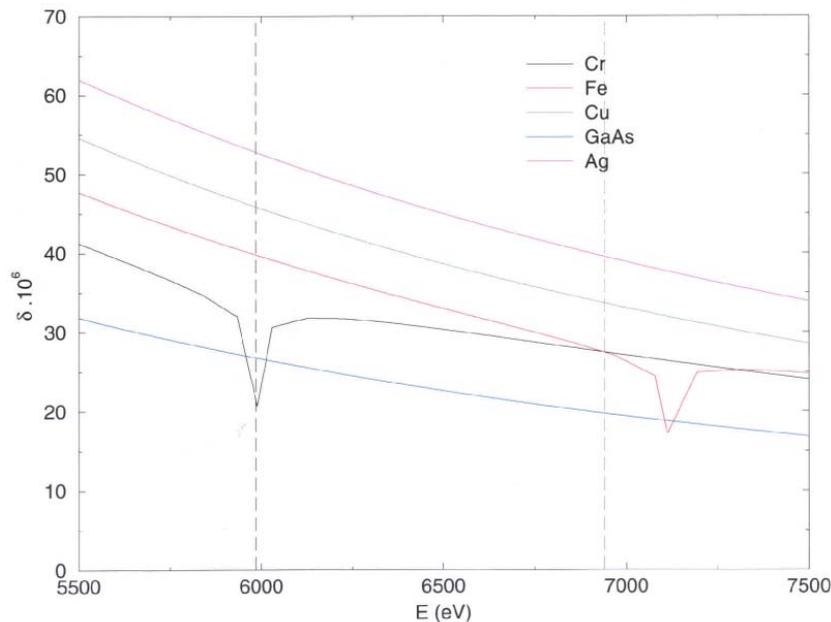


Abb. 5.11 : Brechungsindizes von verschiedenen Materialien, abhängig von der Energie, nach Gleichung (9), Kapitel 4.4.1

Wie man in Abb. 5.11 erkennen kann, gibt es eine Energie, bei der der Kontrast zwischen Chrom und Eisen maximal ist, und eine, bei der er minimal ist. Diese beiden Energien, 5985 eV und 6940 eV sind in der Grafik durch senkrechte Striche angedeutet. Tabelle 1 und 2 enthalten die energieabhängigen Atomformfaktoren für die am Synchrotron benutzten Energien sowie die Energie der Röntgenröhre bzw. die damit aus Gleichung (9), Kapitel 4.4.1 resultierenden Komponenten des komplexen Brechungsindex.

	E = 5985 eV $\lambda = 0,2076\text{nm}$	E = 6940eV $\lambda = 0,179\text{nm}$	E = 8040eV (Cu-K $_{\alpha}$) $\lambda = 0,1542\text{nm}$
Chrom			
f'	-7,253	-0,948	-0,165
f''	0,459	3,06	2,449
Eisen			
f'	-1,65	-3,38	-1,13
f''	0,64	0,49	3,153

Tabelle 1 : Energieabhängige Atomformfaktoren von Chrom und Eisen

	E = 5985 eV $\lambda = 0,2076\text{nm}$	E = 6940eV $\lambda = 0,179\text{nm}$	E = 8040eV (Cu-K $_{\alpha}$) $\lambda = 0,1542\text{nm}$
Chrom $\delta \cdot 10^6$ $\beta \cdot 10^6$	26,95 0,738	27,56 3,66	21,15 2,17
Eisen $\delta \cdot 10^6$ $\beta \cdot 10^6$	39,96 1,05	27,6 0,6	22,52 2,85

Tabelle 2 : Realteil (-1) und Imaginärteil des Brechungsindex von Chrom und Eisen

Das Extremum bei 5985 eV rührt von einer Absorptionskante her. Die dortige große Streukontrastverstärkung wird bei Streuexperimenten bei diesen Energien als „anomale Streuung“ bezeichnet.

Bei den Synchrotronmessungen an der unstrukturierten Probe kann man sehr gut die Reziprozität bei Streumessungen erkennen. Kleine Strukturen bzw. dünne Schichten sorgen für langreichweitige Oszillationen in Streumessungsbildern, große Strukturen sorgen dagegen für kleine Oszillationen. Deswegen gibt es bei der Messung bei 6940 eV, wo kein Kontrast zwischen Eisen und Chrom vorliegt, viele kurze Oszillationen zu sehen; der Röntgenstrahl durchquert die gesamte Probe und wird an den Grenzflächen zwischen Silber und Eisen reflektiert. In den großen Strukturen der Messung bei 5985 eV kann man dagegen die Grenzflächen von Chrom und Eisen erkennen. In der Messung mit der Röntgenröhre kann man trotz des geringen Kontrastes ebenfalls Oszillationen erkennen, hier ist aber die Auflösung nicht so gut und der Bereich ist auch kleiner.

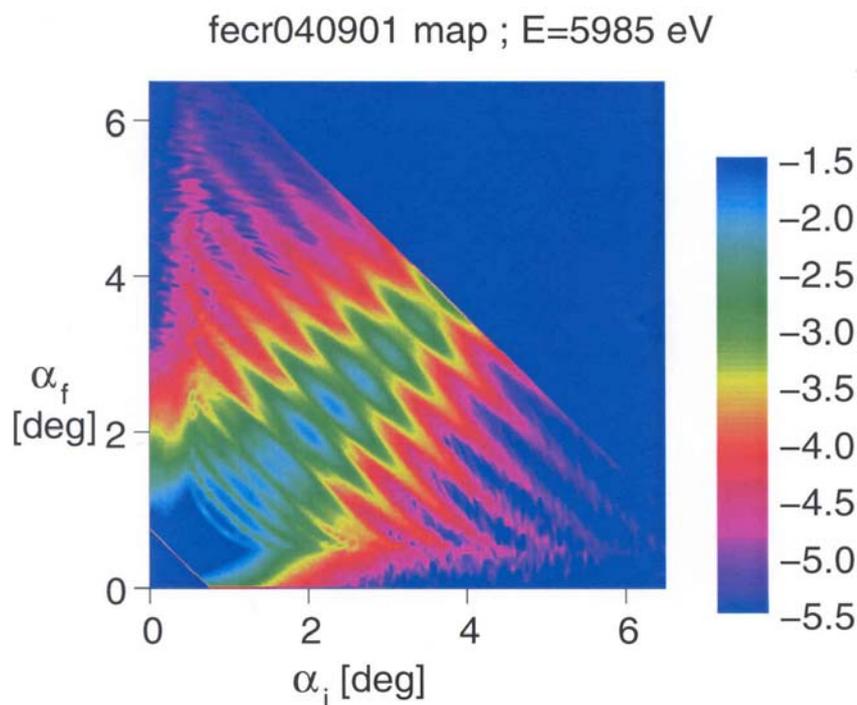


Abb. 5.12 : Streumessung einer Fe/Cr/Fe Mehrschicht bei einer Energie von 5985 eV. Aufgetragen ist die diffuse Intensität über Einfallswinkel α_i und Ausfallswinkel α_f . Die spekuläre Streuung ist unterdrückt.

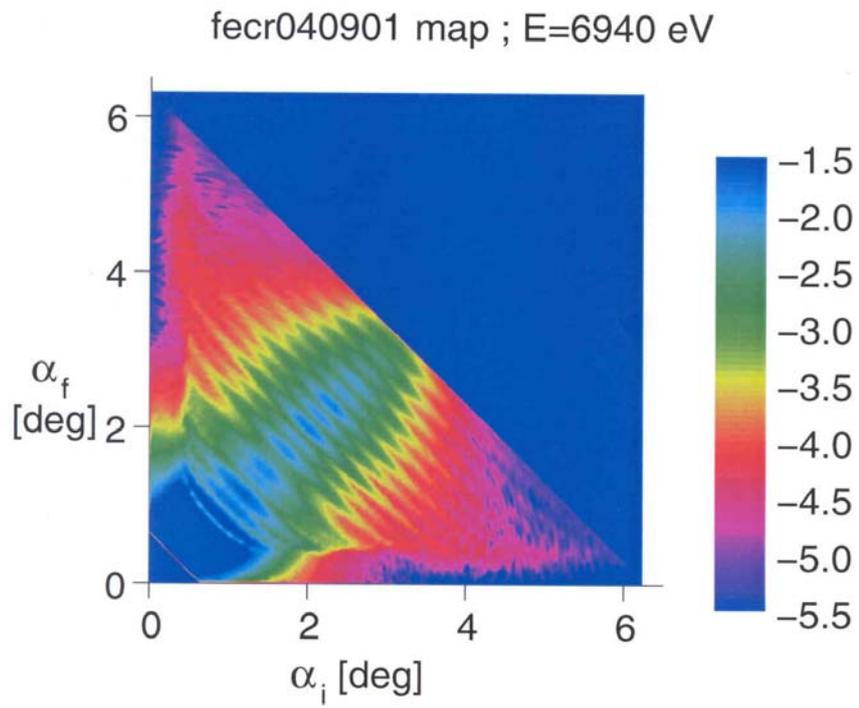


Abb. 5.13 : Streumessung einer Fe/Cr/Fe Mehrschicht bei einer Energie von 6940 eV. Die spekuläre Streuung ist unterdrückt.

5.3 Fe/Cr – Mehrfachschichten mit lateral strukturierter Oberfläche

In Abbildung 5.14 ist die MOKE – Messung einer lateral strukturierten Mehrfachschicht, die nach dem oben beschriebenen Verfahren hergestellt wurde, zu sehen. Man erkennt deutlich die antiferromagnetische Kopplung. Die Ausbuchtungen, die scheinbar die Sättigungsmagnetisierung übersteigen, rühren von der gemessenen Kombination von transversalem und longitudinalem Kerr- Effekt her. Die mögliche Ursache der Stufen liegt in umklappenden Domänen. Ein Vergleich mit der Messung der unstrukturierten Probe ist nicht angebracht, da bei MOKE-Messungen unter unterschiedlichen Winkeln der Proben unterschiedliche Messungen gemacht wurden. Es liegen also auch noch Formabhängigkeiten vor. Sämtliche MOKE- Messungen auszuwerten wäre eine Aufgabe für die Zukunft. Diese spezielle Messung ist hier lediglich abgebildet, da sie als Grundlage für weitere Messungen gedient hat und in Kapitel 6 wieder aufgegriffen wird.

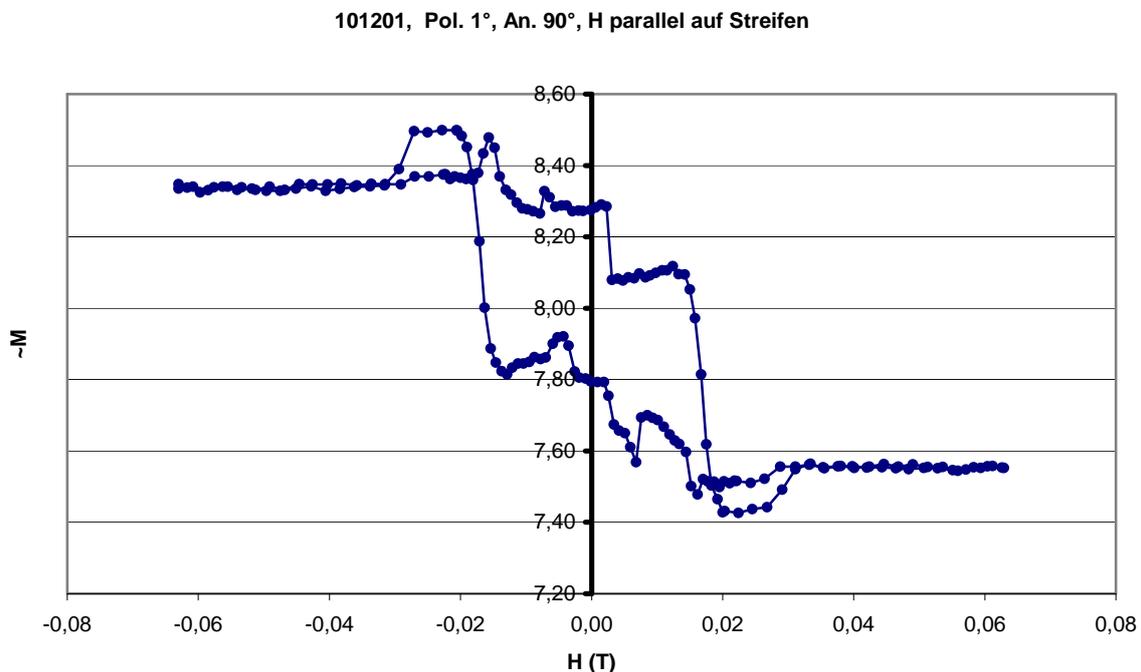


Abb. 5.14 : Gemessene magnetische Hysterese eines Mehrfachschichtsystems bestehend aus Eisendeckschicht (15nm) + 10*[Cr(1,1nm) /Fe(15 nm)]/Ag 150nm/GaAs, bei dem die Eisendeckschicht lateral strukturiert ist; die Punkte stellen Messwerte dar, die Linien sind nur Hilfe zur Ansicht

Für diese Probe wurde ebenfalls eine Messung des transversalen Kerr- Effektes durchgeführt. Diese ist in Abbildung 5.15 dargestellt. Die Asymetrie rührt wiederum von einer Mischung mit dem longitudinalen Kerr- Effekt her. Mit diesen beiden Messungen könnte man die Hysterese in Abbildung 5.14 rechnerisch glätten. Das wurde nicht gemacht, da die Hysterese lediglich als Ausgangspunkt für weitere Messungen diene. (siehe Kapitel 6). Sie lässt so auch erkennen, dass unterhalb der Sättigung eine messbare Komponente der Magnetisierung senkrecht zum Feld vorliegt.

Auch an dieser Probe wurden Messungen mit dem Röntgenreflektometer durchgeführt. Die Streifen lagen dabei senkrecht zum Strahl. Das Ergebnis der Reflektivitätsmessung zeigt Abbildung 5.16.

In Abbildung 5.17 sind die Messungen an der unstrukturierten und an der strukturierten Probe gegenübergestellt.

101201, Pol. 46°, An. 138°, H parallel auf Streifen (transversaler Kerr-Effekt)

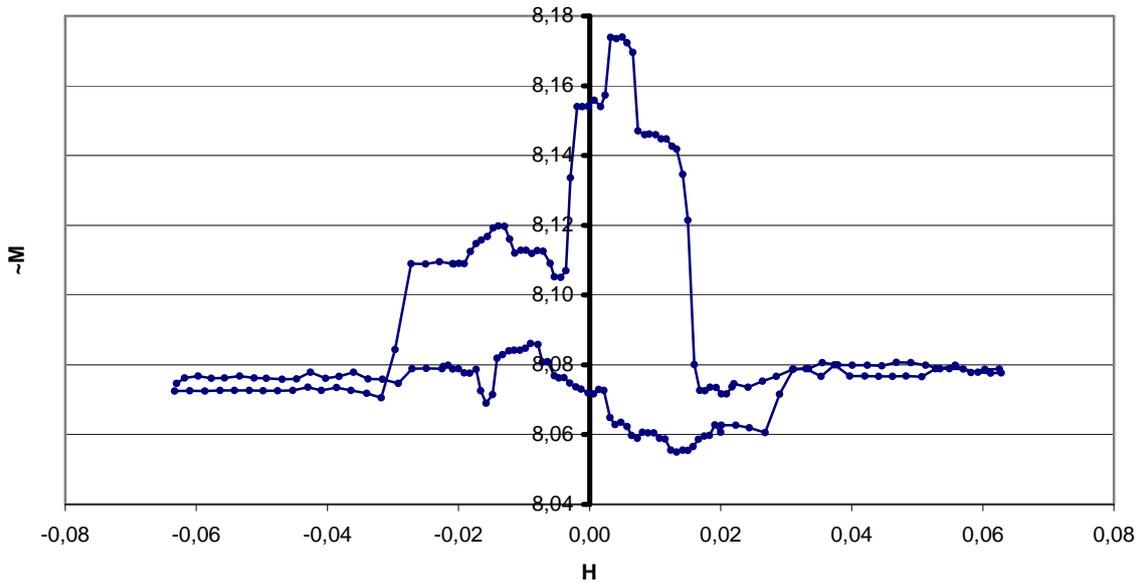


Abb. 5.15 : Transversaler Kerr-Effekt eines 10^* (Fe(15 nm)/Cr(1,1nm)/Ag 150nm/GaAs + Eisendeckschicht (15nm) Mehrschichtsystems, bei dem die oberste Eisenschicht lateral strukturiert ist; die Punkte stellen Messwerte dar, die Linien sind nur Hilfe zur Ansicht

Reflektivitaet mit Streifen

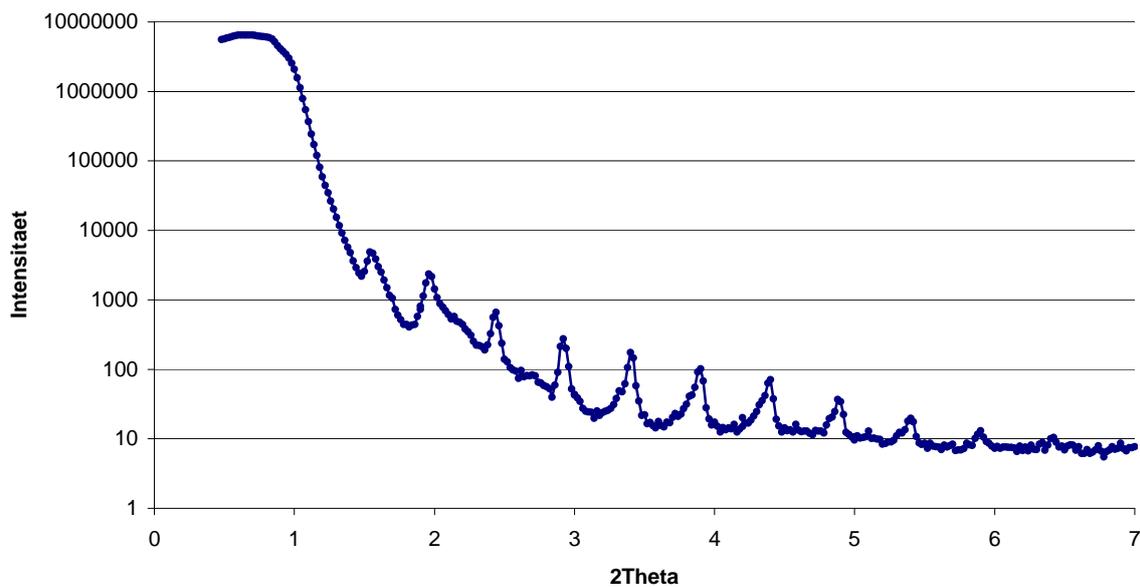


Abb. 5.16 : Röntgenreflektivitätskurve einer strukturierten Mehrschicht

Anteil diffuser
Streuung

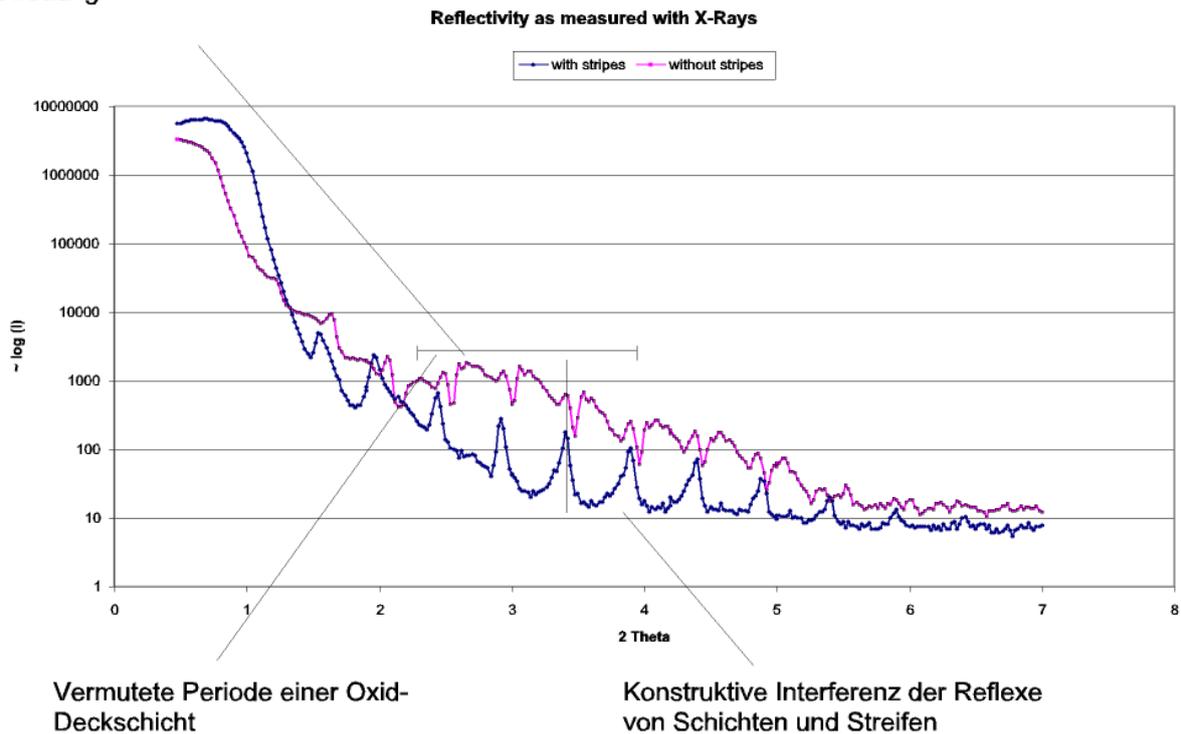


Abb. 5.17 : Gegenüberstellung der Röntgenreflektivitätskurven einer strukturierten und einer unstrukturierten Mehrschicht

Man kann gut erkennen, dass die Perioden beider Messungen übereinstimmen, wobei sich die Periode der strukturierten Probe ein wenig nach rechts verschiebt. Da man mit Kupfer - K_{α} - Strahlen kaum Kontrast zwischen Eisen und Chrom hat, sieht man in der Messung der strukturierten Probe fast ausschließlich die Reflektion der Streifen. Da in die spekuläre Streuung nur die lateral gemittelte Streudichte eingeht, erscheint die gestreifte obere Schicht als eine Schicht reduzierter Streudichte. Die „Berge“ bestehen ja aus Eisen und die „Täler“ aus Luft. Deswegen hat diese Schicht einen großen Kontrast zum Rest der Probe. Man kann also festhalten, dass die Tiefe der Streifen fast genau der Dicke einer Doppellage Eisen/ Chrom, also ca. 16 nm entspricht. Der berechnete Wert, gewonnen durch Mittelung über alle Peak-Abstände, lautet

$$d = 18,22 \text{ nm} \pm 2,94 \text{ nm},$$

$$\text{er wurde gewonnen aus } d = \frac{\lambda}{2\delta\theta}$$

$$\text{mit } \delta\theta = 0,2425^{\circ} \pm 0,035^{\circ} \text{ und } \lambda = 0,1542 \text{ nm} \pm 0,0001 \text{ nm}$$

Dass die Reflektivität bei der Messung der gestreiften Probe insgesamt niedriger ausfällt, ist damit zu erklären, dass die Streifen zur Verstärkung der diffusen Streuung beitragen, d.h. mehr Intensität als bei der unstrukturierten Probe wird nicht unter der Reflektivitätsbedingung gestreut und ist somit für die Reflektivitätsmessung verloren.

Weiterhin fällt die unterschiedliche Form der Peaks ins Auge. Die spitze Form der Peaks bei der Messung der strukturierten Probe hängt damit zusammen, dass die Tiefe der Streifen ziemlich genau einer Doppellage Eisen – Chrom entspricht (siehe

oben). Hierdurch kommt es zu einer konstruktiven Interferenz zwischen den Reflexen, die von den Streifen herrühren, und denen, die von den Schichten herrühren. Dadurch werden die Punkte entlang der Reflektivität in ihrer Intensität verstärkt, wie man auch in Abbildung 5.18 gut erkennen kann. Die Kurve der Messwerte der unstrukturierten Probe wird durch diffuse Streuung hingegen eher abgeflacht.

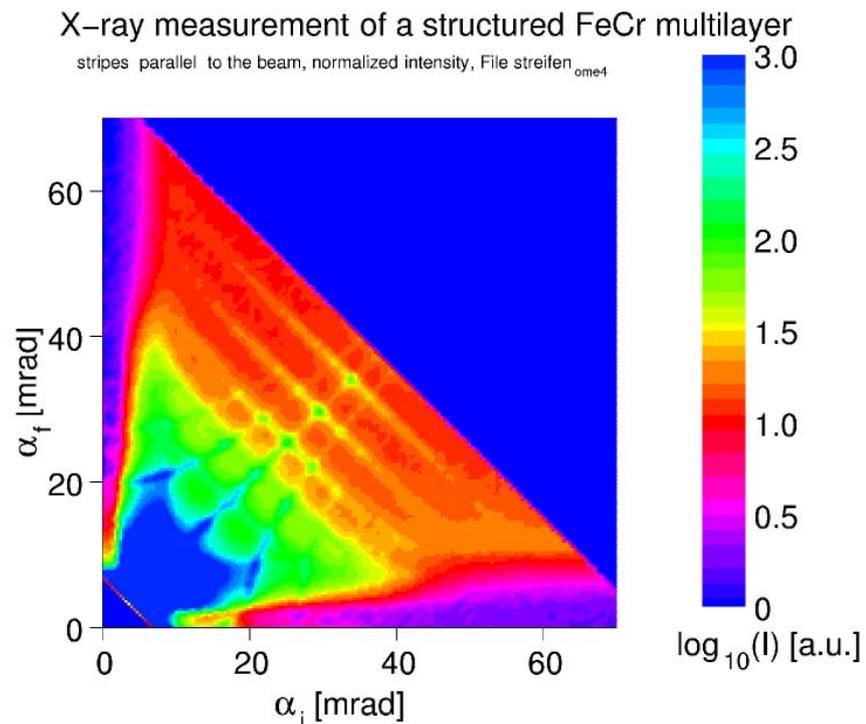


Abb. 5.18 : Röntgenmessung der strukturierten Probe incl. diffuser Streuung

Abbildung 5.18 zeigt die Verteilung der gestreuten Intensität als Funktion von Einfallswinkel α_i und Ausfallswinkel α_f , die im Röntgendiffraktometer von der gestreiften Probe aufgenommen wurde. Hier kann man den Einfluss der lateral strukturierten Oberfläche auf die gestreute Intensität deutlich erkennen. Aus dieser Messung kann man jetzt die Periode der Streifen berechnen.

q_x verläuft senkrecht zur Reflektivität (q_z). Deswegen gilt für q_x :

$$q_x = \frac{2\pi}{\lambda} (\cos \alpha_f - \cos \alpha_i) \quad (27)$$

Für kleine Winkel und konstruktive Interferenz gilt

$$q_x = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\alpha_i^2}{2} - \frac{\alpha_f^2}{2} \right) = n \frac{2\pi}{d} \quad (28)$$

Daraus folgt

$$d = \frac{2\lambda}{n(\alpha_i^2 - \alpha_f^2)} \quad (29)$$

Der Wert d gibt in diesem Fall die Periode der Streifen wieder, d.h. die Summe der Breiten eines Tals und eines Bergs. Eine Mittelung über die Reflexe 1. Ordnung, das sind diejenigen, die der spekulären Linie direkt benachbart sind, ergab hierfür einen Wert von $0,945 \mu\text{m} \pm 0,05 \mu\text{m}$. Diesen Wert zu berechnen ist interessant, bestätigt er doch, dass die Reflexe tatsächlich von der strukturierten Oberfläche herrühren; außerdem sind die Streifen zwar auf den REM – Bildern abgebildet, aber leider oft unter breitenverzerrenden Winkeln und ohne Angabe des Winkels auf den Bildern. Das Verhältnis „Bergbreite“ zu „Talbreite“ beträgt, wie man an den REM – Bildern ablesen kann, etwa $1 : 1,2$, d.h. die Täler sind etwa $0,43 \mu\text{m}$ breit und die Streifen $0,52 \mu\text{m}$ (siehe auch Kapitel 6.2).

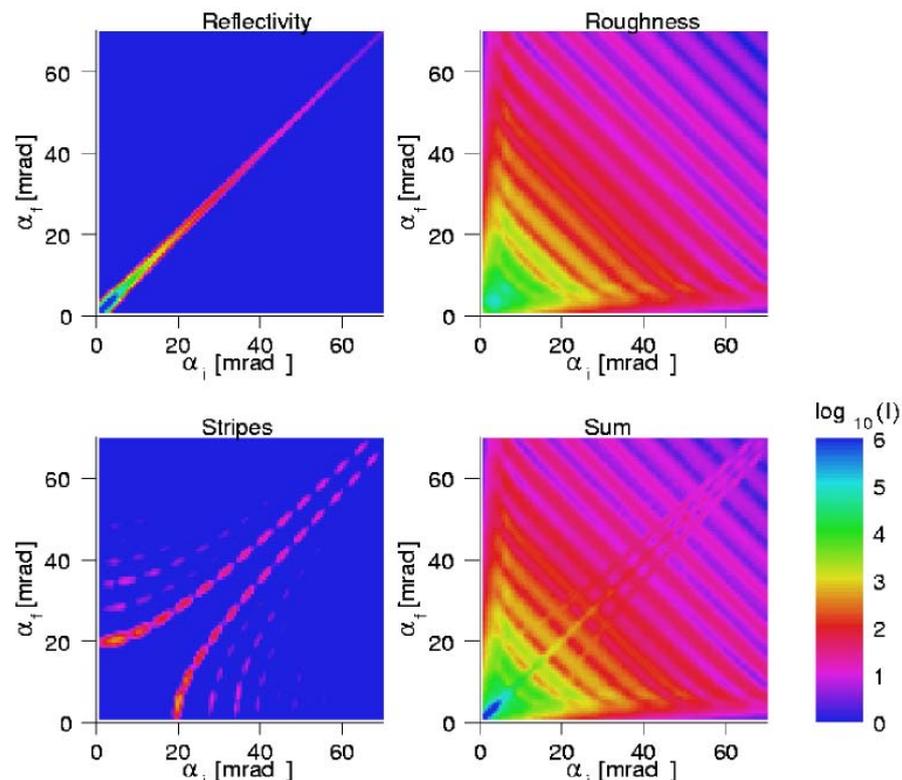


Abb. 5.19 : Schritte zur Simulation der Röntgenmessung der strukturierten Probe [32]

Die oben errechneten Werte werden benötigt für die Simulation der Messwerte, die letztendlich den Abschluss der Auswertung der Messungen darstellt. Wenn es gelingt, ein Modell zu entwickeln, welches die Messung korrekt wiedergibt, ist die Probe vollständig beschrieben. In Abbildung 5.19 ist das Prinzip einer solchen Simulation zu erkennen. Reflektivität, Rauigkeit und der Einfluss der Streifen werden getrennt simuliert und anschließend zusammenaddiert. Wie man auf den Seiten R bis W in Anhang B erkennen kann, ist dieser Vorgang noch nicht abgeschlossen.

Das Simulationsprogramm [32] benötigt als Eingabeparameter die Eigenschaften der Streifen sowie die der Schichten (Dicken, Absorptionskoeffizienten, Rauigkeiten usw.). In diesem Fall sind also z.B. die Kontraste für 8040 eV aus Tabelle 2 und die durch die Probenherstellung bekannten Schichtdicken die Eingabeparameter. Programmbedingt werden hier allerdings nicht δ und β verwendet (Tabelle 2), sondern die entsprechenden nach der Formel

$$(nb) = \frac{2\pi}{\lambda^2} \delta \quad (30)$$

berechneten Streulängendichten (nb), die sonst eher bei der Simulation von Neutronenstreuexperimenten Verwendung finden.

Die Simulation der Streuung am Schichtsystems erfolgt nach einem Standardmodell mit der DWBA – Näherung (distorted wave born approximation [22]). Das erdachte Modell für den Einfluss der lateralen Strukturierung ist noch nicht ausgereift, wie man in Anhang B sehen kann.

Das Programm gibt die Linien der diffusen Streuung offensichtlich zu breit wieder. Eine Veränderung der Parameter, welche die diffuse Streuung beschreiben, bringt hier keine Abhilfe (Abb. R bis U), sondern sorgt in allen Fällen lediglich für eine Änderung der Intensität. Lediglich eine Vergrößerung der Streifentiefe führt zu einer Verschmälerung dieser Linien (Abb. W). Da deren Anzahl aber gleichzeitig steigt und ihr Abstand sinkt, ist die Messung hiermit keineswegs besser beschrieben.

In der Verbesserung des Modells besteht also noch eine Herausforderung für die Zukunft.

6. Magnetische Eigenschaften in Abhängigkeit von der Oberflächenbeschaffenheit

Mit der Methode der Reflektometrie polarisierter Neutronen wurden sowohl eine unstrukturierte als auch eine strukturierte Probe untersucht, die beide mit den vorgestellten Verfahren hergestellt worden sind.

Es wurden bei kleinen Winkeln und unterschiedlichen äußeren Magnetfeldern stets komplette Intensitätskarten aufgenommen. Darunter sind im Folgenden dreidimensionale farb- codierte Intensitätsverteilungen, auf denen jedem Paar aus Ein- und Ausfallswinkel ein Punkt in einer Farbe zugewiesen ist, welche die gemessene Intensität wiedergibt. Die Intensitätskarten sind im Anhang A zu sehen. Mit Hilfe des Programms [33] werden die gemessenen Intensitäten auf den Neutronenmonitor normiert. Dadurch spielt die Dauer der Messung keine Rolle, und die Bilder sind direkt vergleichbar.

In diesen Messbildern steckt nun die Information sämtlicher zweidimensionaler Messungen, welche sonst durchgeführt werden. Auf der Diagonale „Einfallswinkel = Ausfallswinkel“ sieht man die spekuläre Reflektivität. Neben dieser Achse befindet sich die longitudinal diffuse Streuung und auf allen Senkrechten zu dieser Achse sind die ω - Scans.

Leider existiert noch kein Programm, um diese Intensitätskarten vollständig auszuwerten. Allerdings ermöglichen sie einen Überblick über das Geschehen innerhalb der Proben.

6.1 Die unstrukturierte Probe

Der genaue Aufbau der Probe ist 15 nm Fe/ 10 * (1.1 nm Cr/15 nm Fe)/ 150 nm Ag/ GaAs(100).

Die Bilder A, B und C im Anhang 1 zeigen die Messungen der unstrukturierten Probe im Sättigungsfeld (A), bei einem äußeren Feld von 35 mT (B) und bei 10 mT (C).

Es fällt auf, dass die Stärke der diffusen Streuung mit abnehmendem äußeren Magnetfeld zunimmt. Die gesamte diffuse Streuung, die nicht in der Sättigungsfeldmessung vorkommt, ist magnetischen Ursprungs. Umgekehrt bedeutet es, dass eine Auswertung der Sättigungsfeldmessung die grundlegenden Informationen über die strukturellen Eigenschaften der Probe zu Tage fördert. Ein Programm zum Anpassen der spekulären Reflektivitätskurve steht zur Verfügung [34].

Die erste Aufgabe bestand nun darin, die Reflektivität aus den Messdaten zu extrahieren.

Die Messungen wurden mit einem zweidimensional ortsauflösendem Detektor vorgenommen, so dass zunächst für einen Einfallswinkel α_i sämtliche Ausfallswinkel α_f aufgenommen wurden; dann kam der nächste Einfallswinkel an die Reihe und so weiter. Der Abstand der Messpunkte ist dadurch in α_i - und α_f - Richtung unterschiedlich, nämlich 0,87 mrad in α_i - Richtung und 0,11 mrad in α_f -Richtung. Das heißt, dass die Reflektivitätsbedingung $\alpha_i = \alpha_f$ von den Rohdaten höchstens zufällig einmal erfüllt wird.

Dieses Problem wurde gelöst, indem ein gleichmässiges Gitter entworfen wurde, worin jedem Punkt ein gewichteter Mittelwert über sämtliche Messwerte in einer bestimmten ellipsenförmigen Umgebung 3σ zugewiesen wird. Der Algorithmus von Boris Toperverg und Ulrich Rücker war in erster Linie dazu bestimmt, die Messdaten zu glätten. Einen Vergleich zwischen Rohdaten und geglätteten Daten bieten die

Abbildungen H und I im Anhang. Zusätzlich fällt bei dieser Datenbehandlung (Anhang C) die Reflektivitätskurve ab. Eine Korrektur für die Ausleuchtung der Probe wurde eingebaut. Die Stelle im Programm ist im Quelltext in Anhang C fett gedruckt. Derselbe Mittelungsalgorithmus wurde dann noch im Fit- Programm hinzugefügt, um eine optimale Vergleichbarkeit von Anpassung und Messung zu gewährleisten. Für die Simulation benötigt das Anpassungsprogramm folgende Angaben für jede Schicht :

- Dicke, Dichte und Absorptionskoeffizient
- Streulängen und Rauigkeit der Grenzflächen
- Orientierung und Betrag des magnetischen Moments

Es benutzt zur Minimierung der Abweichung der Simulation von der Messung die Levenberg – Marquardt – Methode [31]. Diese Methode ist eine der Standardmethoden für nicht – lineare Anpassungen.

Die Startwerte entnimmt man der Literatur bzw. den Protokollen zur Probenherstellung. Von diesen Werten ausgehend berechnet das Programm neue Parameter, mit denen die simulierte Reflektivität eine geringere mittlere quadratische Abweichung gegenüber den Messwerten besitzt als die zuvor simulierte. Die Herausforderung besteht im Auffinden guter Startparameter, die eine Konvergenz der Anpassung erlauben. Das bereitet bei meinen Proben gewisse Probleme.

Funktioniert das Programm bei Dreischichtproben noch relativ einfach [21], gibt es bei einem Vielschichtsystem viel mehr freie Parameter. Pro Schicht gibt es sieben Variablen, das macht bei 22 Schichten (inklusive der Silberschicht) 154 Parameter. Hinzu kommen noch die Systemparameter wie Untergrund, Effizienz des Polarisators und des Analysators sowie der Spinflipper.

Jeder Parameter kann innerhalb gewisser Bandbreiten physikalisch sinnvoll variiert werden. Angesichts des beschränkten Informationsgehalts der Daten und der Korrelationen der Parameter erscheint eine freie Verfeinerung aussichtslos. Das Programm kann zwar viele Parameter gleichzeitig fitten, dabei wird jedoch kaum etwas verbessert, und viele so errechnete Parameter liegen außerhalb eines physikalisch sinnvollen Bereiches.

Den besten Fit der unstrukturierten Probe im Sättigungsfeld zeigt Abbildung 6.1. Sie zeigt sämtliche Polarisationskanäle (++, --, +-, -+) und die dazugehörigen Anpassungen.

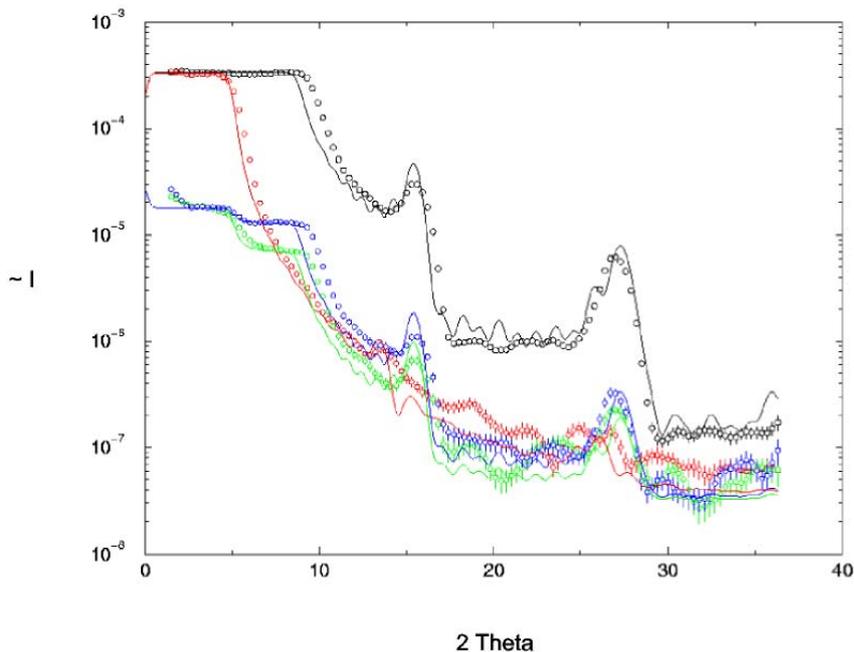


Abb. 6.1 : Unstrukturierte Probe im Sättigungsfeld (100 mT) mit Fehlerbalken und bestmöglicher Anpassung (als durchgezogene Linien sichtbar)

Aufgetragen sind jeweils auf der x- Achse der 2θ -Wert in mrad und auf der y- Achse ein Wert proportional zur Intensität. Die schwarzen Werte sind der uu- Kanal, die roten Werte der dd- Kanal, die blauen der du- Kanal und die grünen der ud- Kanal. Die Spin-Flip Kanäle du und ud geben Magnetisierungen senkrecht zum äußeren Feld wieder. Sie sollten daher im Sättigungsfeld verschwinden. Aus technischen Gründen (Flipverhältnis) gerät aber ein geringer Teil der Non- Spin- Flip- Intensitäten in diese Kanäle, wie man oben gut sieht.

Die Simulation bringt folgende Ergebnisse :

- Die Schichten sind dicker als angenommen (siehe Tabelle 4).
- Zwischen den Eisen- und den Chromschichten befinden sich schmale Interdiffusionsschichten, in denen das magnetische Moment reduziert ist.
- Die oberste Schicht ist etwa 1,76 nm weit oxidiert.

Außerdem gingen aus dieser Simulation die genauen Werte für Analysator-, Polarisator- und Spin- flipper- Effizienzen hervor, die im Wesentlichen im Bereich der Totalreflexion angepasst wurden.

Die vollständige Datei mit den Eingabewerten befindet sich in Anhang D. Eine Zusammenfassung der Werte ist in Tabelle 3 und 4 enthalten.

Diese Werte wurden für alle folgenden Simulationen verwendet. Lediglich die Magnetisierungsrichtungen relativ zum äußeren Feld wurden verändert, z.B. in der folgenden Messung der Reflektivität der unstrukturierten Probe in einem äußeren Feld von 35 mT (komplette Messung siehe Anhang A, Bild B).

Parametername	„Sollwert“	„Istwert“
Polarisatoreffizienz	1	0,935
Analysatoreffizienz	1	0,97
Effizienz des 1. Flippers	1	0,99
Effizienz des 2. Flippers	1	0,99
Untergrund	0	$1,0 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 3 : Aus der Sättigungfeldmessung ermittelte Systemparameter

Schicht	Dicke (in nm)	Realteil der nuklearen Streulängen- dichte (Nb') (in Å^{-2}) $\cdot 10^6$	Imaginärteil der nuklearen Streulängen- Dichte (Nb'') (in Å^{-2}) $\cdot 10^6$	Magnetische Streulängen- Dichte (Np) (in Å^{-2}) $\cdot 10^6$
Oxidschicht	1,76	6,2	4,4	0
Eisenschichten	$15,5 \pm 0,7$	8,09	$5,5 \cdot 10^{-4}$	5,12
Chromschichten	1,1	2,99	$6,85 \cdot 10^{-4}$	0
Interdiffusions- schichten	0,5	8,09	$5,5 \cdot 10^{-4}$	4,5

Tabelle 4 : Aus der Sättigungfeldmessung ermittelte Schichteigenschaften
(Eisenschichten exklusive Interdiffusionsschichten)

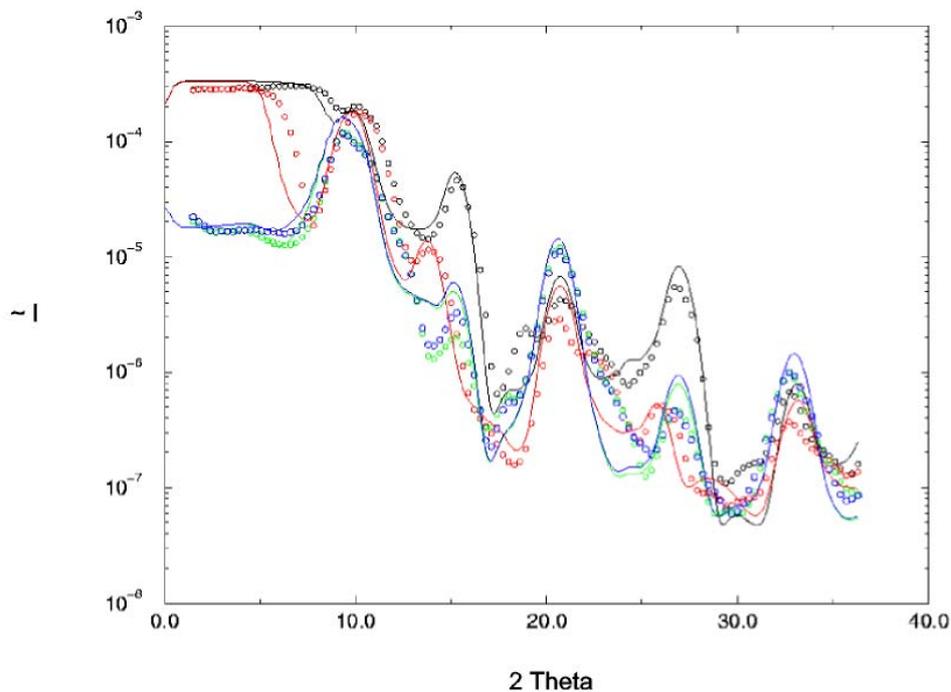


Abb. 6.2 : unstrukturierte Probe in einem Feld von 35 mT mit bestmöglicher Anpassung (als durchgezogene Linien sichtbar)

Das Ergebnis zeigt Abbildung 6.2. Die Veränderung gegenüber der vorherigen Situation des Sättigungsfeldes besteht darin, dass nicht mehr alle magnetischen

Momente parallel ausgerichtet sind. Ein direkter Vergleich mit der Sättigungsfeldmessung lässt erkennen, welches die neu hinzugekommenen magnetischen Reflexe sind. Der Anpassung gemäß ergibt sich, dass die Eisenschichten abwechselnd einen Winkel von -15° und $+75^\circ$ zur Parallelstellung einnehmen, wie in Abbildung 6.3 schematisch dargestellt ist. Die unterste und die oberste Schicht haben die Richtung 75° , d.h. -15° bezüglich der Parallelstellung. Die Magnetisierungen benachbarter Schichten schließen also einen Winkel von 90° ein.

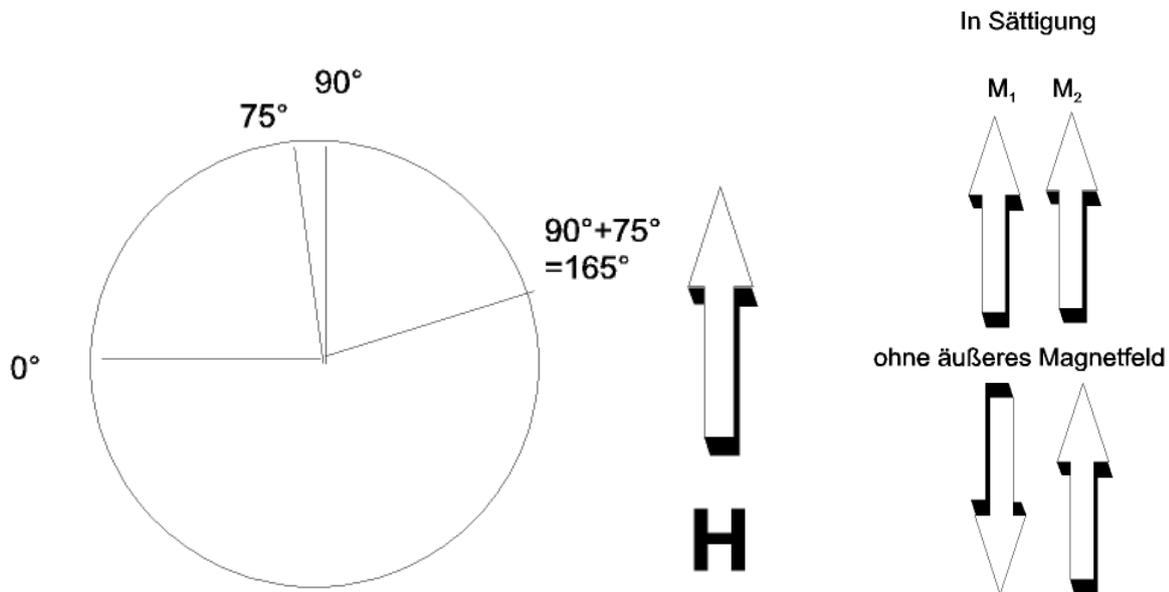


Abb. 6.3. : Der von den Magnetisierungsrichtungen der Eisenschichten eingeschlossene Winkel ist 90° groß (bei 35 mT). Dies entspricht der Erwartung, dass er sich, wie rechts abgebildet, zwischen den beiden Extremen 0° (Sättigungsfeld) und 180° (kein äußeres Magnetfeld, Eisenschichten sind paarweise antiferromagnetisch gekoppelt) befindet. Zu beachten ist, dass in der Simulation das äußere Feld H immer in Richtung der 90° liegt.

Das unsymmetrische Verhalten (-15° und $+75^\circ$ statt $\pm 45^\circ$) kann damit erklärt werden, dass in der Probe eine Anisotropie vorliegt. In den einkristallinen epitaktischen Eisenschichten hat die Magnetisierung der Domänen die Tendenz, sich entlang der Achsen der leichten Magnetisierung auszurichten, die hier in 0° , 90° , 180° und 270° - Richtung liegen. D.h. hat sich die Magnetisierung jeder zweiten Schicht aufgrund der Kopplung in Richtung des Kopplungswinkels gedreht und zwar bis ungefähr die Achse der leichten Magnetisierung bei 180° erreicht war. Außerdem liegt eine ungerade Anzahl ferromagnetischer Schichten vor. Das Simulationsprogramm weist der gesamten Schicht eine Magnetisierungsrichtung zu, obwohl die magnetischen Schichten, sofern sie sich nicht im Sättigungsfeld befinden, in Domänen mit unterschiedlichen Magnetisierungsrichtungen zerfallen. Dieses Verhalten ist in der spekulären Streuung nicht sichtbar und kann hier daher nicht simuliert werden.

Für ein äußeres Feld nahe Null erwartet man wegen der antiferromagnetischen Kopplung eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungsrichtungen benachbarter Eisenschichten. Abb.6.4 zeigt die Anpassung der Reflektivitätsmessung der unstrukturierten Probe in einem äußeren Feld von 10 mT. Die Eisenschichten schließen jetzt einen Winkel von 166° ein, und zwar

abwechselnd $+7^\circ$ und $+173^\circ$ zur Parallelstellung (bzw. 97° und 263° total, siehe Abbildung 6.5). Sonstige Parameter haben sich noch immer nicht geändert. Die komplette Messung ist in Abbildung C im Anhang A zu sehen.

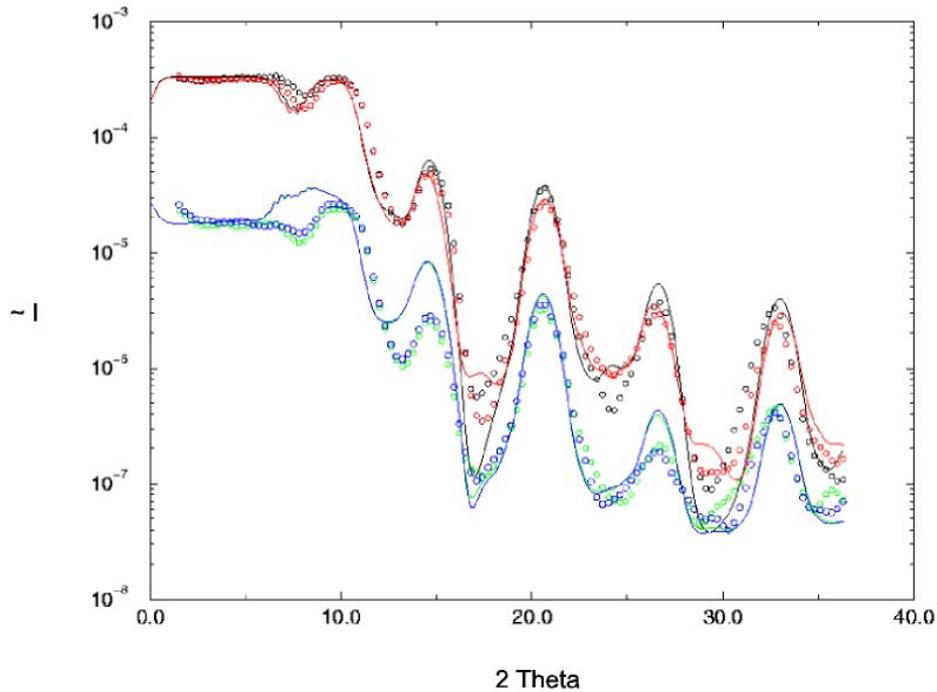


Abb. 6.4 : unstrukturierte Probe in einem Feld von 10 mT mit bestmöglicher Anpassung (als durchgezogene Linien sichtbar)

Ein direkter Vergleich der Bilder C und B lässt außerdem erkennen, dass die Asymmetrien in den Spin-Flip-Kanälen bei kleinerem äußeren Feld ebenfalls kleiner werden; bei abgeschaltetem äußeren Feld sollten sie dann ganz verschwinden.

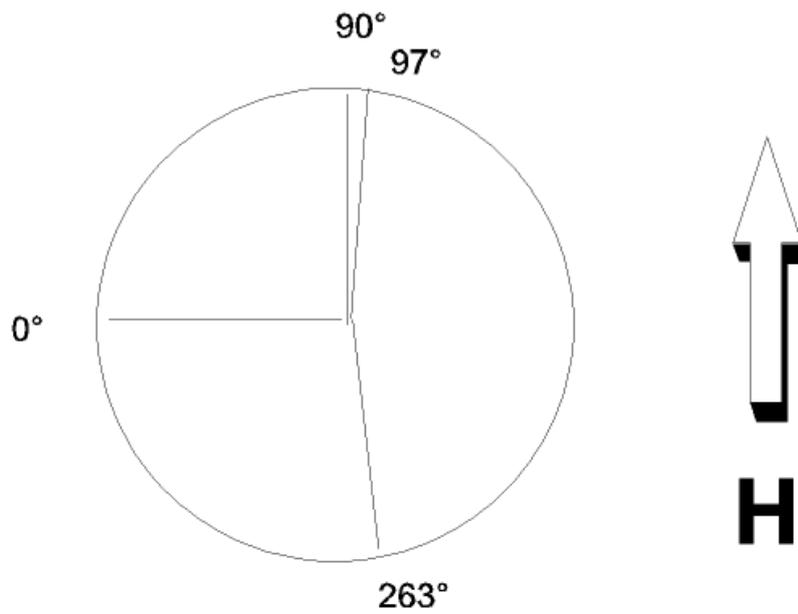


Abb. 6.5 : Bei einem äußeren Feld von 10 mT schließen die Magnetisierungsrichtungen benachbarter Eisenschichten schon fast einen Winkel von 180° ein, und zwar ungefähr entlang der Achsen der leichten Magnetisierung.

6.2 Die strukturierte Probe

Da die Wellenlänge der Neutronen größer ist als die Röntgenwellenlänge, sieht man auf den Bildern der Messungen D bis K im Anhang immer nur zwei Reflexe, die von den Streifen herrühren, und zwar dort, wo die diffuse Streuung am strukturellen Reflex (sog. Bragg – sheet) mit den von der Beugung am Gitter herrührenden Reflexen konstruktiv interferiert. Bei den Röntgenmessungen sieht man viel mehr Reflexe. Einen größeren Ausschnitt der Intensitätskarte konnten wir aus verschiedenen Gründen nicht messen. Die Messungen mit polarisierten Neutronen sind sehr zeitaufwendig, da der Fluß der Neutronen wesentlich geringer ist als der der Röntgenstrahlung. Je weiter man sich bei der Messung vom spekulären Reflex entfernt, desto geringer wird die reflektierte Intensität.

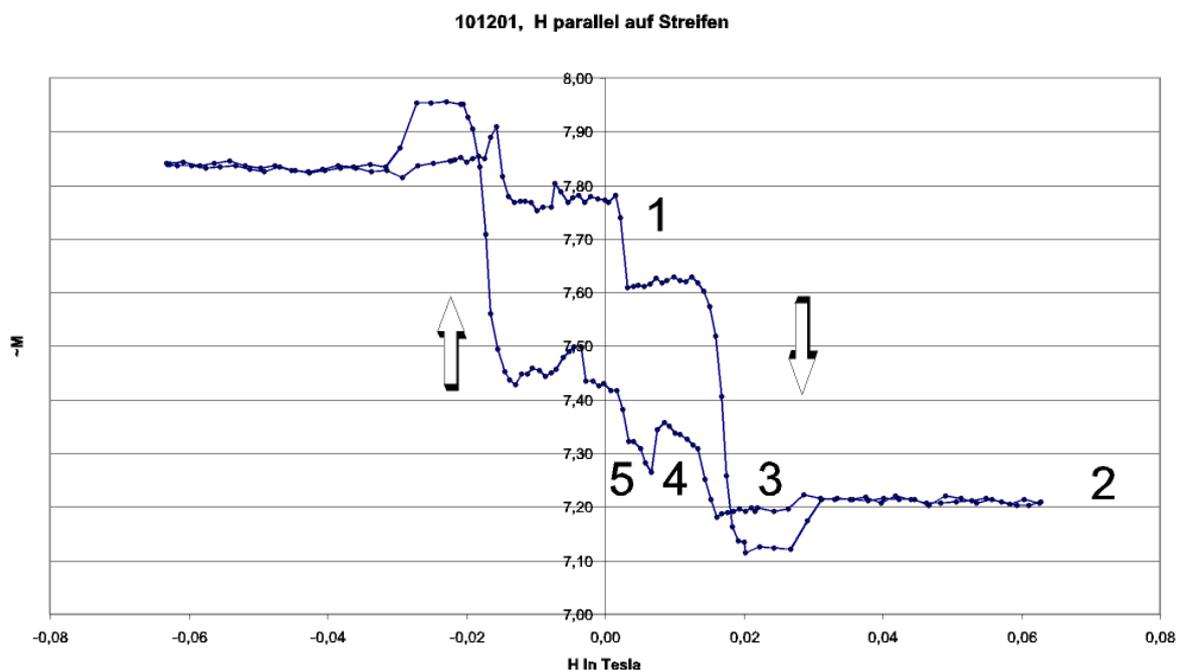


Abb. 6.6 : Hysteresekurve der gestreiften Probe. Mit Zahlen markiert sind diejenigen äußeren Magnetfelder und entsprechenden Positionen auf der Kurve, bei denen Neutronenmessungen durchgeführt wurden.

1 = 9,5 mT, 2 = 100 mT, 3 = 23 mT, 4 = 9,5 mT, 5 = 2 mT

Abbildung 6.6 zeigt noch einmal die Hysteresekurve der gestreiften Probe. Mit Zahlen markiert sind diejenigen Felder, bei denen die Messungen mit Neutronen in der Geometrie „H parallel zu den Streifen, Strahl senkrecht zu den Streifen“, siehe Abb. 6.7, durchgeführt wurden. Im weiteren Verlauf wurden auch Messungen mit anderen Geometrien durchgeführt. Bei ihnen wurden andere Magnetfelder verwendet.

Ausgewertet wurde zunächst die Messung im Sättigungsfeld (Abbildung E, Anhang A). Ausgehend von der Simulation der unstrukturierten Probe im Sättigungsfeld (Kapitel 6.1), wurden nun lediglich die Parameter der oberen Schichten verändert, um die Simulation an die Messung anzupassen. Das Ergebnis hiervon zeigt Abbildung 6.8. Diese Vorgehensweise ist nicht ganz korrekt, denn obwohl die Proben auf identische Art und Weise hergestellt worden sind, besteht immerhin die Möglichkeit, dass die Schichtdicken der strukturierten und der unstrukturierten Probe

leicht variieren. Eigentlich hätte man an der hier untersuchten strukturierten Probe bereits vor der Strukturierung eine Messung durchführen müssen, um die Schichtdicken genau ermitteln zu können, und um anhand einer Messung nach erfolgter Strukturierung die Oberflächenparameter genau ermitteln zu können. Dies wurde nicht getan, um die Probe nicht unnötig stark oxidieren zu lassen.

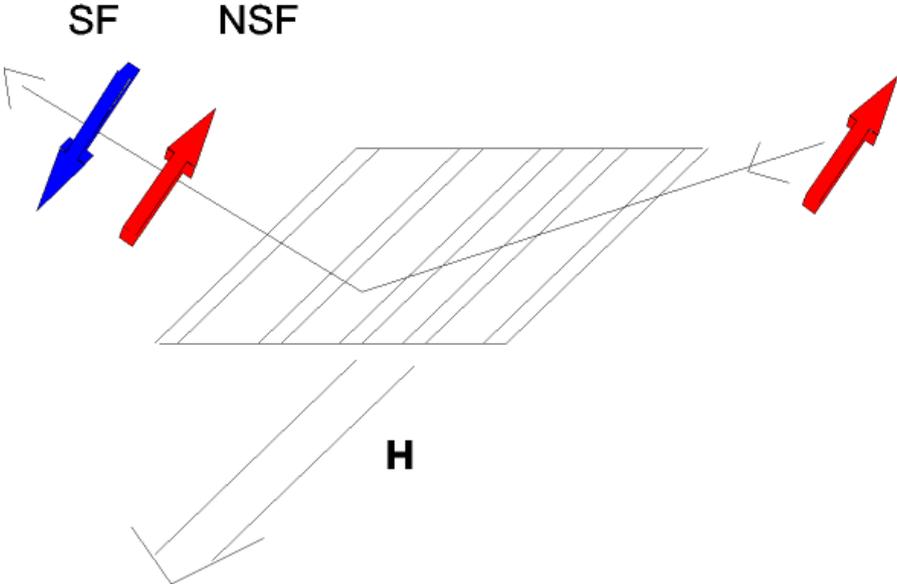


Abb. 6.7 : Schemazeichnung der Messgeometrie „H parallel zu den Streifen, Strahl senkrecht zu den Streifen“

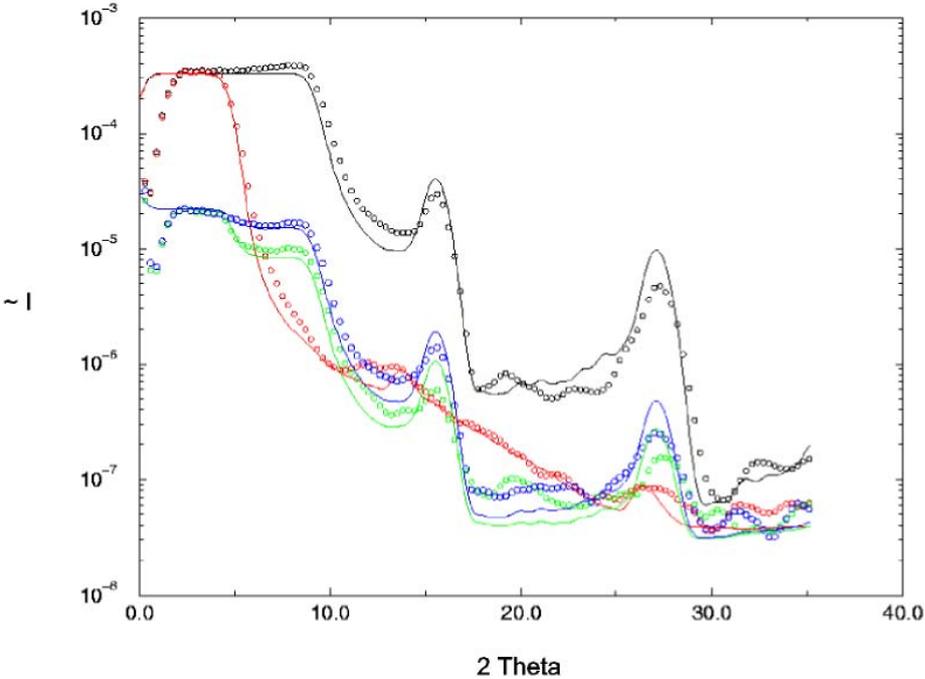


Abb. 6.8 : strukturierte Probe im Sättigungsfeld von 100 mT mit bestmöglicher Anpassung (als durchgezogene Linien sichtbar)

Das Ergebnis der Simulation (Abb. 6.8) zeigt Tabelle 5. Die dort angegebenen Schichten liegen oberhalb der ersten Chromschicht. Sie stellen also die oberste Schicht dar, die bei der unstrukturierten Probe durch eine Oxidschicht, eine Eisenschicht und eine Interdiffusionsschicht angenähert worden war. Unterhalb bleibt alles wie bei der Simulation der ungestreiften Probe im Sättigungsfeld. Es ergibt sich ein Streifenprofil wie in Abb. 6.9 schematisch dargestellt. Der Abfall wird aber in der Realität sicherlich geglättet und nicht stufig sein. Man kann hier nicht mehr sagen, wieviel oxidiert ist, denn, wie in Kapitel 5 erläutert, sind die Streulängendichten über Steifenmaterial und dazwischenliegende Luft sozusagen gemittelt, wobei sie hier nach unten hin zunehmen. Das würde bedeuten, dass die Streifenwände nicht senkrecht abfallen (Abb. 6.9).

Schicht	Dicke (in nm)	Realteil der nuklearen Streulängen- dichte (Nb') (in A ⁻²) * 10 ⁶	Imaginärteil der nuklearen Streulängen- Dichte (Nb'') (in A ⁻²) * 10 ⁶	Magnetische Streulängen- Dichte (Np) (in A ⁻²) * 10 ⁶
1. Eisen – (Oxid) – Luft	2,76	3,53	2,3*10 ⁻⁴	0
2. Eisen - Luft	4,0	4,6	3,3*10 ⁻⁴	1,5
3. Eisen - Luft	3,5	5	3,85*10 ⁻⁴	3
4. Eisen - Luft	2,5	6,472	4,4*10 ⁻⁴	4,1
5. Eisen - Luft	2,5	7,3	4,95*10 ⁻⁴	4,6
Interdiffusion - Luft	2,5	7	3,14*10 ⁻⁴	4

Tabelle 5 : Aus der Sättigungfeldmessung ermittelte Schichteigenschaften

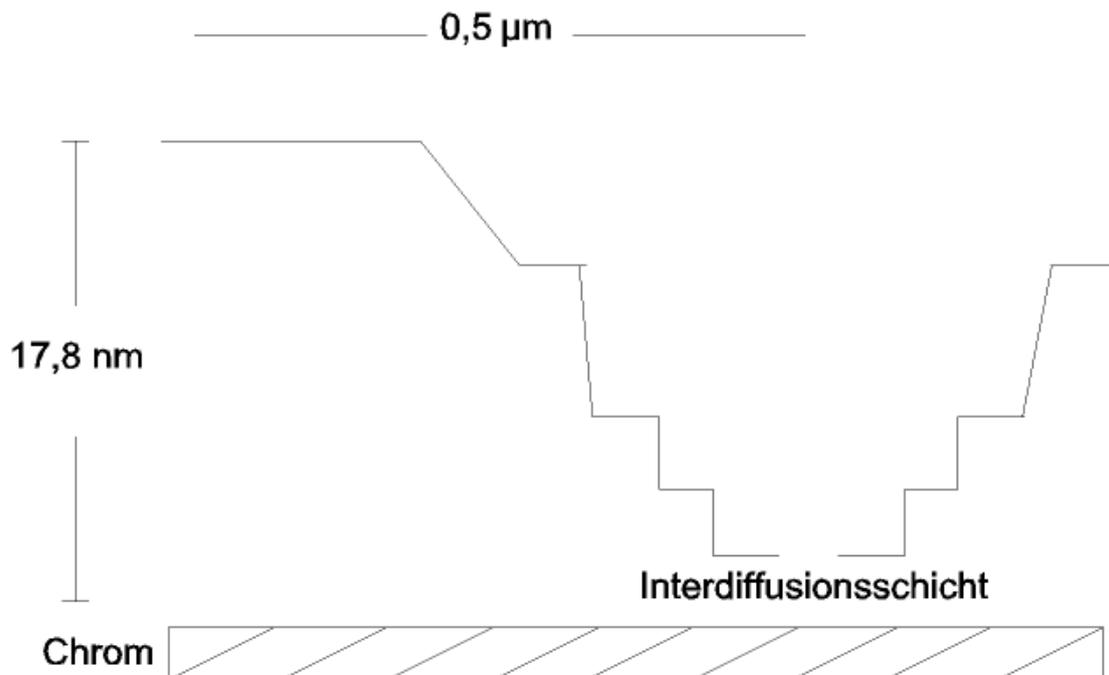


Abb. 6. 9 : Dem Simulationsergebnis entsprechendes Profil der Streifenstruktur. Die Streulängendichten nehmen nach unten hin zu, d.h. dort befindet sich mehr Eisen. Das Profil entspricht ungefähr den prozentualen Anteilen der Streulängendichten an denen von Eisen und der Dicke der angesetzten Schichten.

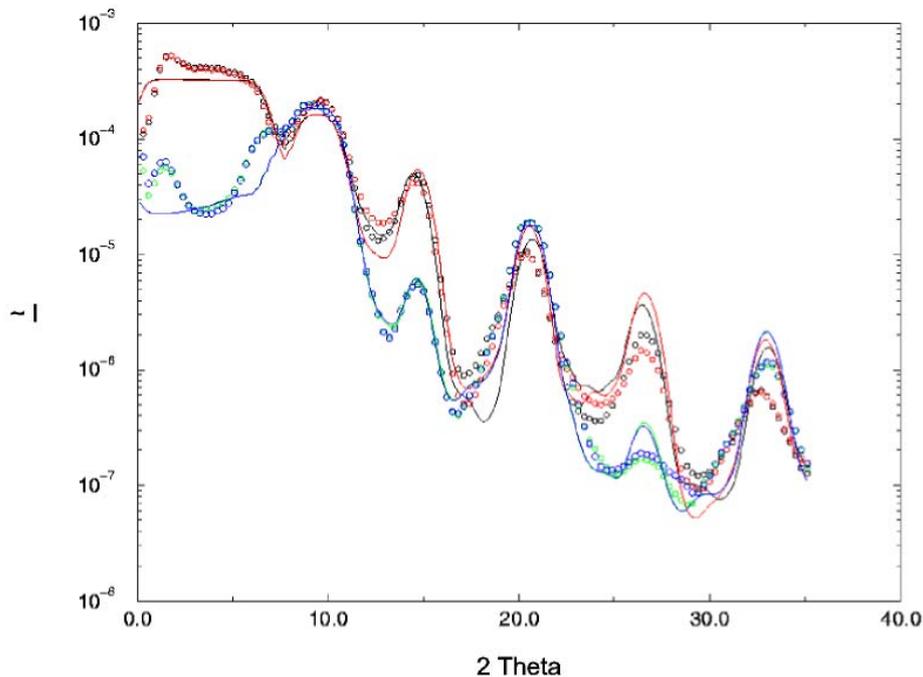


Abb. 6.10 : strukturierte Probe im äußeren Feld von 2 mT (von + unendlich) mit bestmöglicher Anpassung (als durchgezogene Linien sichtbar)

Abbildung 6.10 zeigt die Simulation und Messwerte der Probe im schwachen äußeren Feld von 2 mT (Abbildung H und I, Anhang A, Hysterese Punkt 5) . Zugrunde liegen die Ergebnisse der Simulation im Sättigungsfeld. Lediglich die Richtungen der Magnetisierungen relativ zum äußeren Feld wurde verändert. Es ergibt sich, dass die Magnetisierungsrichtungen der Eisenschichten einen Winkel von 190° bzw. 170° einschließen. Die Eisenschicht direkt am Silberpuffer ist in Richtung 225° magnetisiert, die nächste in Richtung 35° . Das äußere Feld zeigt, wie vorher, in Richtung 90° (siehe Kapitel 6.1). Die streifenbildenden Eisenschichten drehen die Magnetisierungsrichtung mehr in Richtung 270° . Dieses Ergebnis entspricht der Erwartung, dass eine antiferromagnetische Kopplung vorliegt, wobei ein Winkel von 180° eingeschlossen wird (siehe Abb. 6.11). Die leichten Abweichungen von dieser Vorhersage sind wiederum darauf zurückzuführen, dass eine Eisenschicht „ungepaart“ bleibt und, nicht zuletzt durch die Streifen, Anisotropien vorliegen. Aus der Messung der diffusen Streuung geht hervor, dass diese sehr stark gegenüber anderen Felder ist, die Schichten sind in Domänen zerfallen.

Abbildung 6.12 und 6.13 zeigen zwei Messungen bei dem gleichen äußeren Feld, nämlich 9.5 mT (Abbildung D und G, Anhang A), allerdings wurde die Probe vorher einmal von einem „unendlich großen“ äußeren Magnetfeld gesättigt und einmal von einem „negativ unendlich großen“ Magnetfeld (siehe Abb. 6.6, Punkt 1 und 4).

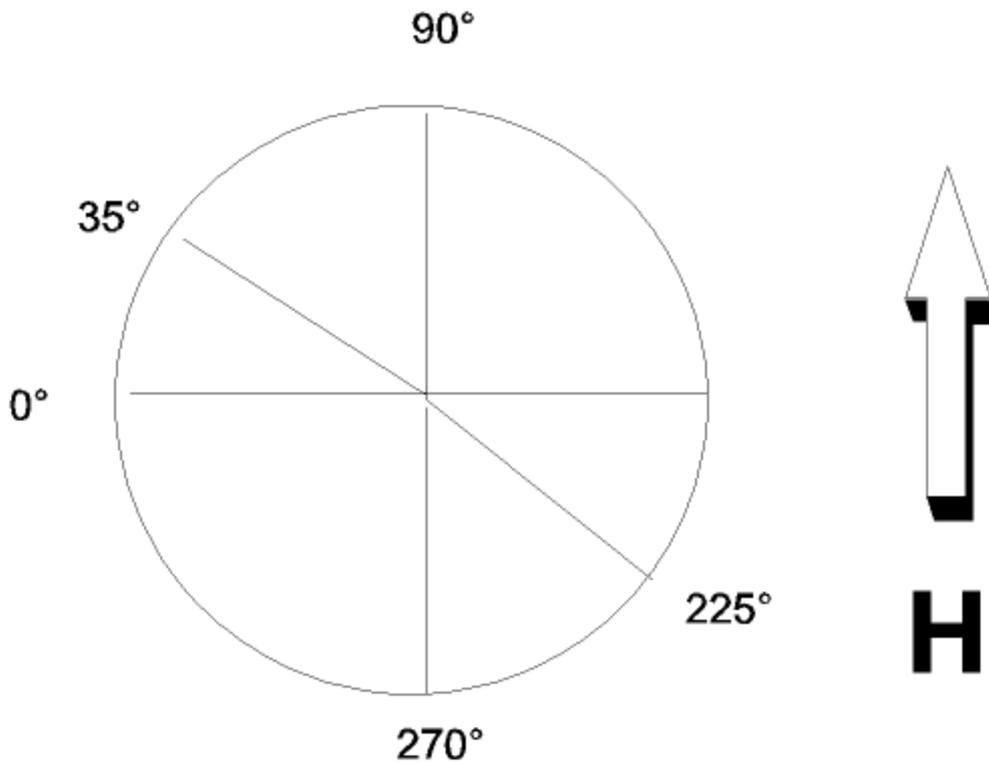


Abb. 6.11 : Bei einem äußeren Feld von 2 mT (von + unendlich kommend) schließen die Magnetisierungsrichtungen benachbarter Eischichten einen Winkel von 190° ein.

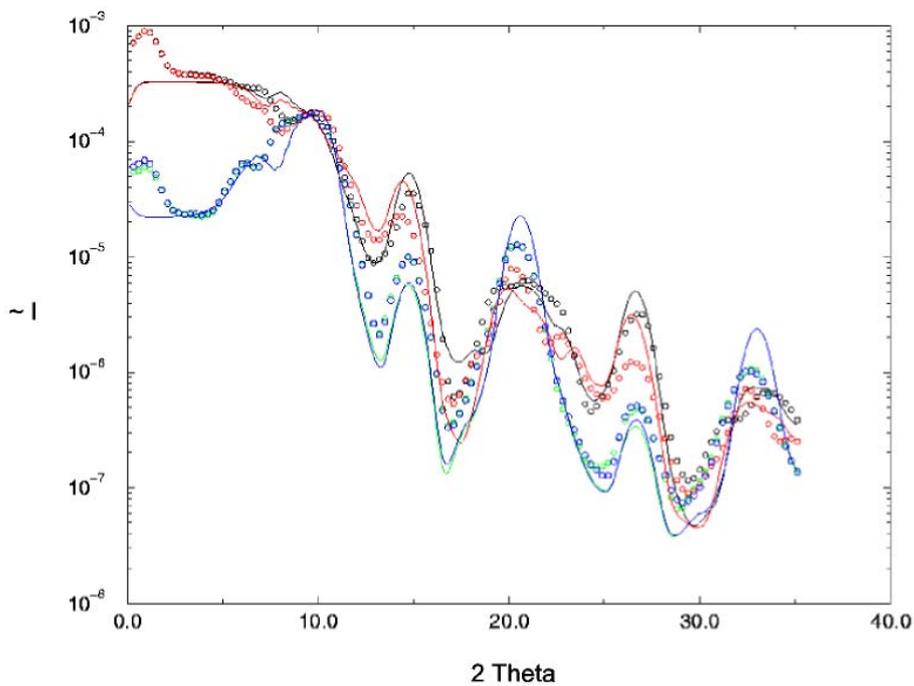


Abb. 6.12 : strukturierte Probe im äußeren Feld von 9.5 mT (von + unendlich) mit bestmöglicher Anpassung (als durchgezogene Linien sichtbar)

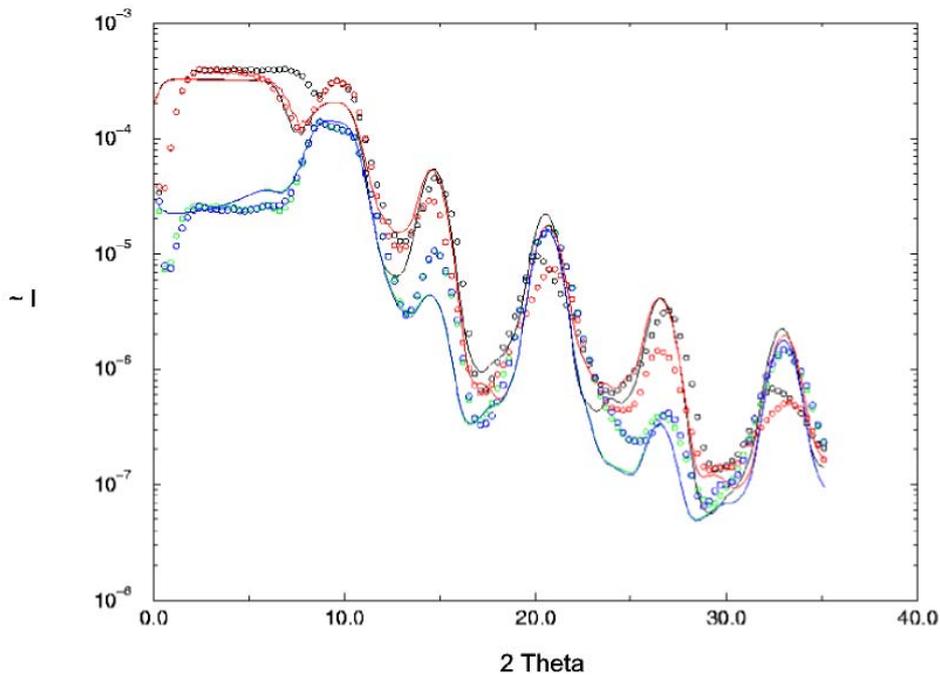


Abb. 6.13 : strukturierte Probe im äußeren Feld von 9.5 mT (von - unendlich) mit bestmöglicher Anpassung (als durchgezogene Linien sichtbar)

Auch hier liegen die strukturellen Daten aus der Sättigungsfeldmessung zugrunde. Bei der von – unendlich kommenden Messung (Abb. 6.13) liegt wiederum der Fall vor, dass sich die Magnetisierungsrichtungen paarweise angeordnet haben, und zwar in Richtung 310° und 135° , wobei die unterste Schicht nach 135° gerichtet ist (Abbildung 6.14). Die oberste, strukturierte Schicht weist nicht ganz nach 135° , sondern nach 125° . Wiederum sind die bereits angeführten Gründe dafür verantwortlich. Außerdem ist das Feld etwas stärker, so dass sich die oberste Schicht etwas mehr in Feldrichtung (90°) orientiert. Über Domänen innerhalb der Probe kann natürlich auch hier keine Aussage getroffen werden.

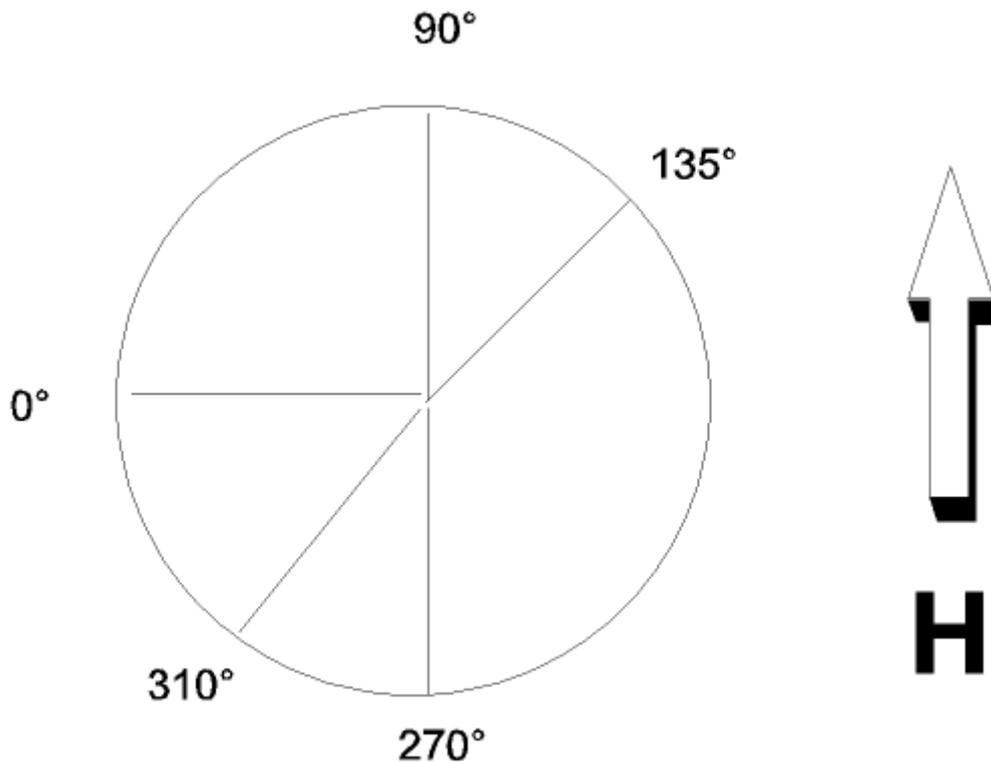


Abb. 6.14 : Bei einem äußeren Feld von 9,5 mT (von – unendlich kommend) schließen die Magnetisierungsrichtungen benachbarter Eisenschichten einen Winkel von 190° ein.

Bei der von + unendlich kommenden Messung (Abb. 6.12) ist der zweite magnetische Peak in den uu- und dd- Kanälen verbreitert. Dies wird durch eine etwas kompliziertere Konstruktion simuliert, auf die weiter unten eingegangen wird. Tabelle 6 enthält die Werte, die die Magnetisierungsrichtungen der Eisenschichten (und die sie umgebenden Interdiffusionsschichten) relativ zum äußeren Feld in der Simulation annehmen.

Schicht	Magnetisierungsrichtung
Oberste (strukturierte) Eisenschicht	85°
2. Eisenschicht	35°
3. Eisenschicht	215°
4. Eisenschicht	35°
5. Eisenschicht	145°
6. Eisenschicht	325°
7. Eisenschicht	145°
8. Eisenschicht	325°
9. Eisenschicht	145°
10. Eisenschicht	325°
Unterste Eisenschicht	145°

Tabelle 6 : Magnetisierungsrichtungen der Schichten (gemäß der Simulation) bei einem äußeren Feld von 9.5 mT (von + unendlich)

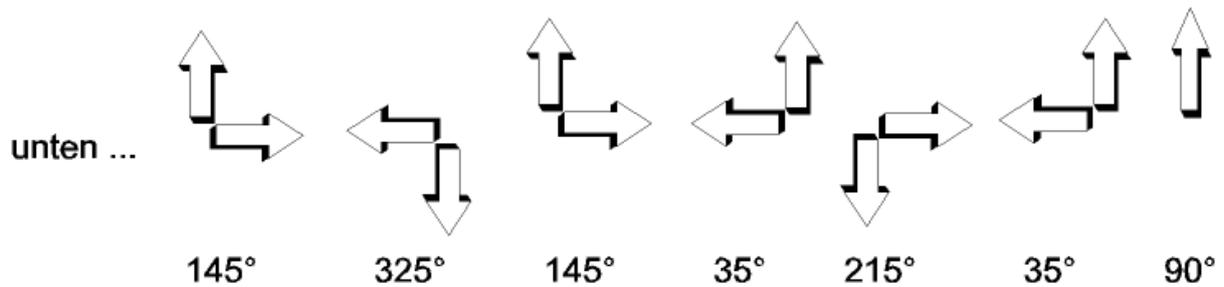


Abb. 6.15 : Schematische Magnetisierungsrichtungen der Schichten (gemäß der Simulation) bei einem äußeren Feld von 9.5 mT (von + unendlich). Die Richtungen der Pfeile deuten jeweils die Komponenten parallel bzw. senkrecht zum äußeren Feld, welches nach 90° gerichtet ist, an. Die Beträge der „Vektoren“ sind nicht korrekt dargestellt.

Wie man Abbildung 6.15 entnehmen kann, liegen die Magnetisierungskomponenten der Eisenschichten senkrecht zum äußeren Feld jeweils gepaart vor. Bis zur fünften Schicht von gilt das auch für die Komponenten parallel zum Feld. Dann hat diese aber sozusagen eine Dreifachperiode, während die Komponenten senkrecht zum Feld weiterhin gepaart vorliegen.

Die oberste Schicht ist fast vollständig in Richtung des äußeren Feldes gerichtet. Der Unterschied zur Messung aus der Richtung von – unendlich wird sehr deutlich. Die beiden Messungen sind von den Abweichungen her, die die Magnetisierungsrichtungen zu den Achsen der leichten Magnetisierung annehmen, fast äquivalent.

Abbildung 6.16 zeigt eine Messung samt Simulation bei einem äußeren Feld von 23 mT (Punkt 3 in der Hysterese, Abbildung F in Anhang A). Zugrunde liegt wiederum die Sättigungsfeldmessung. Jetzt haben die Eisenschichten paarweise eine Magnetisierung von 115 bzw. 355°. D.h. sie schließen einen Winkel von 240° (bzw. $360^\circ - 240^\circ = 120^\circ$) ein. Die unterste Schicht ist nach 115° magnetisiert. Die oberste Schicht ist wiederum etwas mehr in Feldrichtung gerichtet; die Richtung ihrer Nettomagnetisierung beträgt 105° (Abbildung 6.17).

Die Mehrheit der Eisenschichten hat sich also mit ihrer Magnetisierungsrichtung kaum aus der Feldrichtung herausbewegt. Die Magnetisierungsrichtung der dazwischenliegenden Schichten hat sich in Richtung einer leichten Achse gedreht, nämlich nach ungefähr 0°.

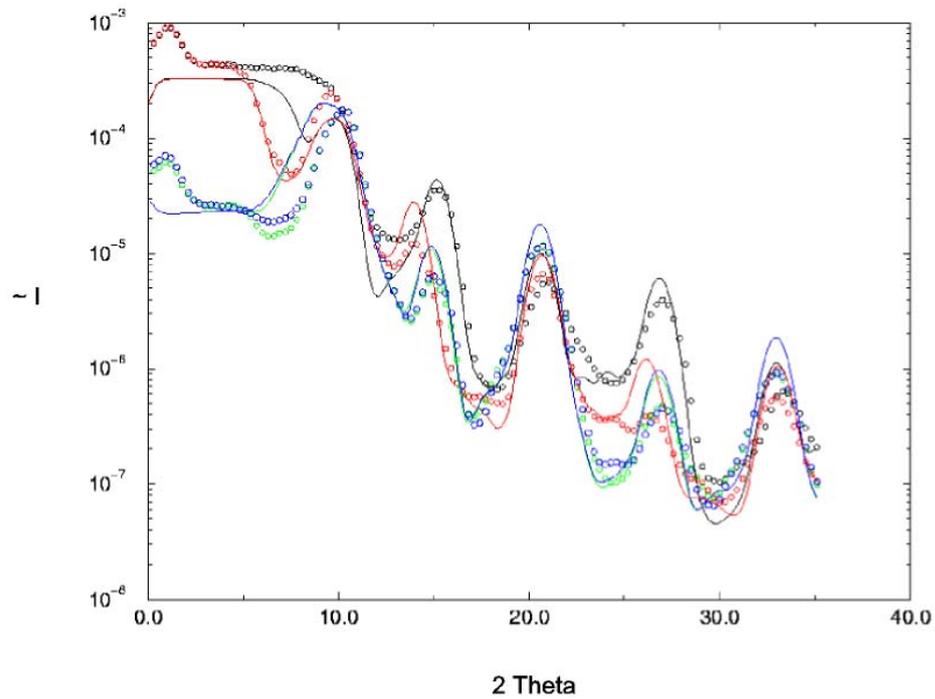


Abb. 6.16 : strukturierte Probe im äußeren Feld von 23 mT (von + unendlich) mit bestmöglicher Anpassung (als durchgezogene Linien sichtbar)

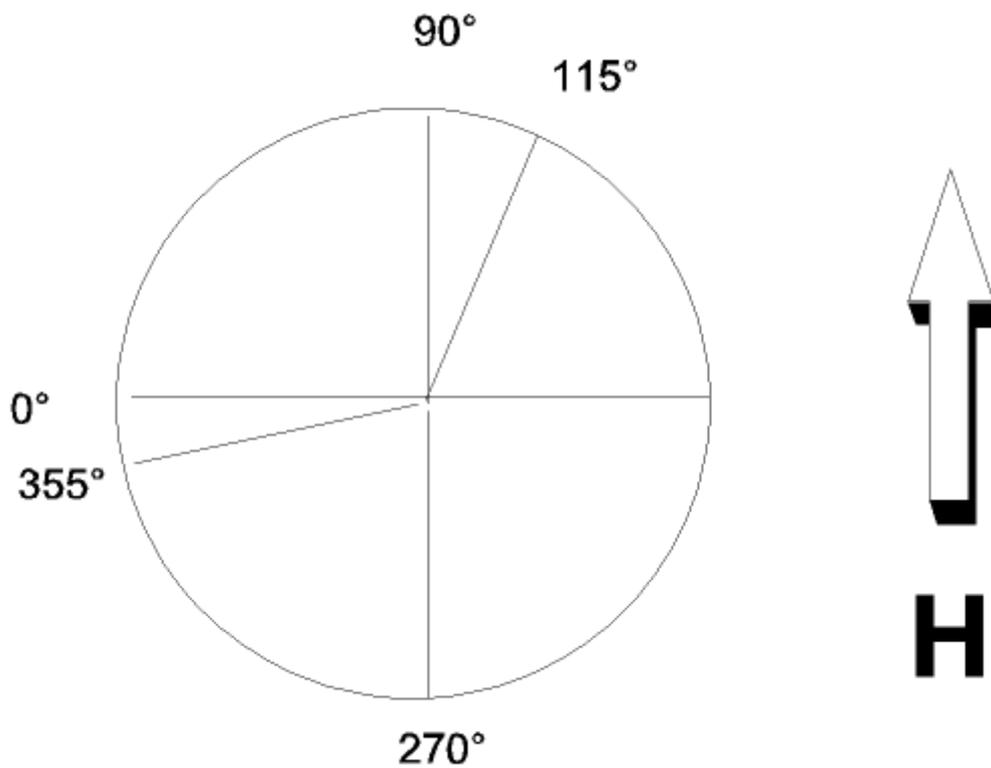


Abb. 6.17 : Bei einem äußeren Feld von 23 mT (von + unendlich kommend) schließen die Magnetisierungsrichtungen benachbarter Eisenschichten einen Winkel von 120° ein.

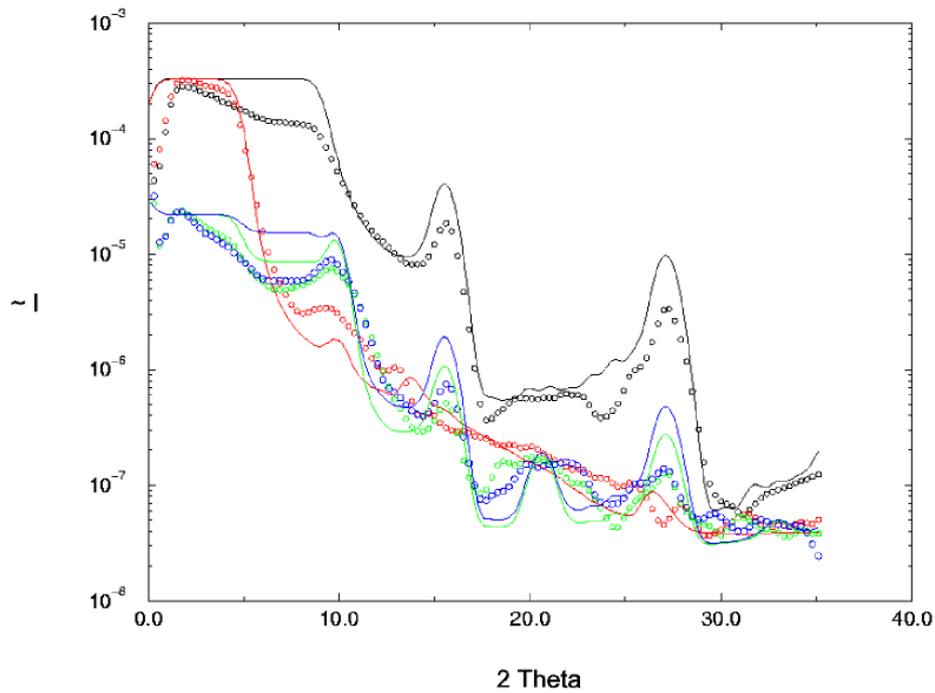


Abb. 6.19 : strukturierte Probe im äußeren Feld von 50 mT (Streifen parallel zum Strahl, **H** senkrecht zu den Streifen) mit bestmöglicher Anpassung (als durchgezogene Linien sichtbar)

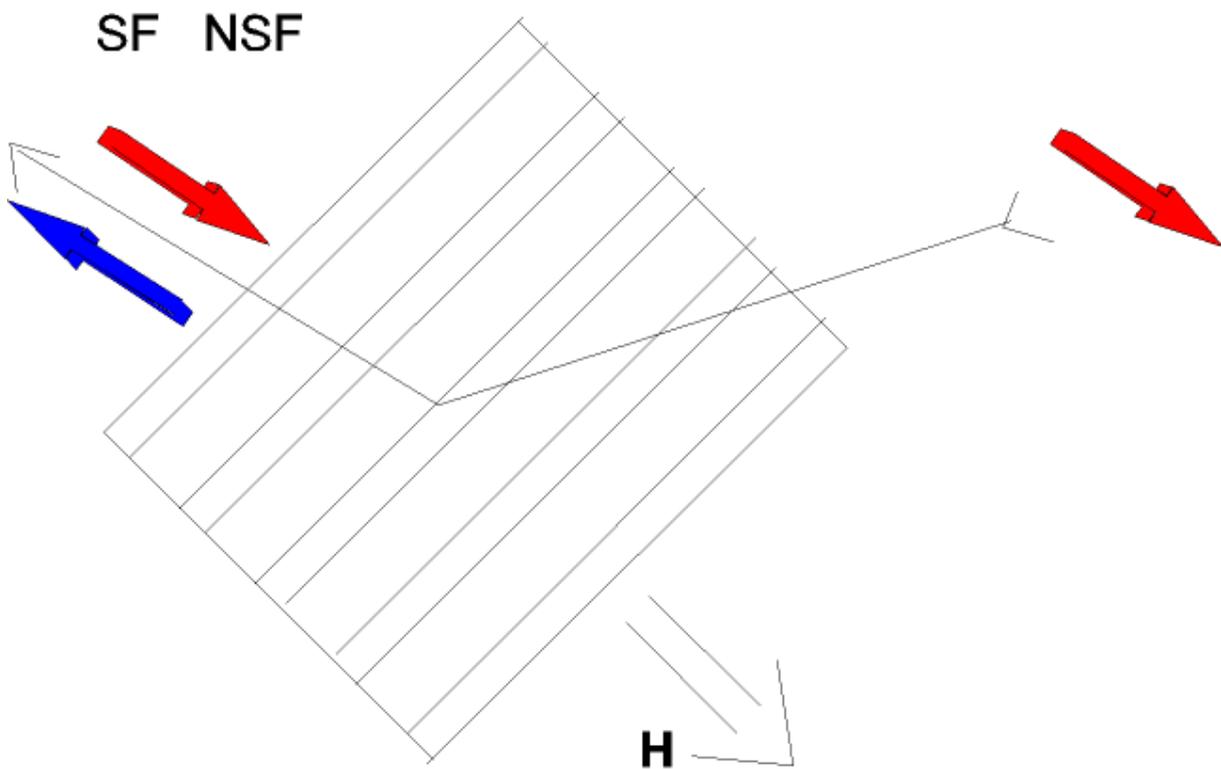


Abb. 6.20 : Schemazeichnung der Messgeometrie „**H** senkrecht zu den Streifen, Strahl fast parallel zu den Streifen“

Die Abbildungen O, P und Q zeigen schließlich Intensitätskarten, bei denen die Versuchsgeometrie „H senkrecht zu den Streifen, Strahl parallel zu den Streifen“ leicht abgewandelt wurde. Die Probe und das Feld wurden gegen den Strahl um 10° gedreht, wie in Abbildung 6.20 (mit falschem Winkel) dargestellt. Hierdurch „sieht“ der Strahl die Streifen wieder, allerdings mit einer vergrößerten Periode von ca. $5 \mu\text{m}$. Hierdurch sieht man auf der Intensitätskarte mehrere von den Streifen herrührende Reflexe analog zu einer Vergrößerung der Wellenlänge bei der Röntgenmessung.

7. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit habe ich gezeigt, dass ich in der Lage bin, die gewünschten nanostrukturierten Dünnschichtsysteme herzustellen und mit verschiedenen Methoden zu messen.

Die Auswertung der Messungen ist leider nur zu einem kleinen Teil erfolgt, da in der zur Verfügung stehenden Zeit für die Auswertung der diffusen Streuung keine funktionierenden Programme bzw. Modelle entwickelt werden konnten.

Aus den Auswertungen der Reflektivitätsdaten der Neutronenexperimente wird bereits klar, dass man die dort gewonnenen Erkenntnisse gut nutzen kann, um die Sprünge in der Hysteresekurve 6.6 zu erklären.

Verfolgt man die Richtungen der Magnetisierung ausgehend vom Sättigungsfeld 2, bei der alle Magnetisierungskomponenten parallel zum äußeren Feld sind, zum Messpunkt 3 bei 23 mT, so ist nun klar, dass sich dort für fast die Hälfte der Schichten die Magnetisierungsrichtung nach ungefähr 0° , d.h. in die Richtung einer leichten Achse, gedreht hat. Das heißt, es gibt hier eine große Komponente der Magnetisierung senkrecht zum äußeren Feld, was die Form der Hysterese an dieser Stelle erklärt. Scheinbar ist hier ja $M > M_{\text{satt}}$. Bei Messpunkt 4 und 9,5 mT hat die Kopplung die Oberhand gewonnen und der von den Magnetisierungsrichtungen eingeschlossene Winkel beträgt ungefähr 180° . Die Richtungen werden allerdings noch vom äußeren Feld bestimmt.

Bei Messpunkt 5 und 2 mT beträgt der eingeschlossene Winkel immer noch ungefähr 180° , die Richtungen haben sich aber im Vergleich zu vorher stark geändert, weil das äußere Feld seinen Einfluss verloren hat und die Schichten endgültig in Domänen zerfallen sind.

Die nächsten Schritte, um die vorliegenden Messdaten auszuwerten, sind, ein Modell aufzustellen, welches den Einfluss der strukturierten Oberfläche auf die Form und Richtung der magnetischen Domänen und damit auf die diffuse Streuung möglichst korrekt beschreibt. Sobald dann ein Programm existiert, welches die vorliegenden Röntgen- und Neutronenintensitätskarten korrekt simuliert, können die magnetischen Eigenschaften der Proben vollständig beschrieben werden, da in der diffusen Streuung Informationen über die Domänenbildung stecken.

Dann wird die Fülle der Messdaten einen umfassenden Einblick in die Welt lateral strukturierter Fe/Cr - Schichtsysteme ermöglichen.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach und W.Zinn
Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989)
- [2] M.N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G.Creuzet, A. Friederich und J. Chazelas
Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988)
- [3] P. Grünberg
Zwischenschichtaustauschkopplung : Phänomenologische Beschreibung, Materialabhängigkeit
30. Ferienkurs des IFF „Magnetische Schichtsysteme“, FZ Jülich (1999)
- [4] P. Bruno
Theory of interlayer exchange coupling
30. Ferienkurs des IFF „Magnetische Schichtsysteme“, FZ Jülich (1999)
- [5] G. Güntherodt, U. Rüdiger
Magnetische Festkörper : ein Überblick
30. Ferienkurs des IFF „Magnetische Schichtsysteme“, FZ Jülich (1999)
- [6] R. Zeller
Bandmagnetismus
30. Ferienkurs des IFF „Magnetische Schichtsysteme“, FZ Jülich (1999)
- [10] Ulrich Rücker
Schichtsysteme aus ferromagnetischen Metallen und magnetischen Halbleitern
Diplomarbeit, Universität Köln, FZ Jülich (1994)
- [11] Dirk J. Beets
Hochauflösende Elektronenstrahlolithographie
produtronic 7/8 (1986)
- [12] B. J. G. M. Roelofs, A.M. Meuwissen
Automatic column setup for the beamwriter
Technical Note, Philips
- [14] M.A. van Hove, W. H. Weinberg, C.-M. Chan
Low Energy Electron Diffraction
Springer Verlag (1986)
- [15] Jörg Voigt
Elemetspezifische Magnetisierungsdichteverteilung in Seltenen-Erd-Übergittern
Diplomarbeit, RWTH Aachen, FZ Jülich (2000)
- [16] J. Kranz, A. Hubert
Z. angew. Phys. **15**, 220 (1963)
- [17] W. Voigt
Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus **14**, Leipzig (1920)
- [18] P. Jacob et al.
REM-Schulung, Unterlagen
- [19] Peter Fritz Schmidt
Praxis der Rasterelektronenmikroskopie und Mikrobereichsanalyse
expert Verlag (1994)
- [20] Thomas Brückel, Emmanuel Kentzinger
Streuungsmethoden zur Untersuchung von Dünnschichtexperimenten
30. Ferienkurs des IFF „Magnetische Schichtsysteme“, FZ Jülich (1999)
- [21] Sascha Nerger
Struktur und magnetische Kopplung in $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Mn}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ -Schichtsystemen

- Diplomarbeit, RWTH Aachen, FZ Jülich (2000)
- [22] Jochim Stettner
Charakterisierung von rauhen MBE-CoSi₂/Si-Schichtsystemen mittels Röntgenstreuung
Dissertation, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel (1995)
- [23] Werbebroschüre
BRUKER axs
- [24] H. Zabel
X-Ray and Neutron Reflectivity Analysis of Thin Films and Superlattices
Appl. Phys. A **58**, 159 (1994)
- [25] IFF
Neutronenstreuexperimente am FRJ-2 in Jülich
FZ Jülich
- [26] F. Jona
IBM Journal of research and development **9**, 375 (1965)
- [27] B. Goldstein
Surface Science **47**, 143 (1975)
- [28] Ulrich Rücker
Magnetische Kopplungsphänomene in epitaktischen Schichtsystemen aus Eisen und dem ferromagnetischen Halbleiter Europiumsulfid
Dissertation, Universität Köln, Berichte des Forschungszentrum Jülich **3541** (1998)
- [29] J.A. Wolf
Dissertation, Universität Köln, Berichte des Forschungszentrum Jülich **2743** (1993)
- [30] J. A. Wolf, Q. Leng, R. Schreiber, P. A. Grünberg, W. Zinn, I.K. Schuller
J. Mag. Mat. **121**, 253 (1993)
- [31] William H. Press
Numerical Recipes in Pascal (1989)
- [32] Boris Toperverg, Emmanuel Kentzinger, Programm
„focr_mult_fe_stripes_xray.x“, unveröffentlicht
- [33] Ulrich Rücker, Programm „makepicture2.py“, unveröffentlicht
- [34] Emmanuel Kentzinger, Programm „pnr.f90“, unveröffentlicht

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Thomas Brückel danke ich sehr herzlich, dass er diese Arbeit am Institut für Streumethoden ermöglicht und hervorragend betreut hat. Insbesondere die mehrmals monatlich stattfindenden „Dünnschichttreffen“ mit ihren teilweise sehr lebhaften Diskussionen und spontanen Experimenten haben mir sehr geholfen, meine Arbeit immer wieder in einen richtigen Rahmen zu setzen und die Ergebnisse richtig einzuschätzen.

Herrn Prof. Dr. Güntherodt möchte ich für die Übernahme der Kokorrektur danken.

Prof. Dr. Boris Toperverg danke ich für die Anregung dieser Diplomarbeit und die lebhafte Teilnahme an den bereits erwähnten „Dünnschichttreffen“.

Dr. Emmanuel Kentzinger danke ich für die freundliche Zusammenarbeit, ständige Gesprächsbereitschaft, die Hilfe bei der Probenpräparation und die Messzeit am Hasylab.

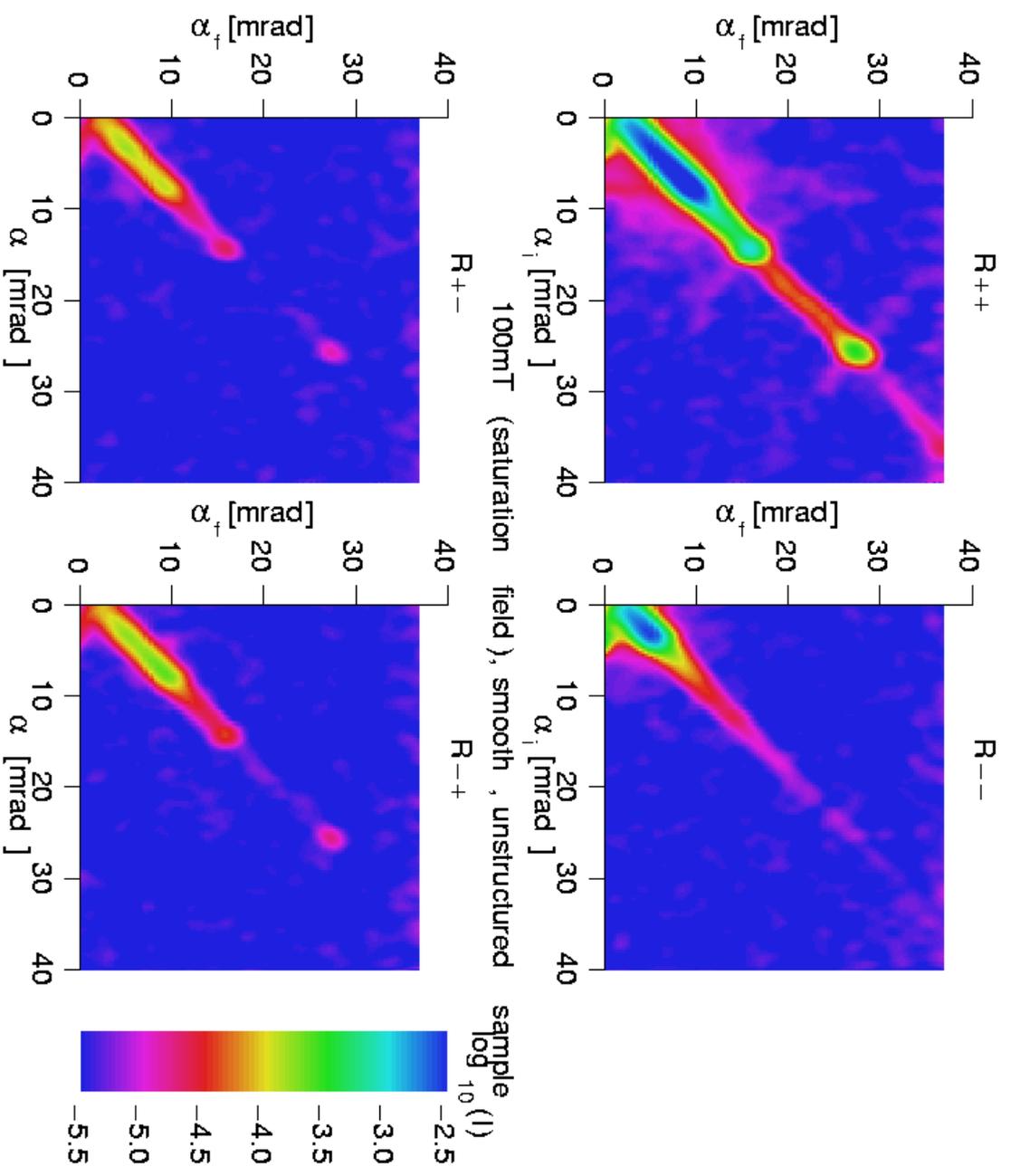
Dr. Ulrich Rücker danke ich für die volle Unterstützung in allem, was mit dieser Arbeit zu tun hatte : Probenpräparation, HADAS- Messungen, Röntgendiffraktometrie, MOKE- Messungen, ständige Gesprächsbereitschaft, Korrekturlesen, Geduld. Alles, was in dieser Arbeit korrekt ist, habe ich ihm zu verdanken. Für evtl. noch vorhandene Fehler übernehme ich alleine die Verantwortung !

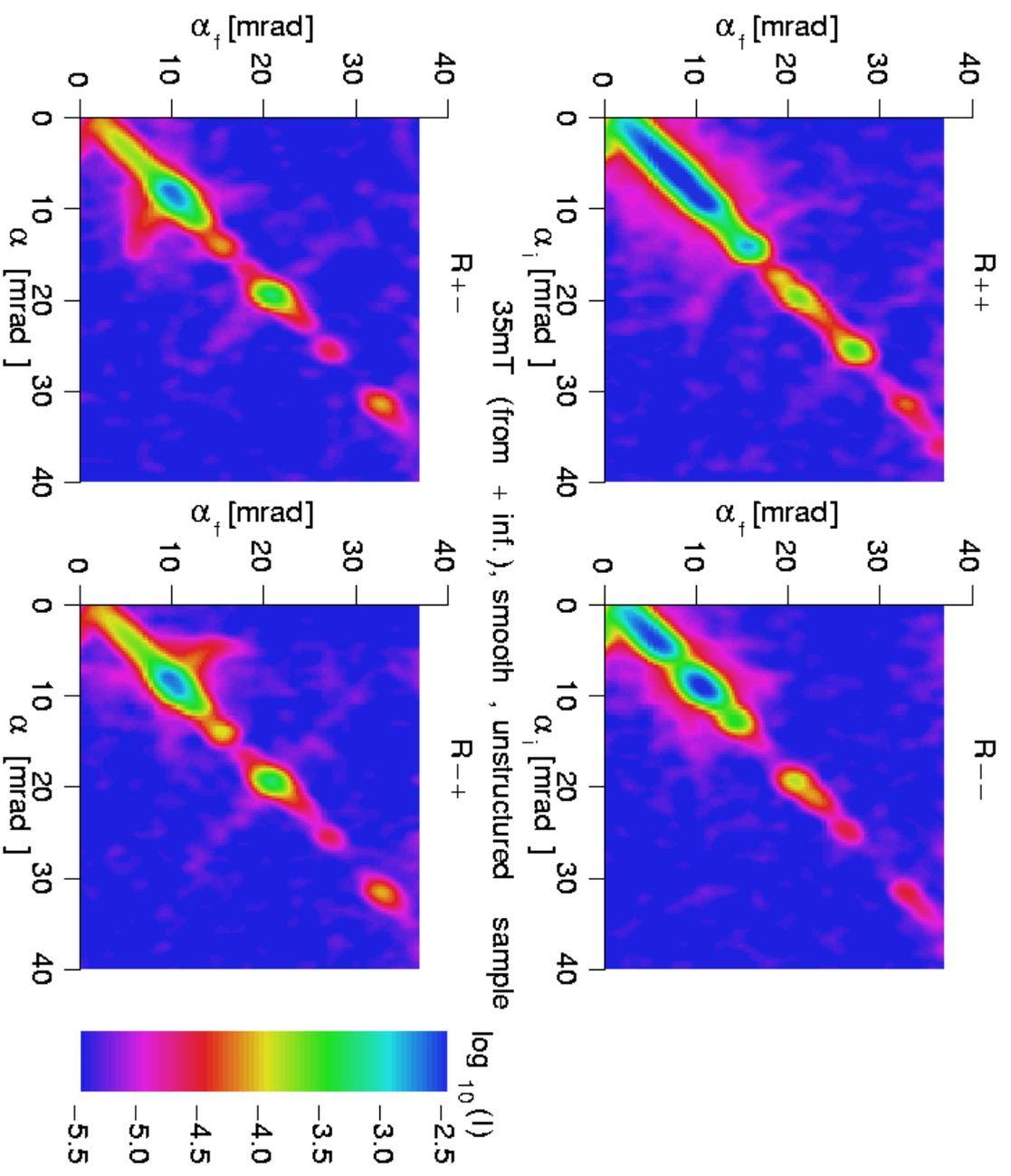
Auch ohne die Herren vom ISG, die bei der Strukturierung der Oberflächen mitgewirkt haben, wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Deshalb danke ich Herrn Dr. van der Hart für das Belichten, Herrn Dr. Lehmann, der mir seine IBE zur Verfügung gestellt und wichtige Kontakte hergestellt hat, Herrn Müller für das Belacken, Entwickeln und Reinigen, Herrn Dr. Bochem für die REM- Zeit und Herrn Prof. Dr. Schelten.

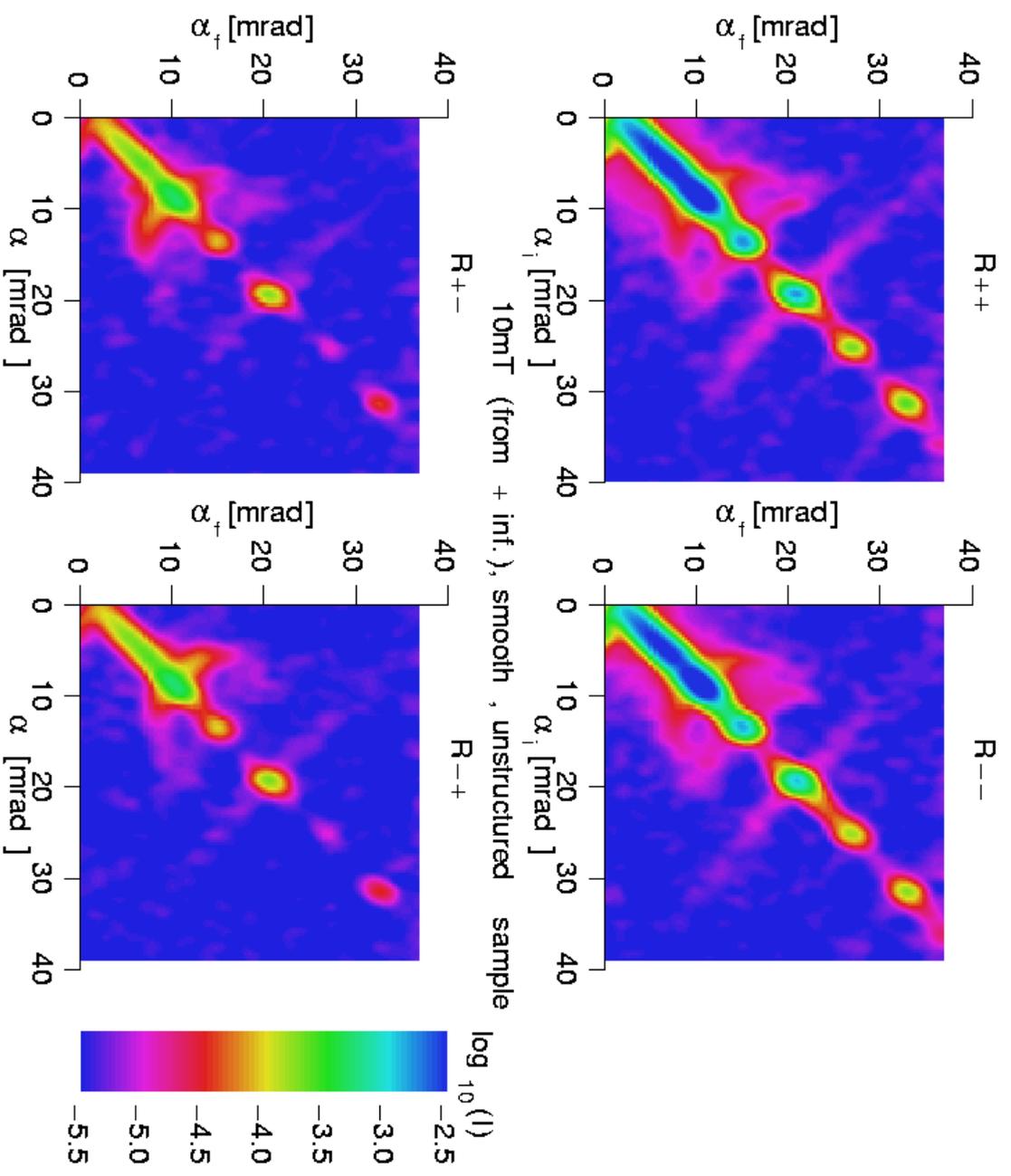
Ich möchte mich bei allen Mitgliedern des Instituts für Streumethoden für die freundschaftliche Aufnahme und große Hilfsbereitschaft bedanken, die mir im letzten Jahr entgegengekommen ist, insbesondere jedoch bei Barbara Köppchen für die große Hilfe bei allem Organisatorischen und bei Bodo Olefs für die stets prompte Erfüllung aller meiner Sonderwünsche bezüglich des PCs.

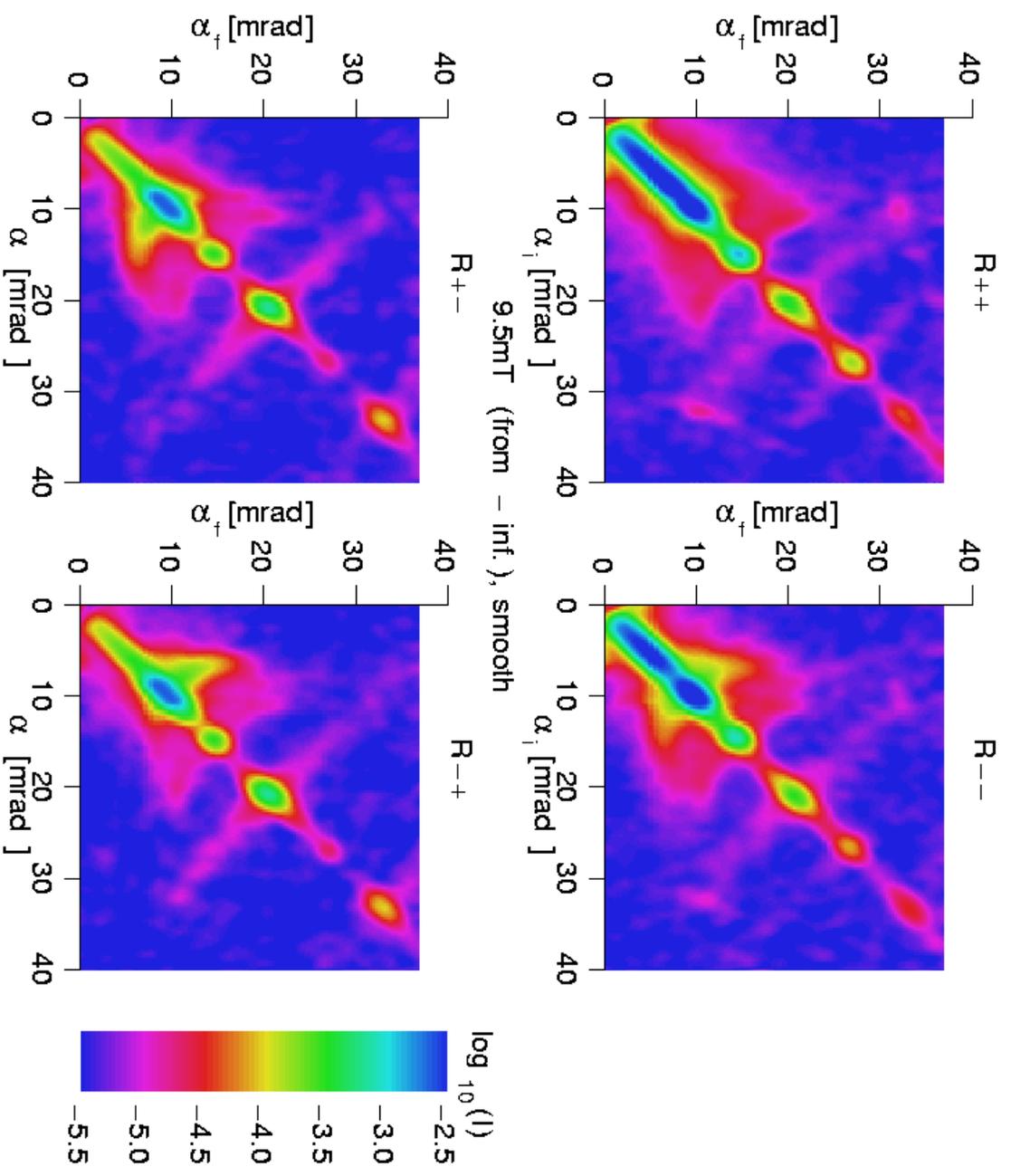
Danke auch an meine Bürokollegin Dr. Johanna Bos, die immer ein offenes Ohr für meine Kümernisse und immer etwas essbares für mich übrig hatte.

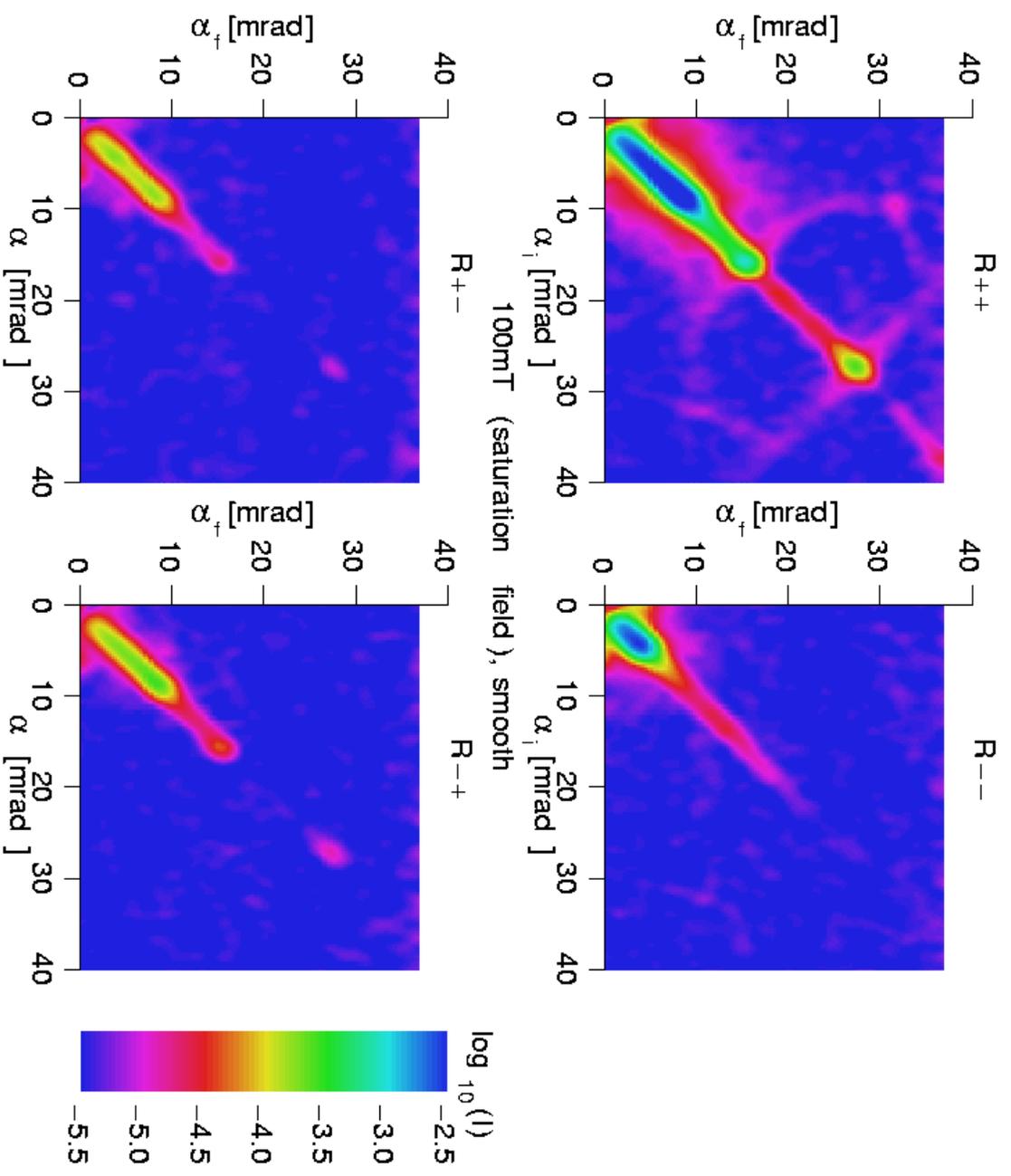
Nicht zuletzt gilt mein Dank auch meiner Mutter, die immer daran geglaubt hat, dass noch alles gut wird, und Sven Lemmer für das Korrekturlesen und dafür, dass er immer für mich da ist.

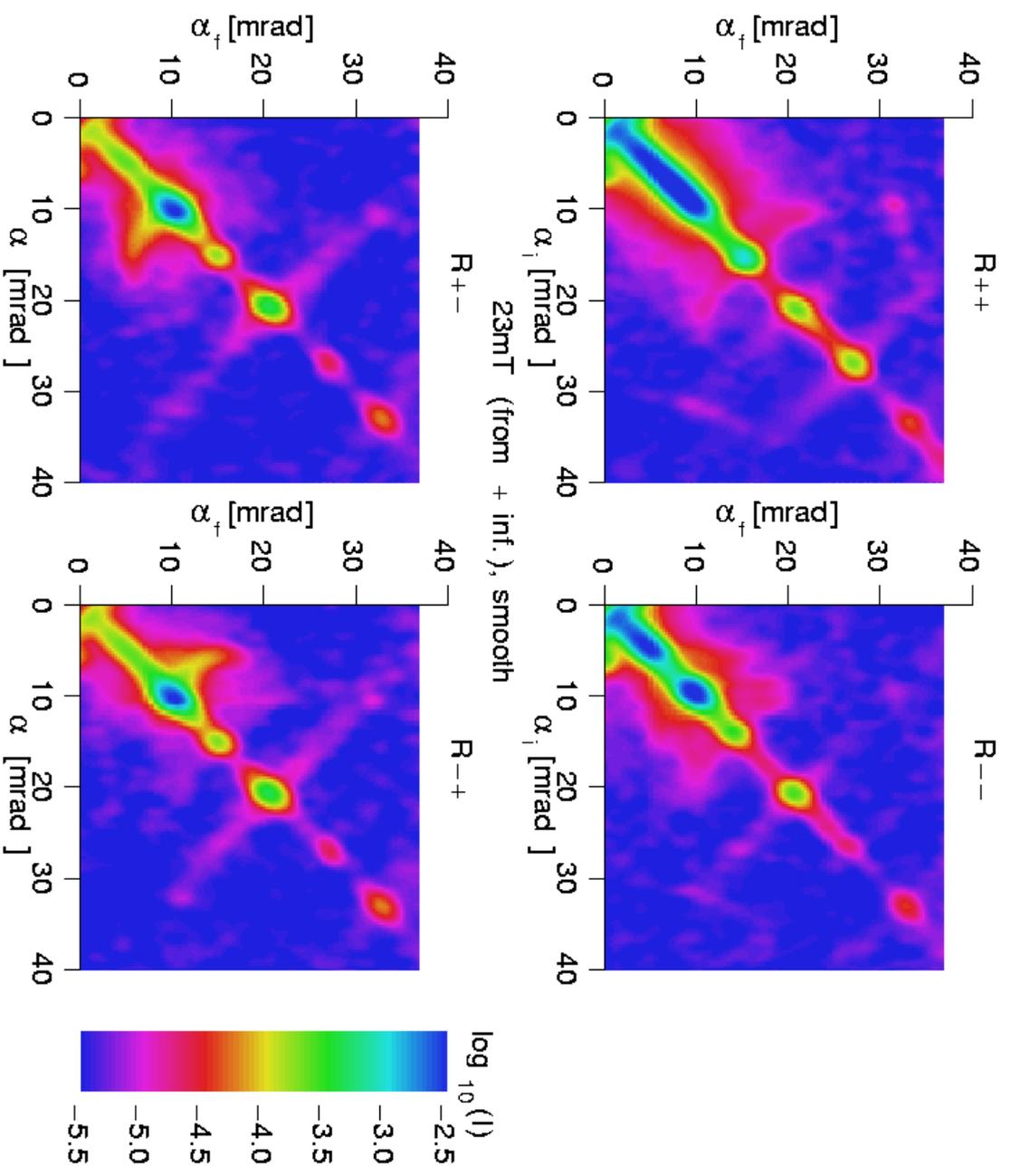


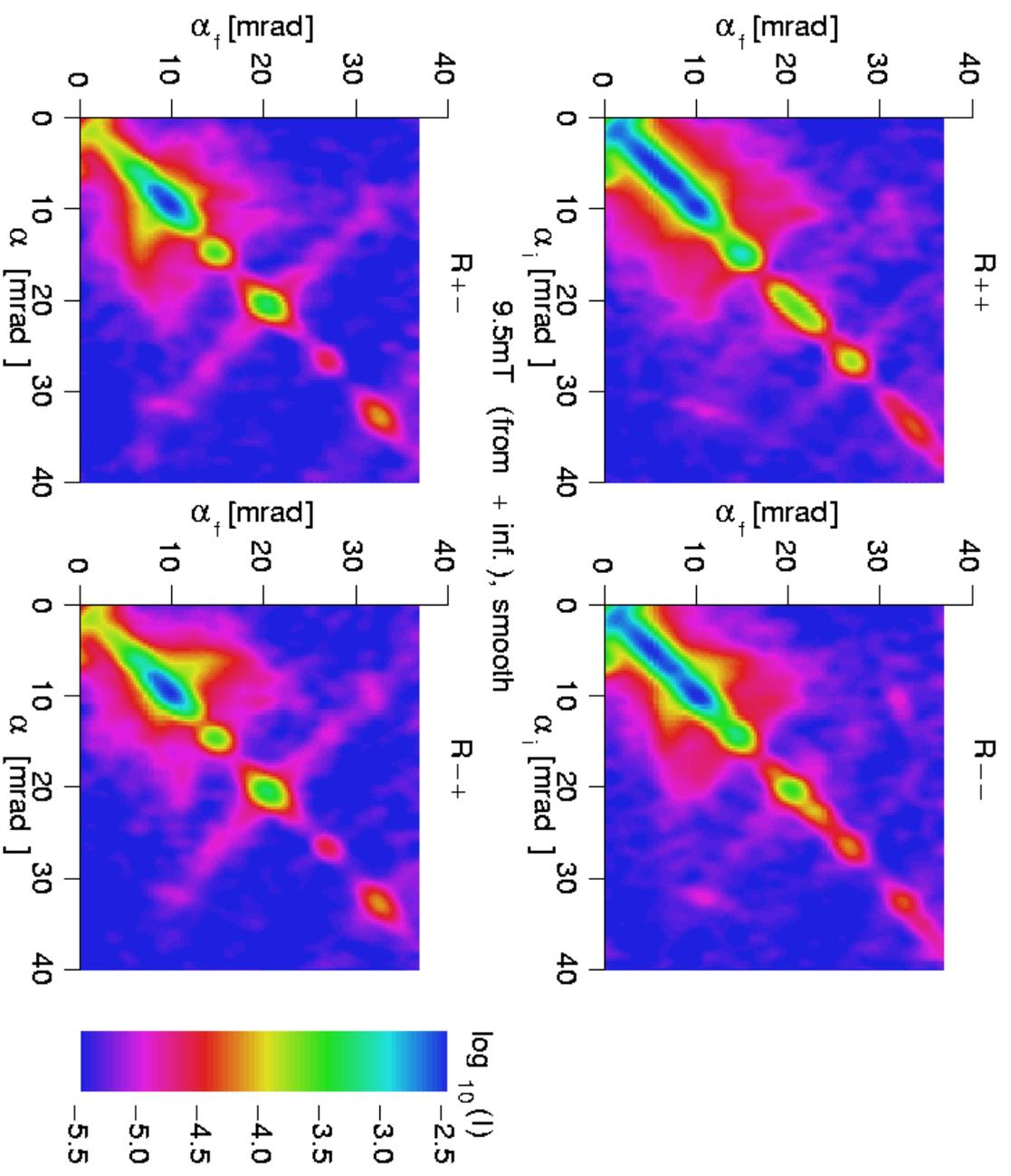


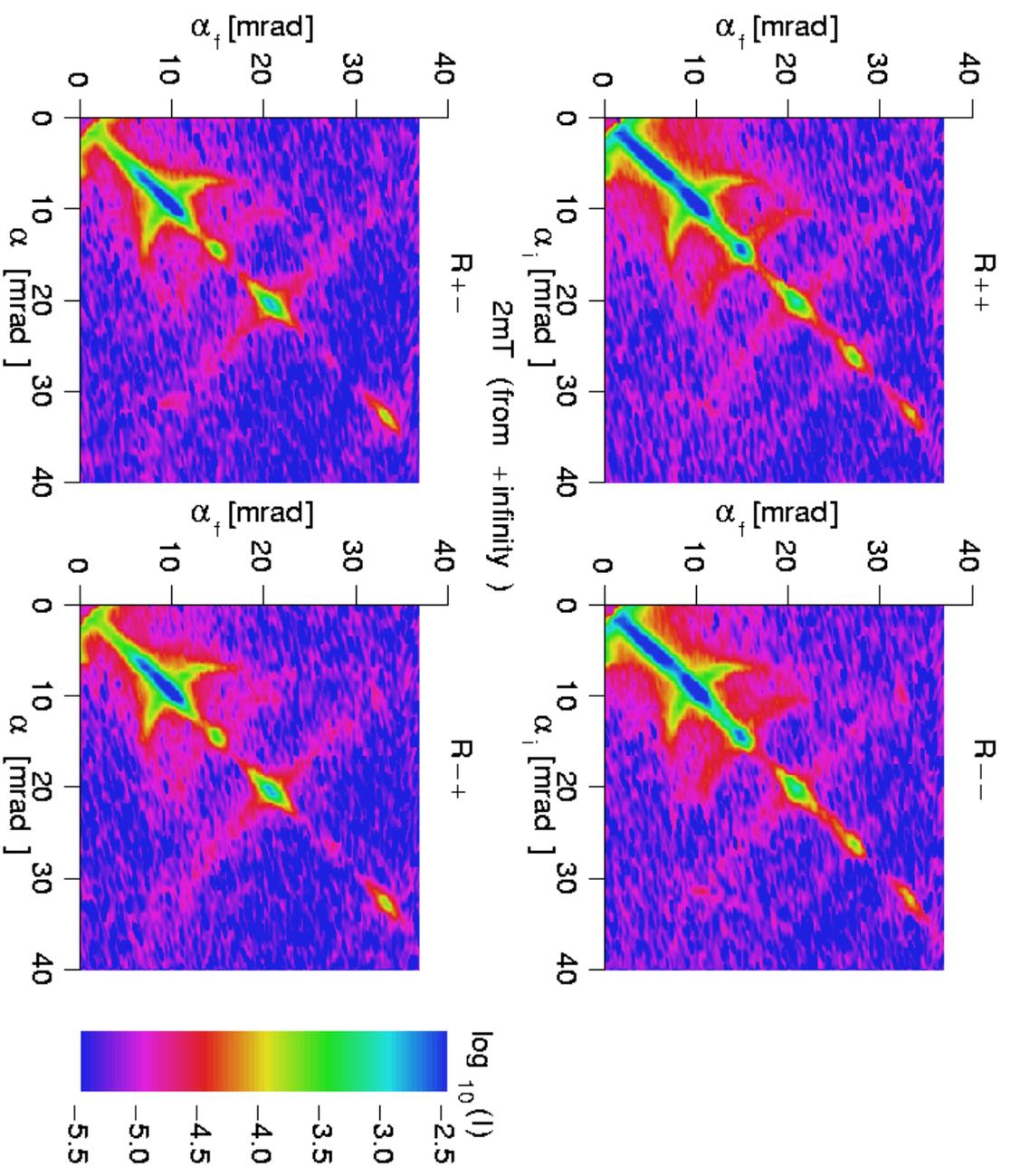


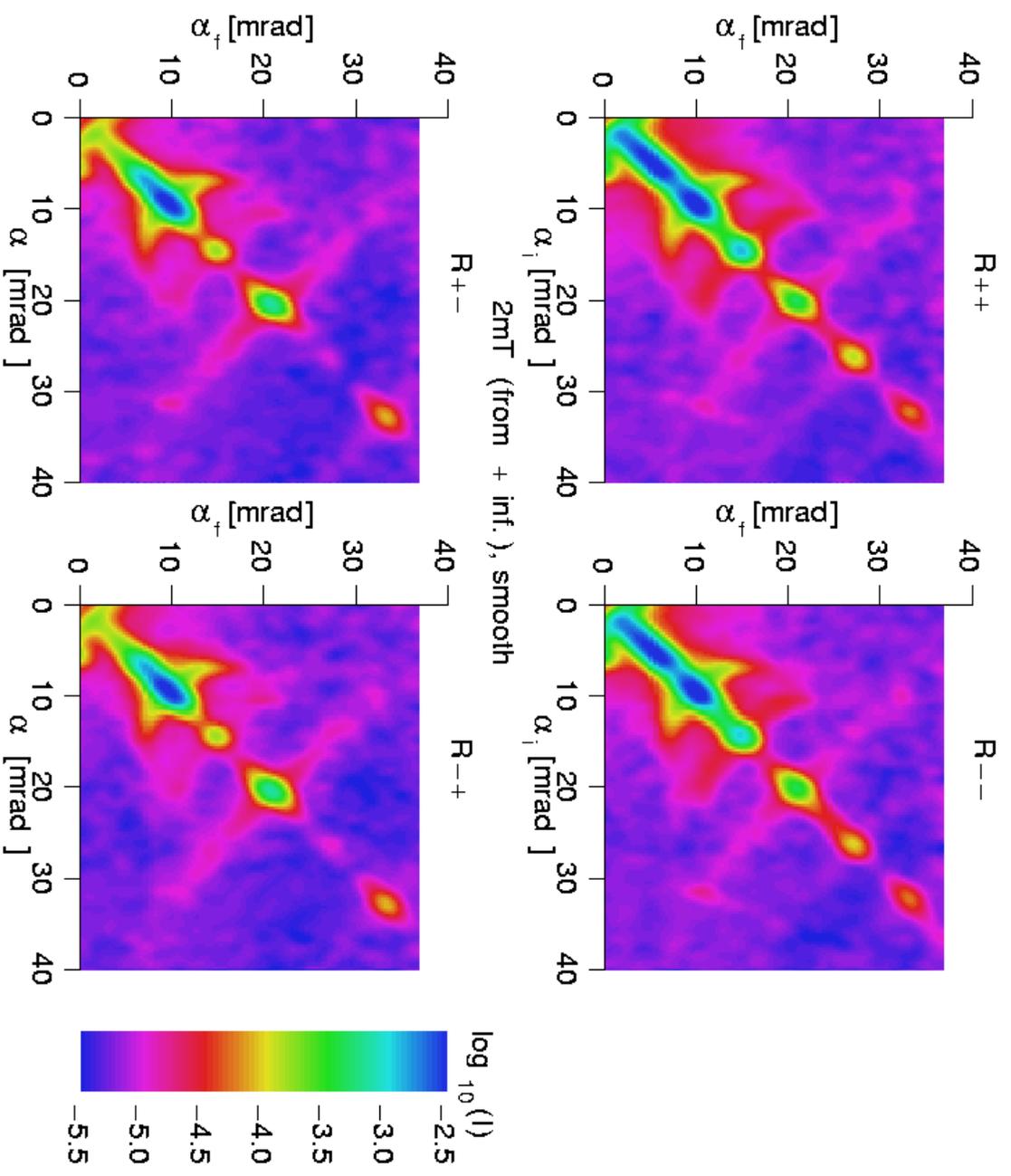


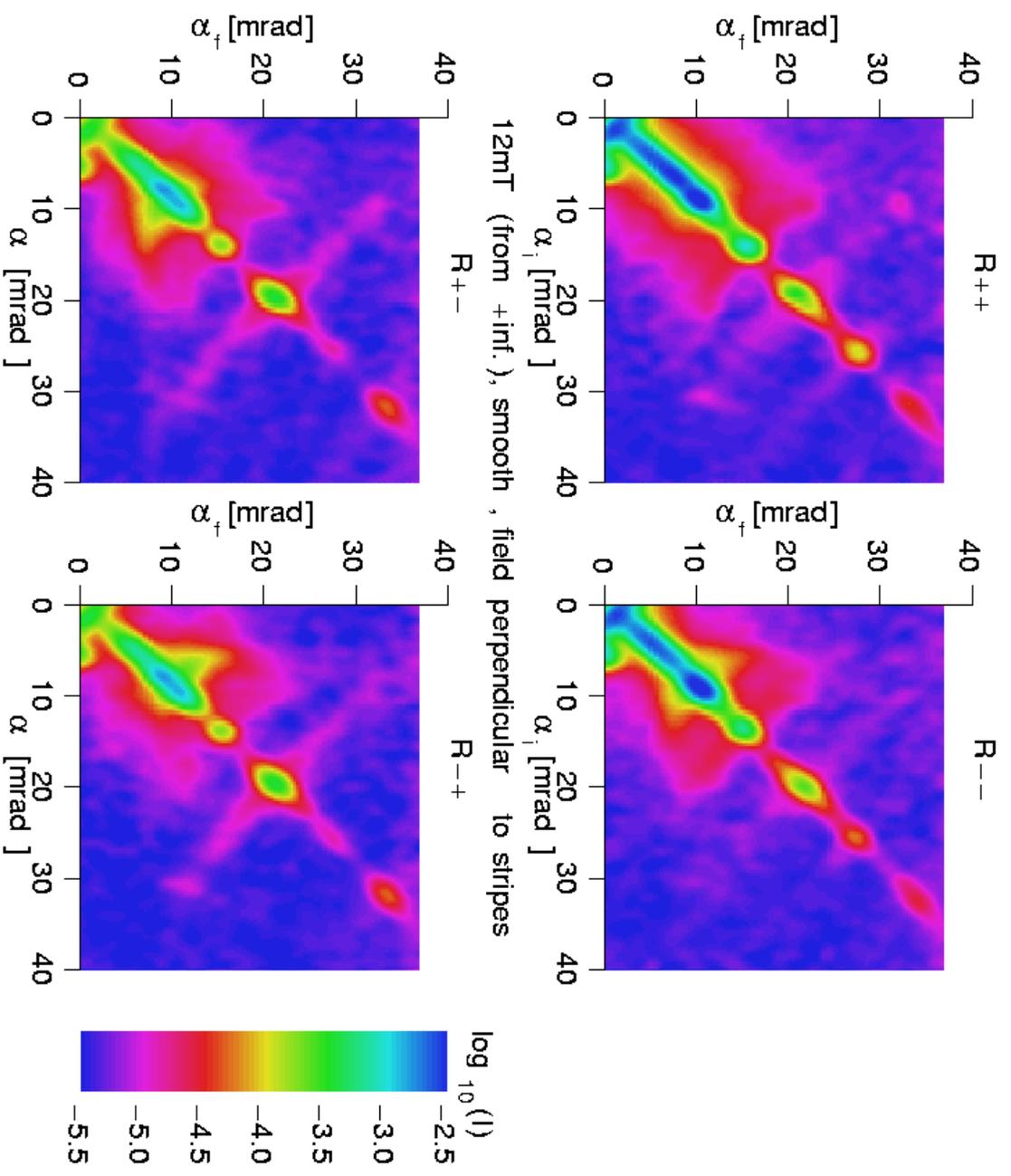


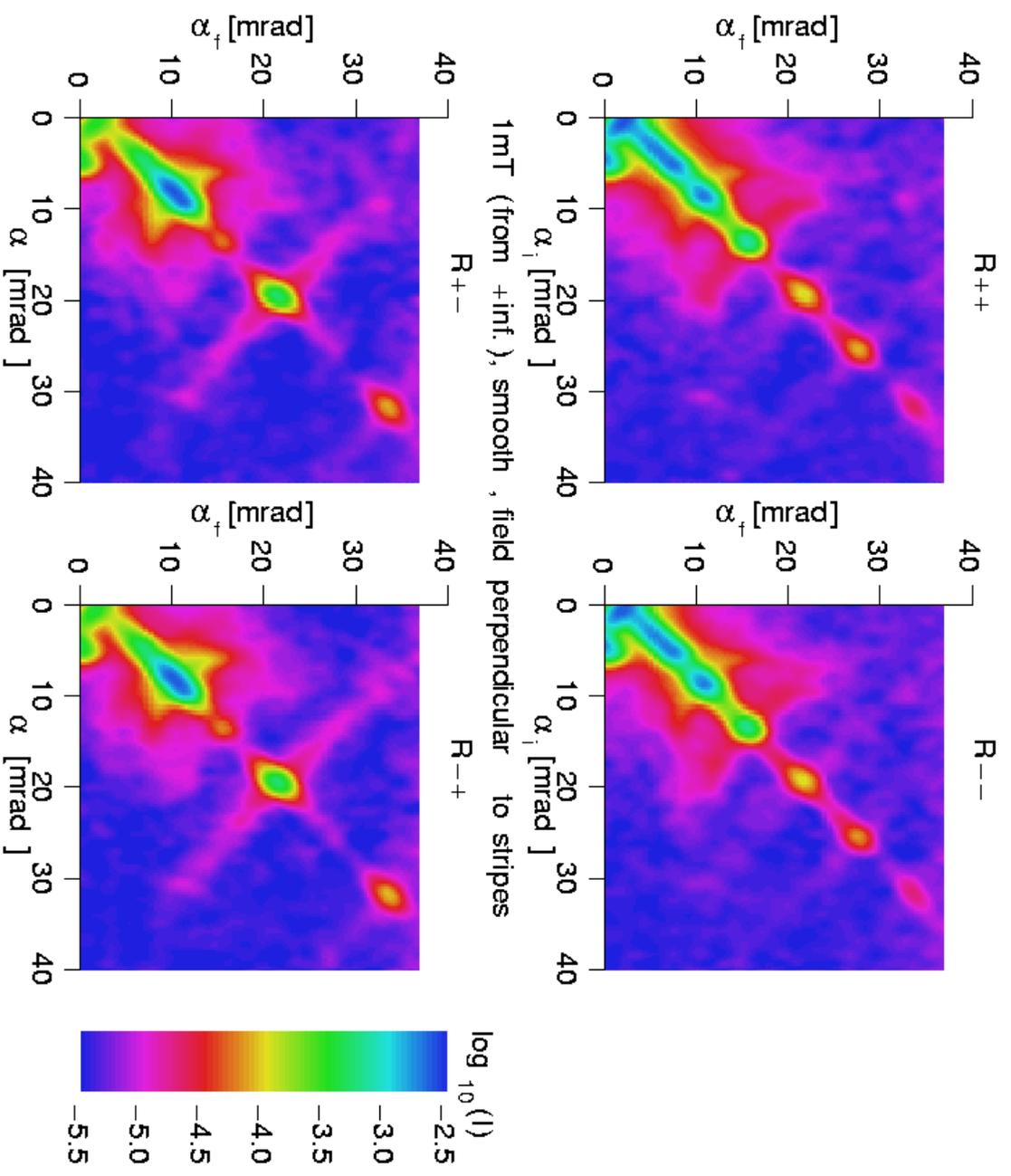




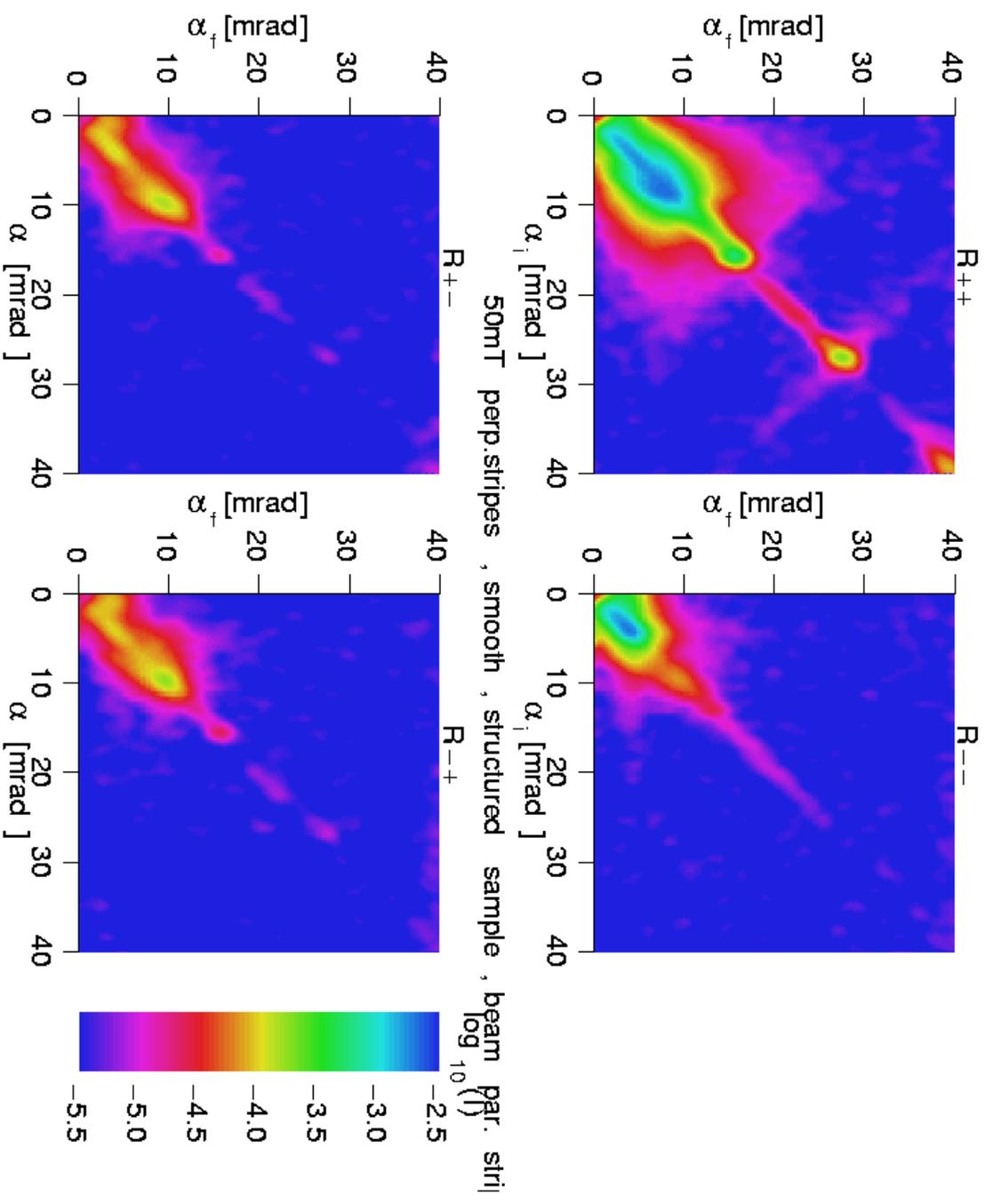


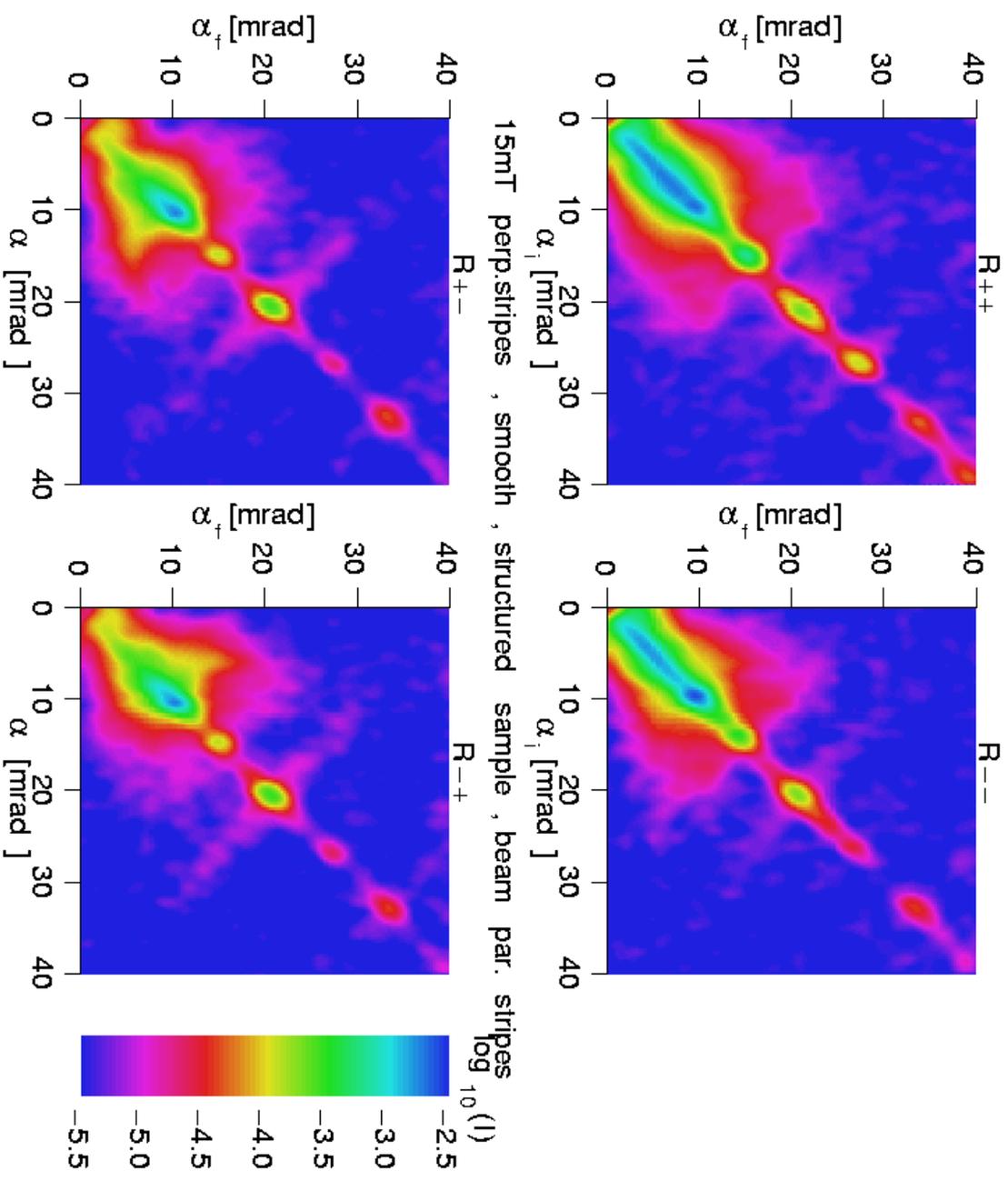


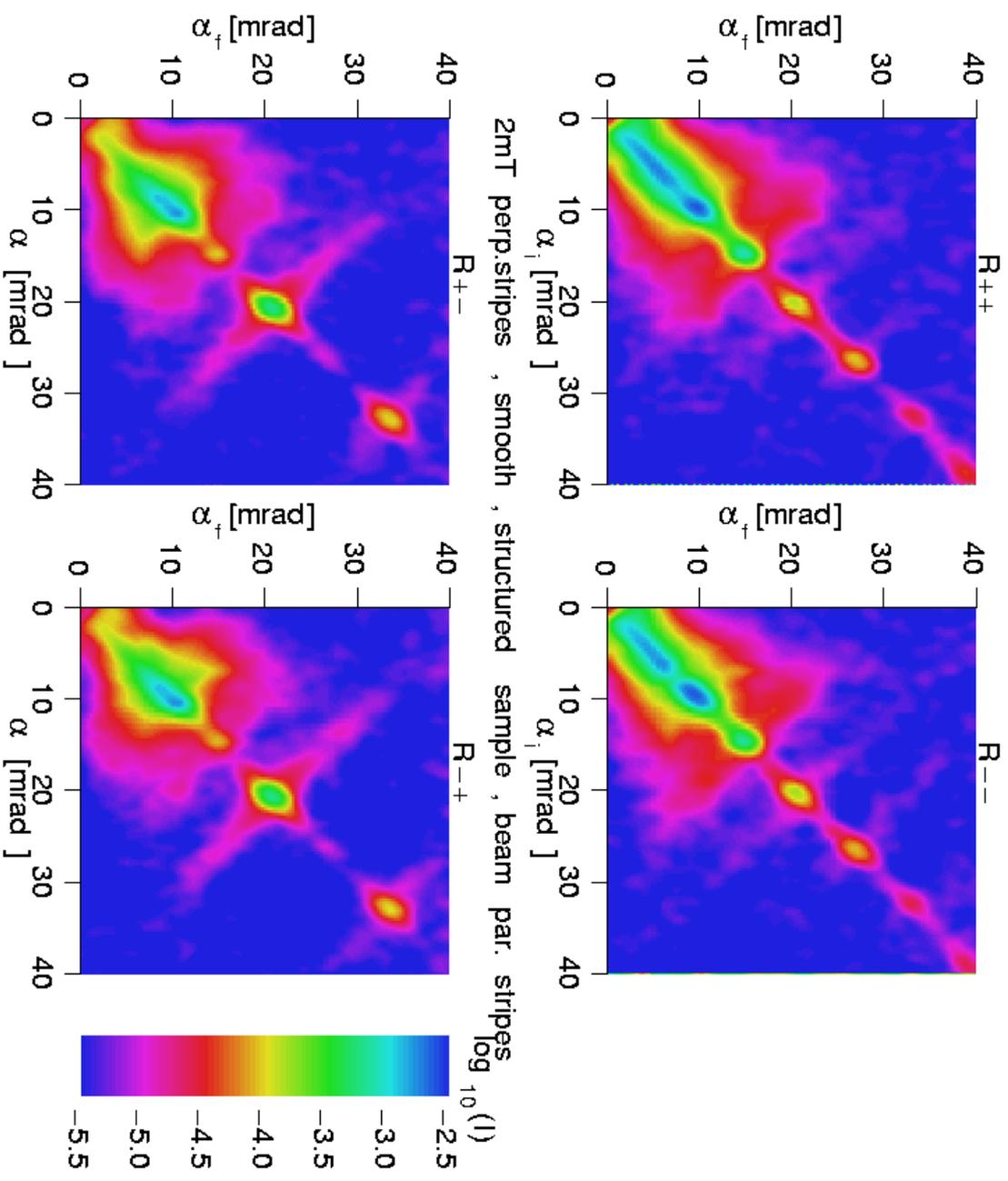


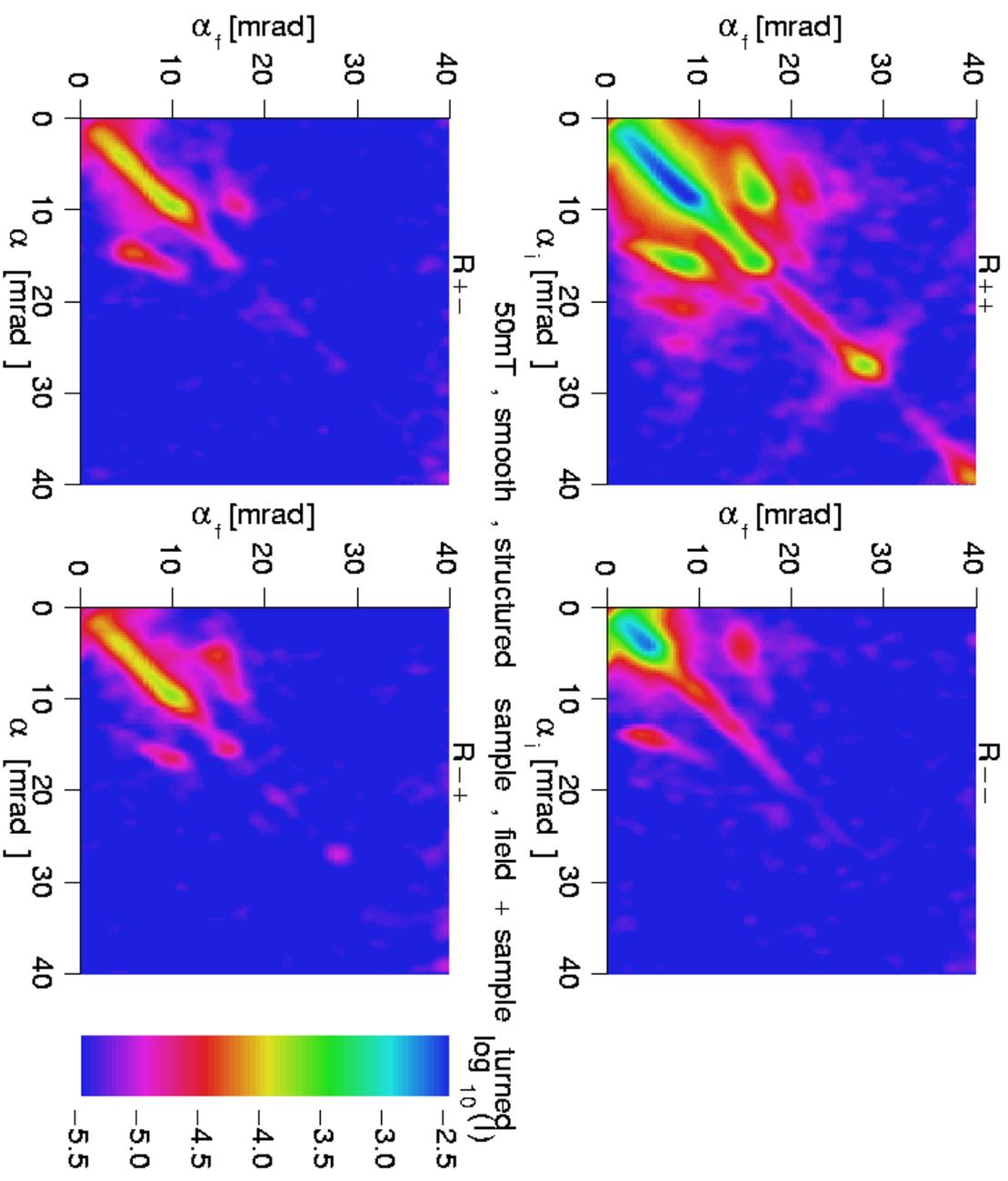


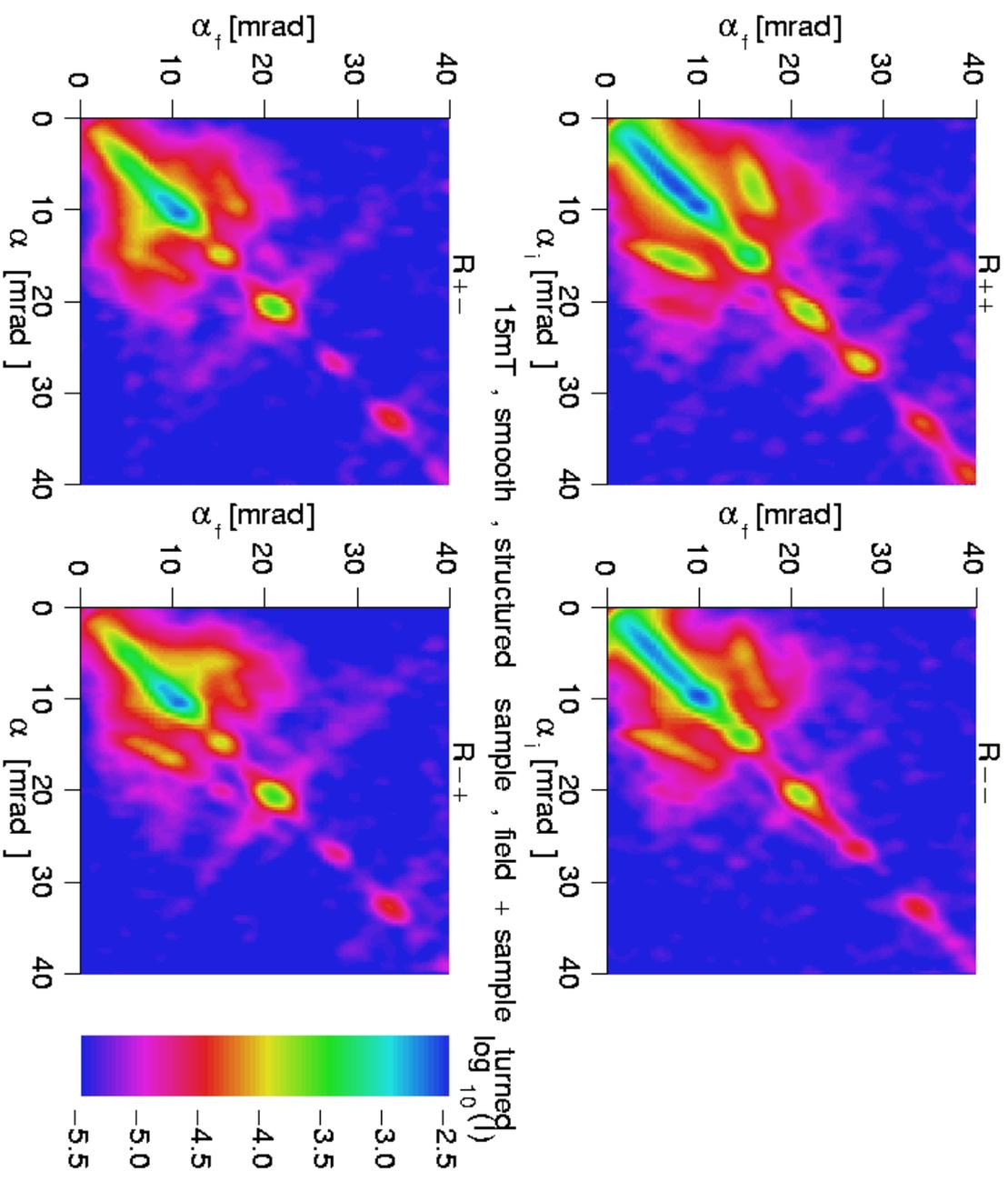
1mT (from +inf.), smooth, field perpendicular to stripes

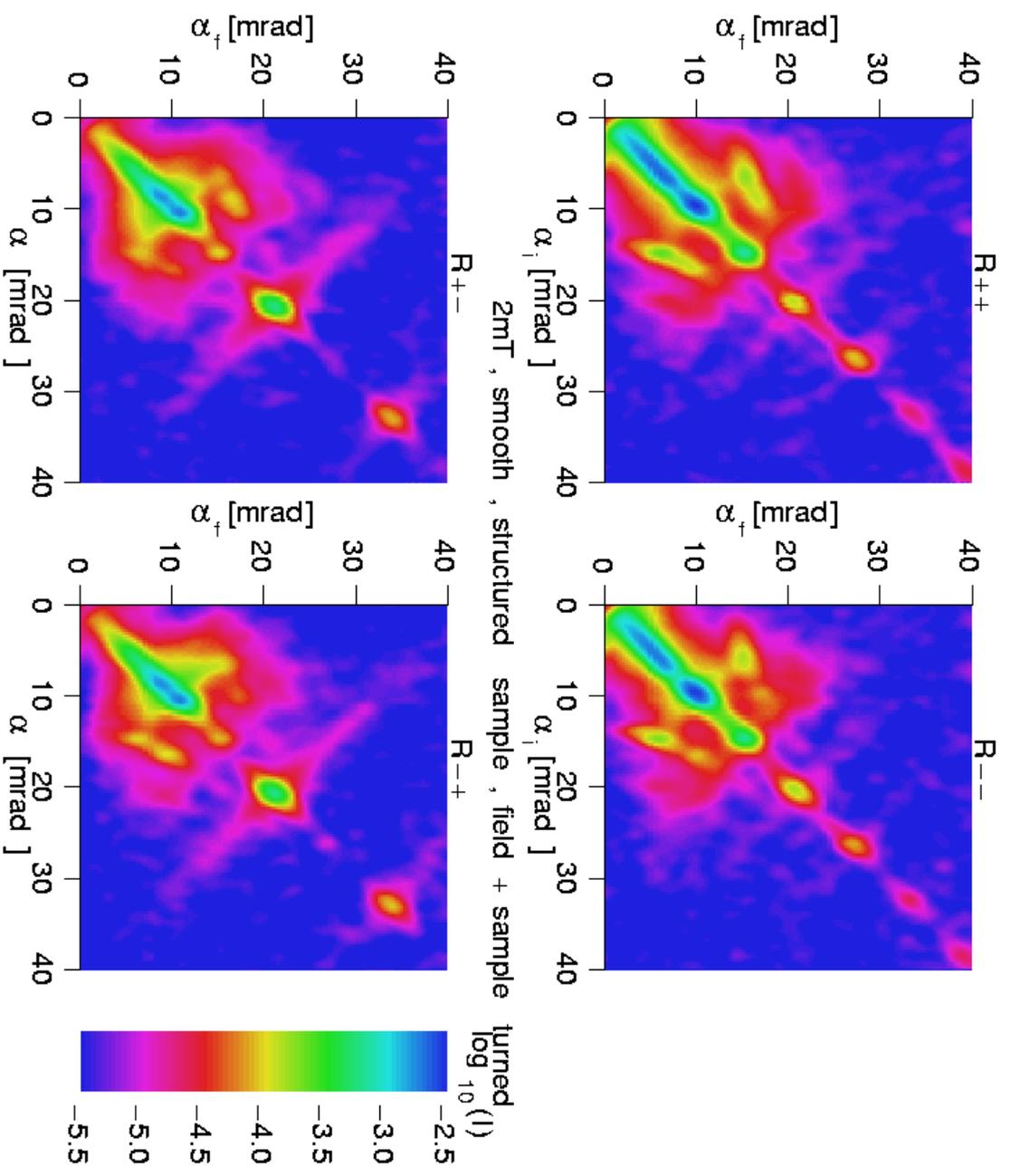












Anhang A

Polarisierte Neutronenreflektivität – alle HADAS – Messungen

Bemerkung : Es handelt sich, bis auf H, um geglättete Daten.

Unstrukturierte Probe :

Seite	Feld
A	100 mT, Sättigung
B	35 mT
C	10 mT

Strukturierte Probe :

Versuchsgeometrie : **H** parallel Streifen, Strahl senkrecht auf Streifen

D	9,5 mT, von - unendlich kommend
E	100 mT, Sättigung
F	23 mT, von + unendlich
G	9.5 mT, von + unendlich
H	2 mT, von + unendlich, Rohdaten
I	2 mT, von + unendlich

Versuchsgeometrie : **H** senkrecht auf Streifen, Strahl senkrecht auf Streifen

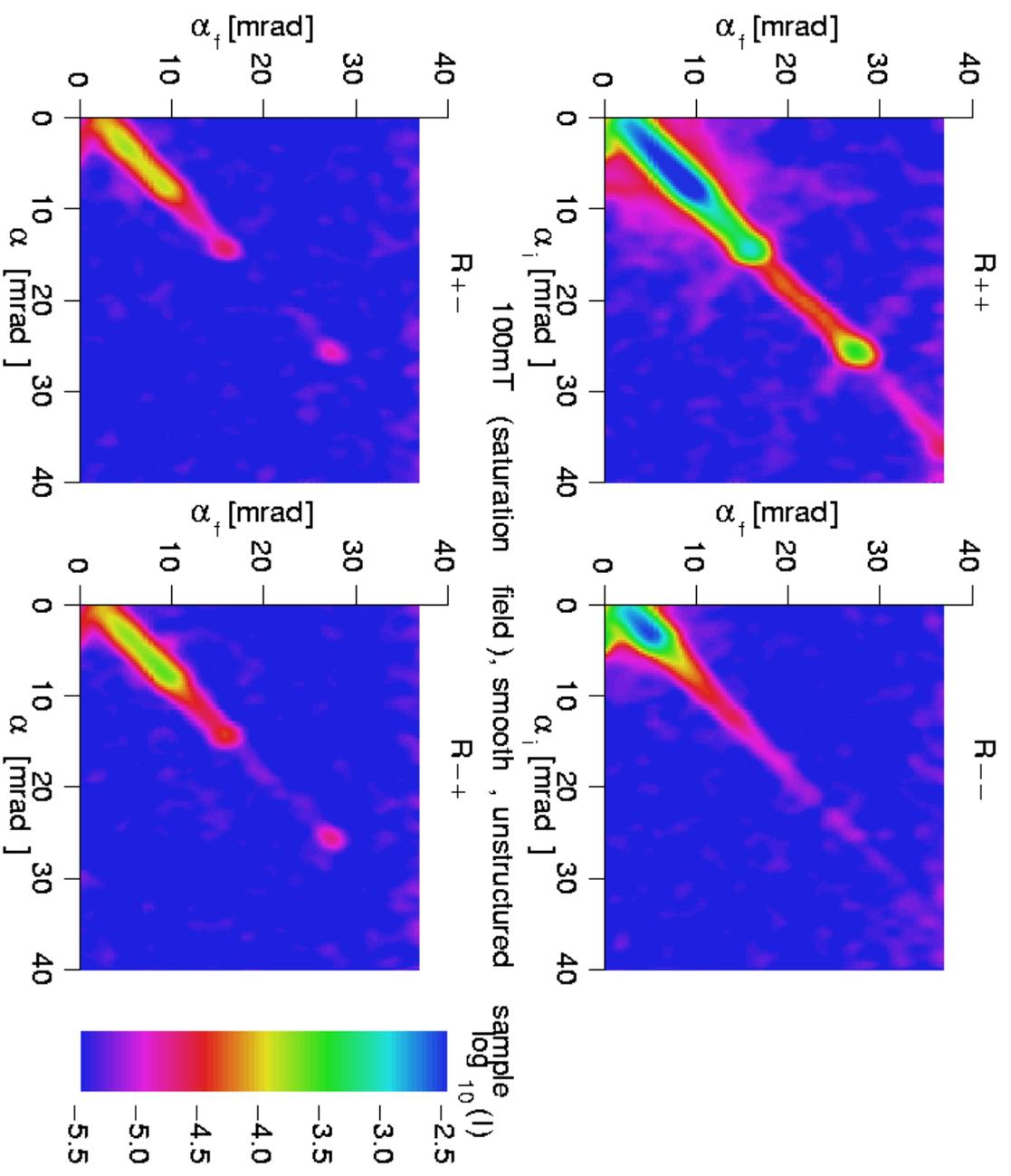
J	12 mT, von + unendlich
K	1 mT, von + unendlich

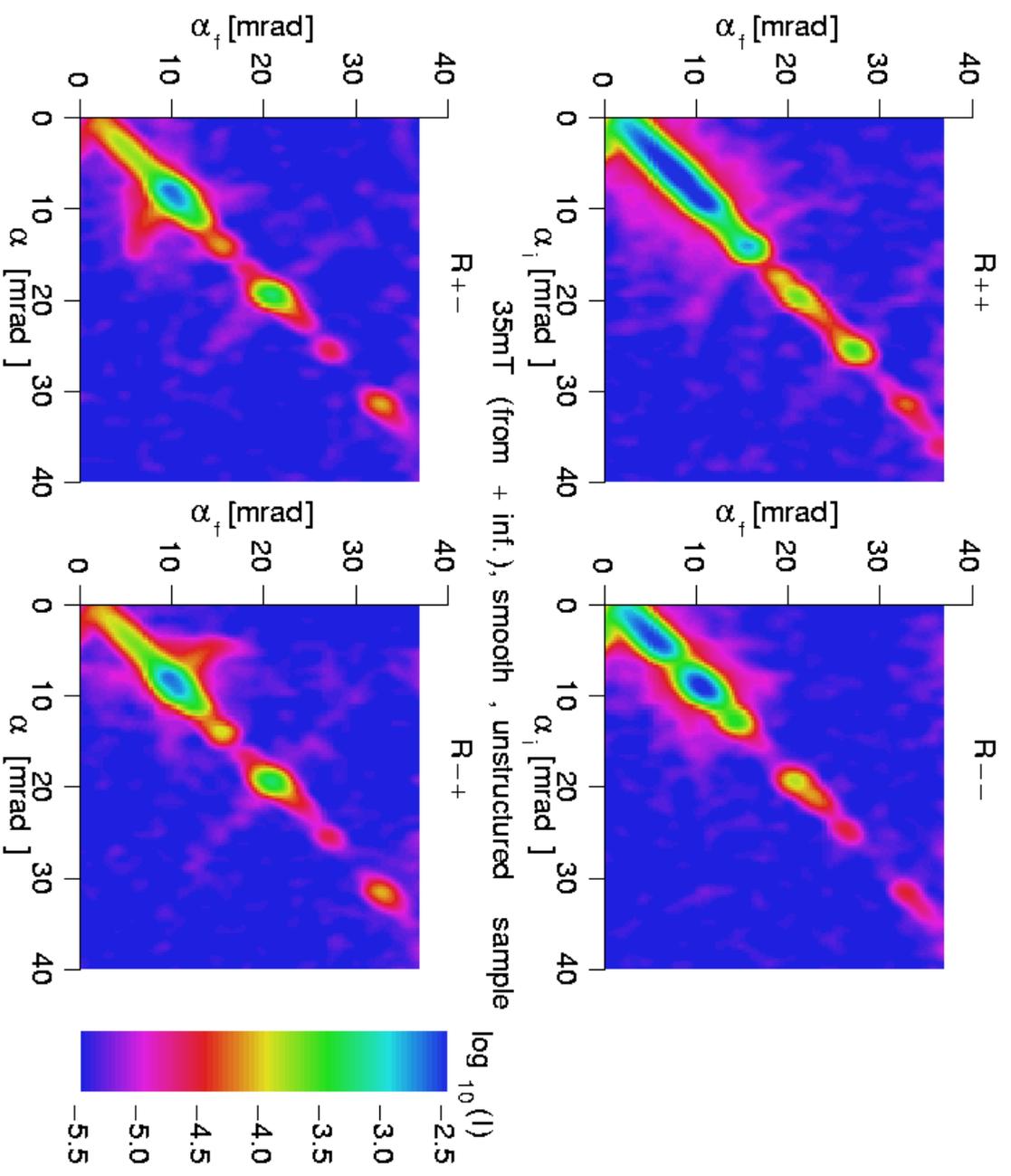
Versuchsgeometrie : **H** senkrecht auf Streifen, Strahl parallel Streifen

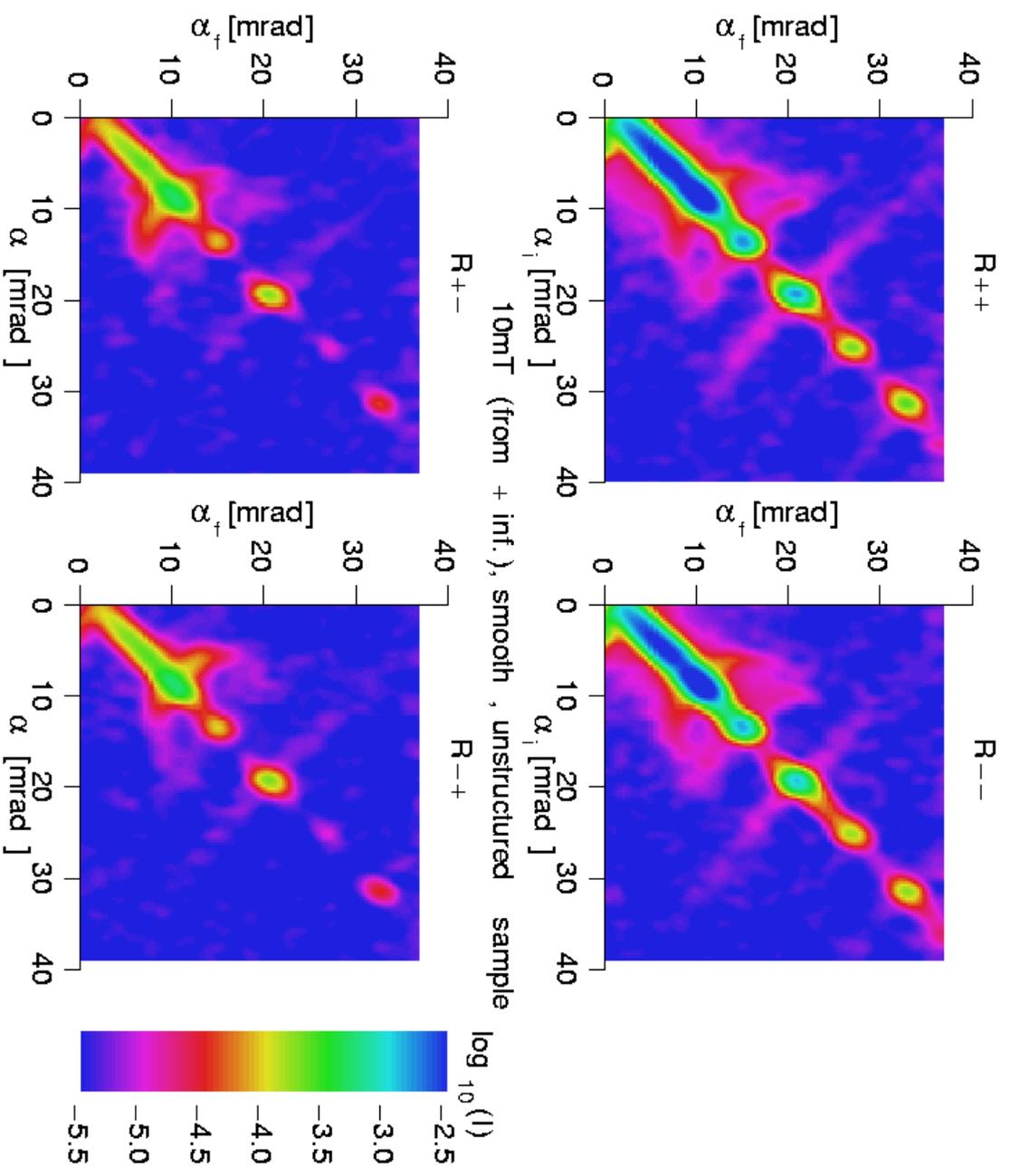
L	50 mT, von + unendlich
M	15 mT, von + unendlich
N	2 mT, von + unendlich

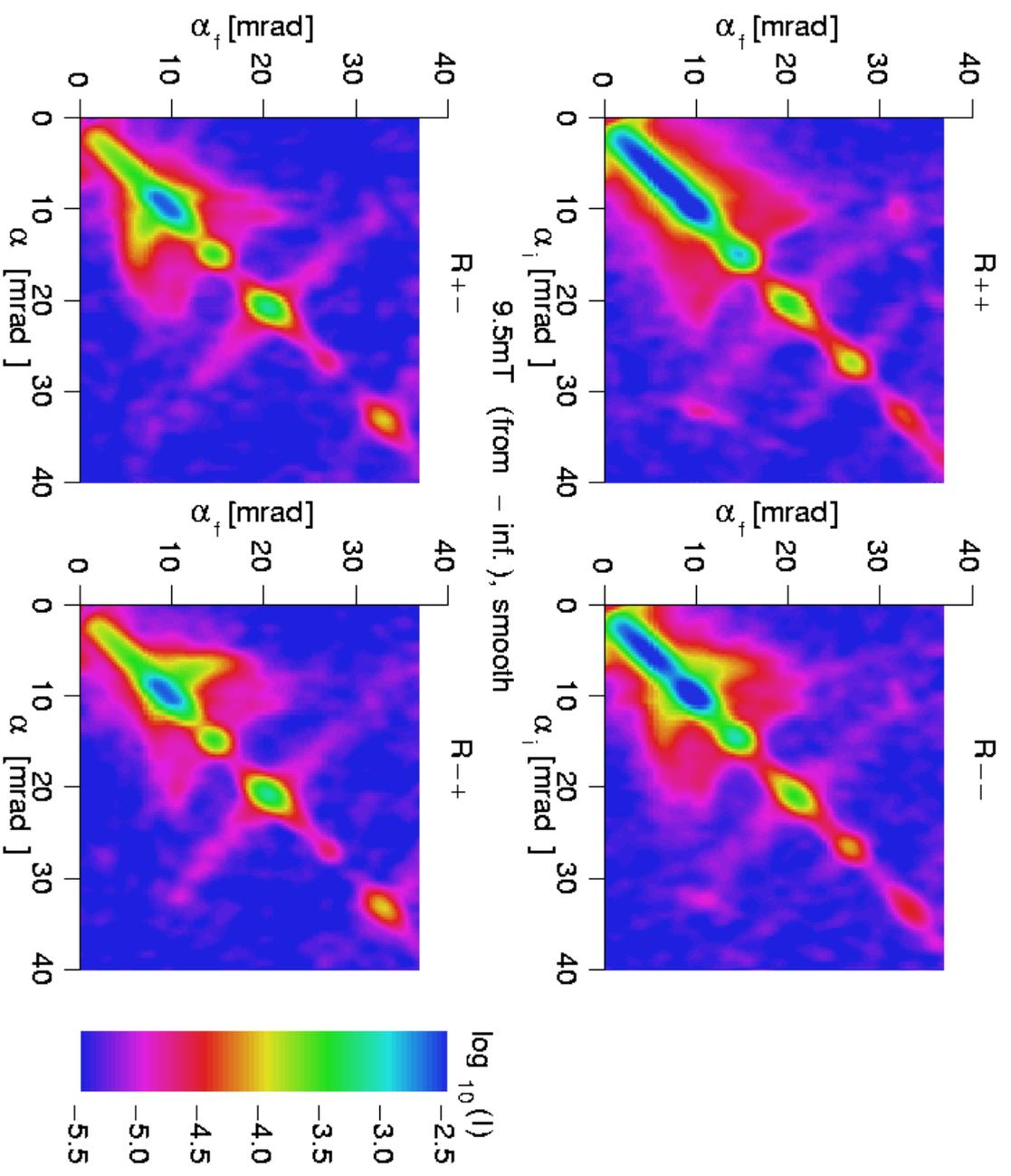
Versuchsgeometrie : **H** senkrecht auf Streifen, Streifen um 10° aus der Parallelstellung zum Strahl herausgedreht

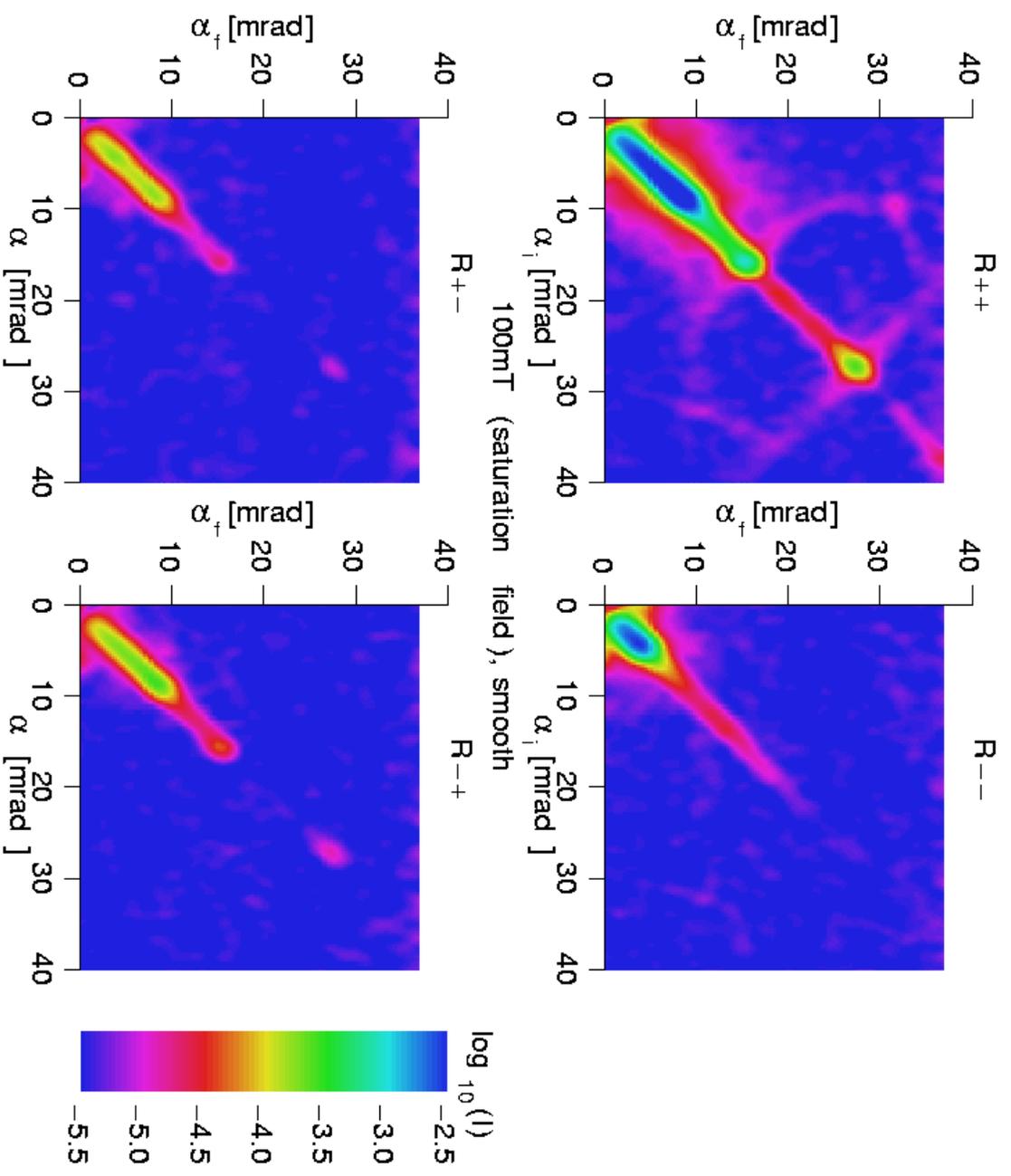
O	50 mT, von + unendlich
P	15 mT, von + unendlich
Q	2 mT, von + unendlich

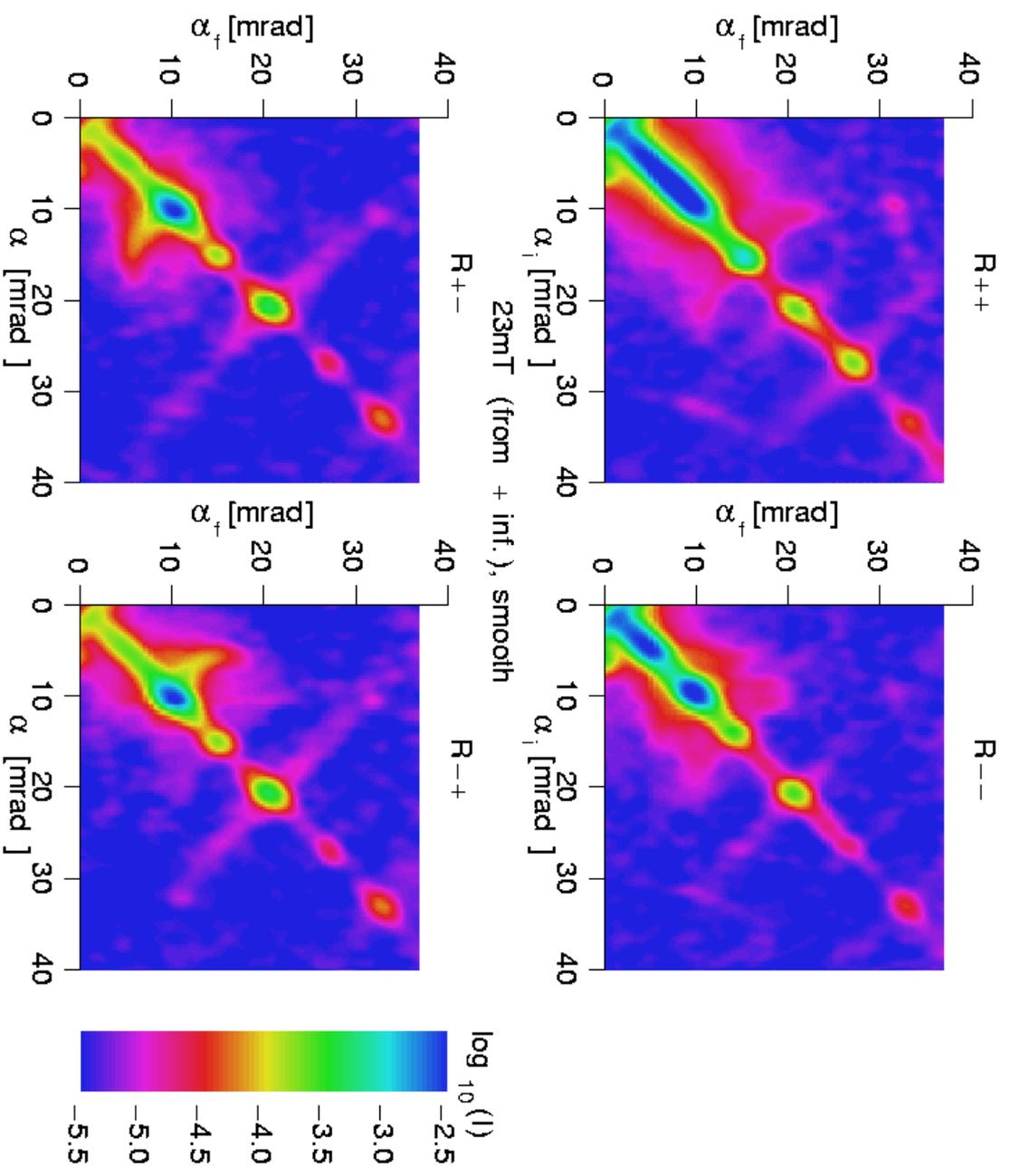


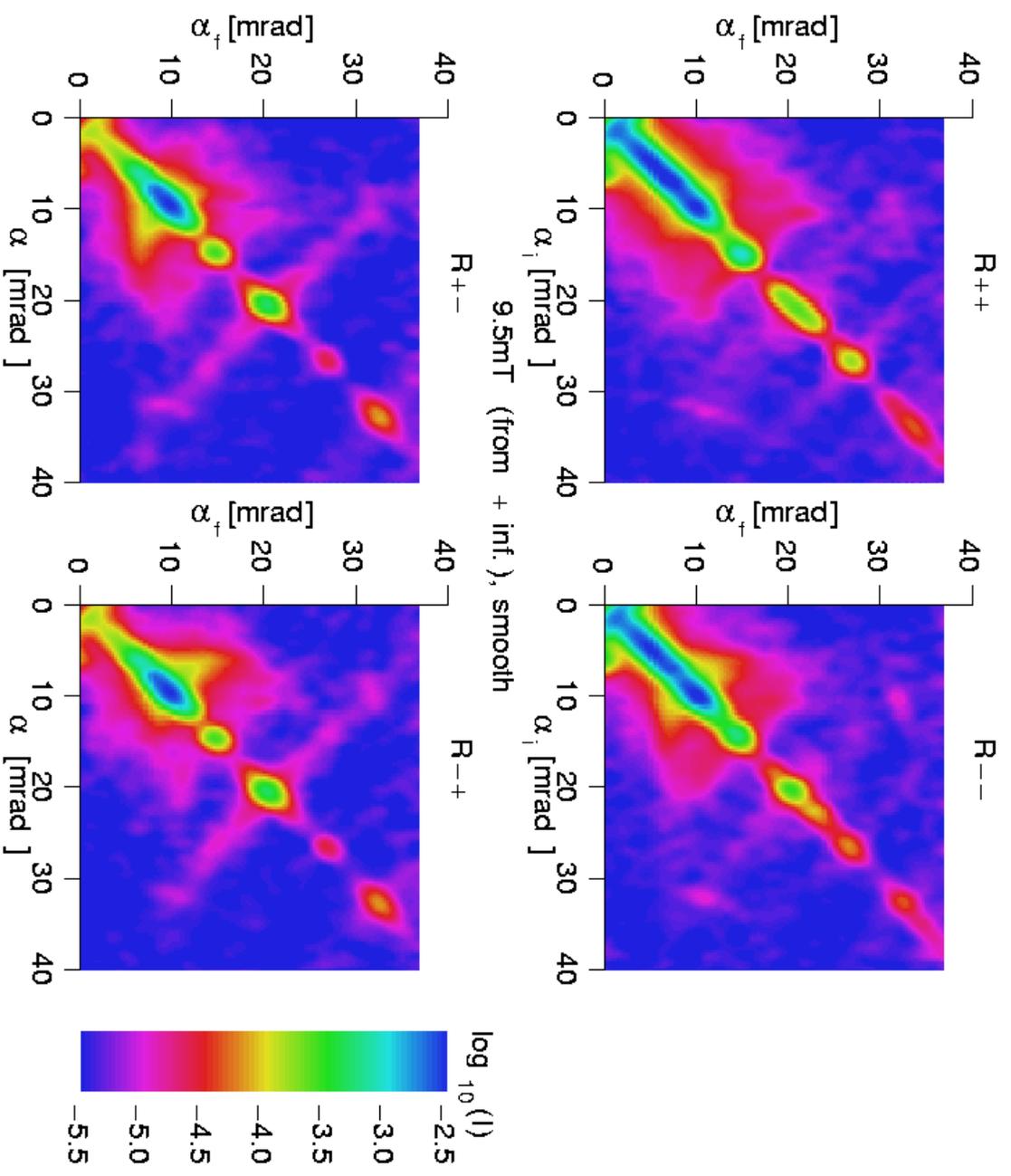


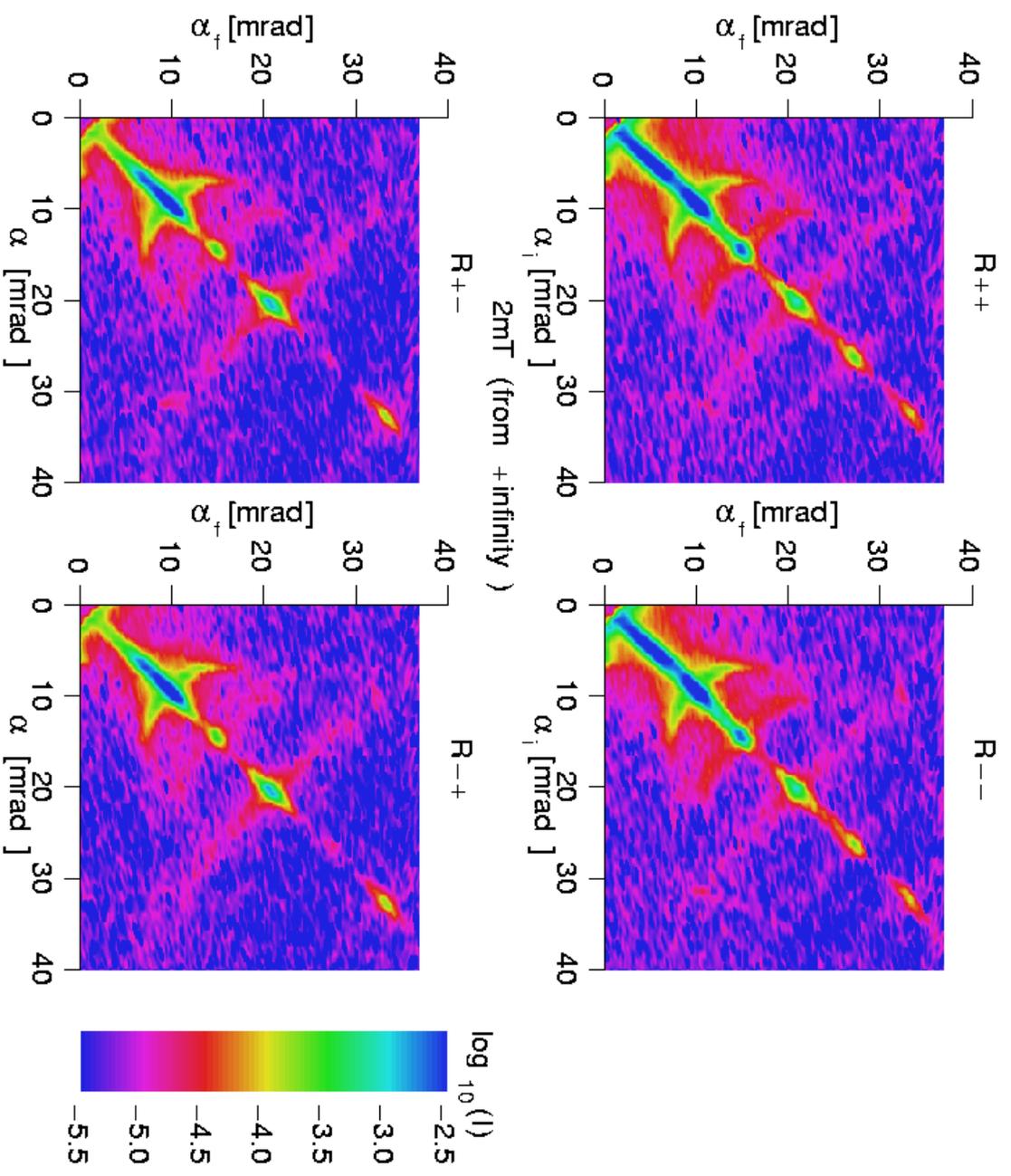


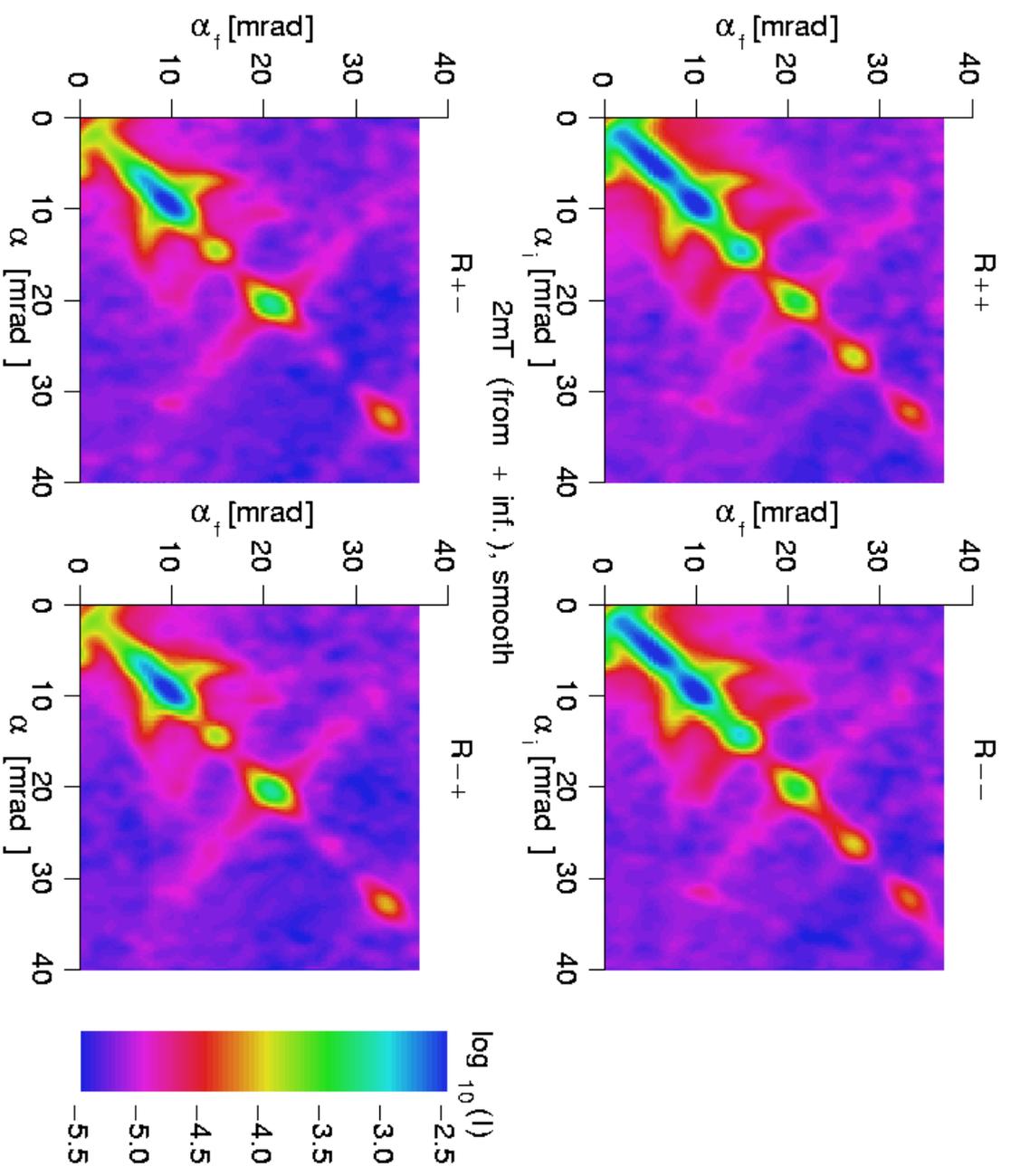


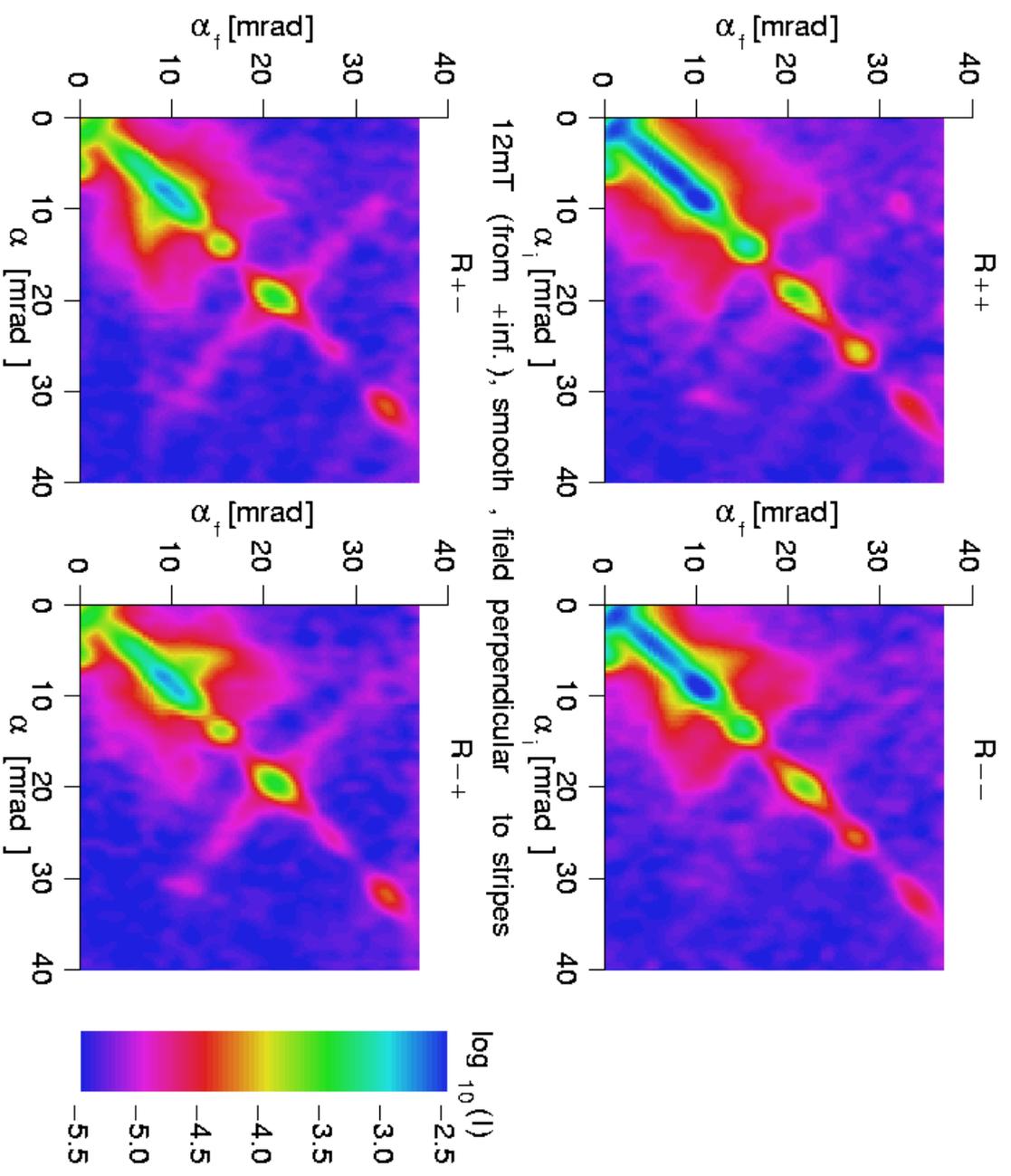


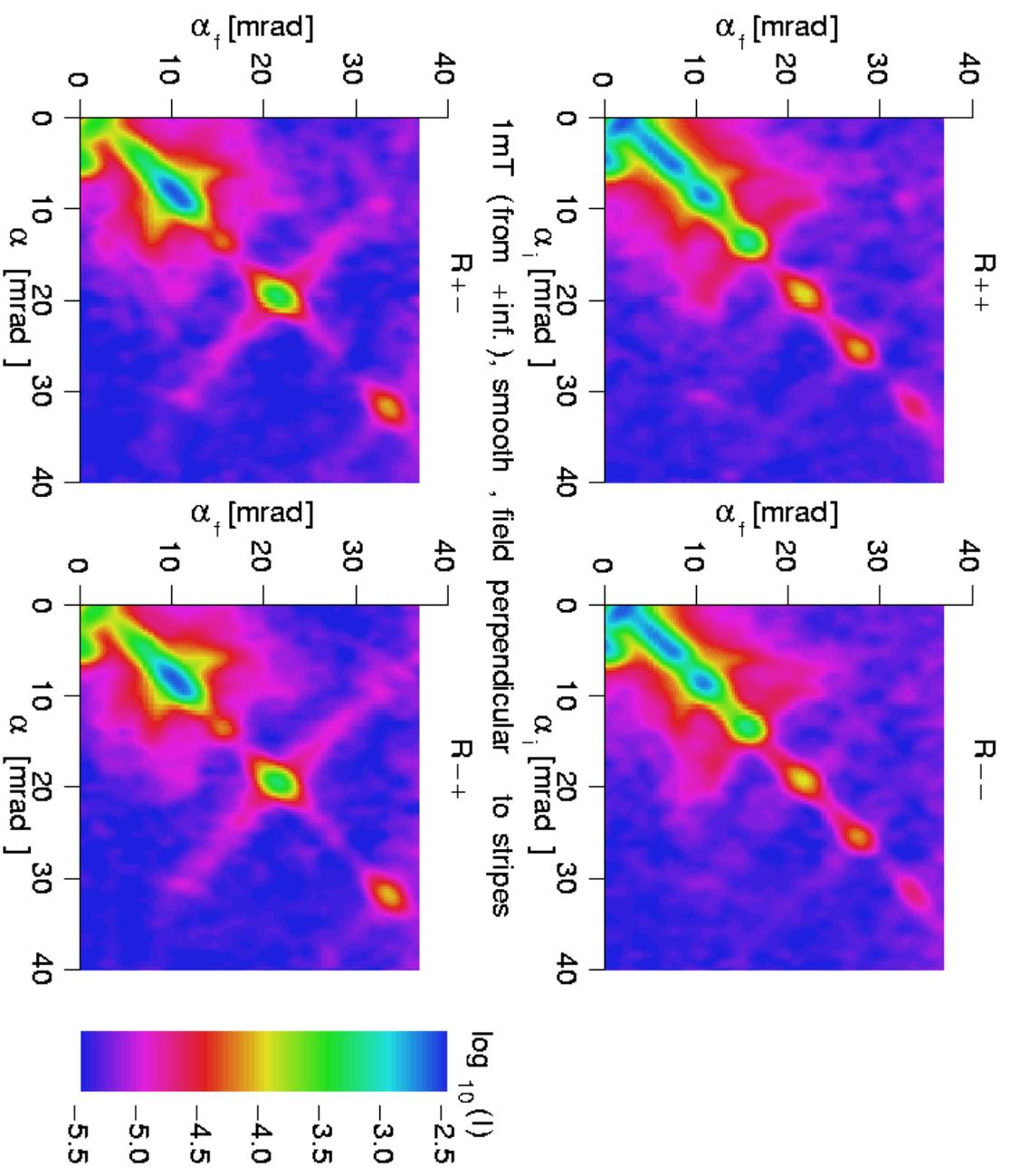


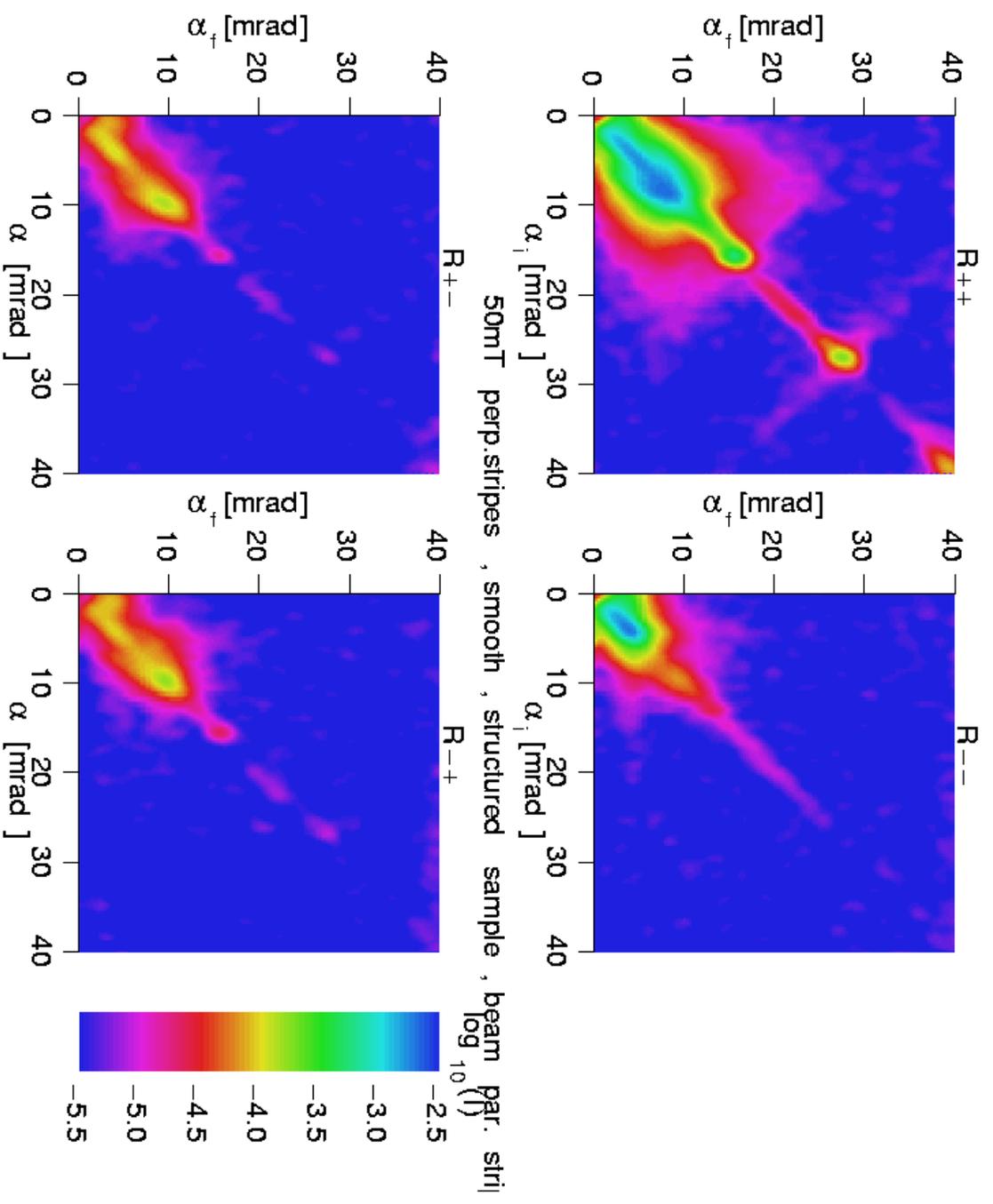


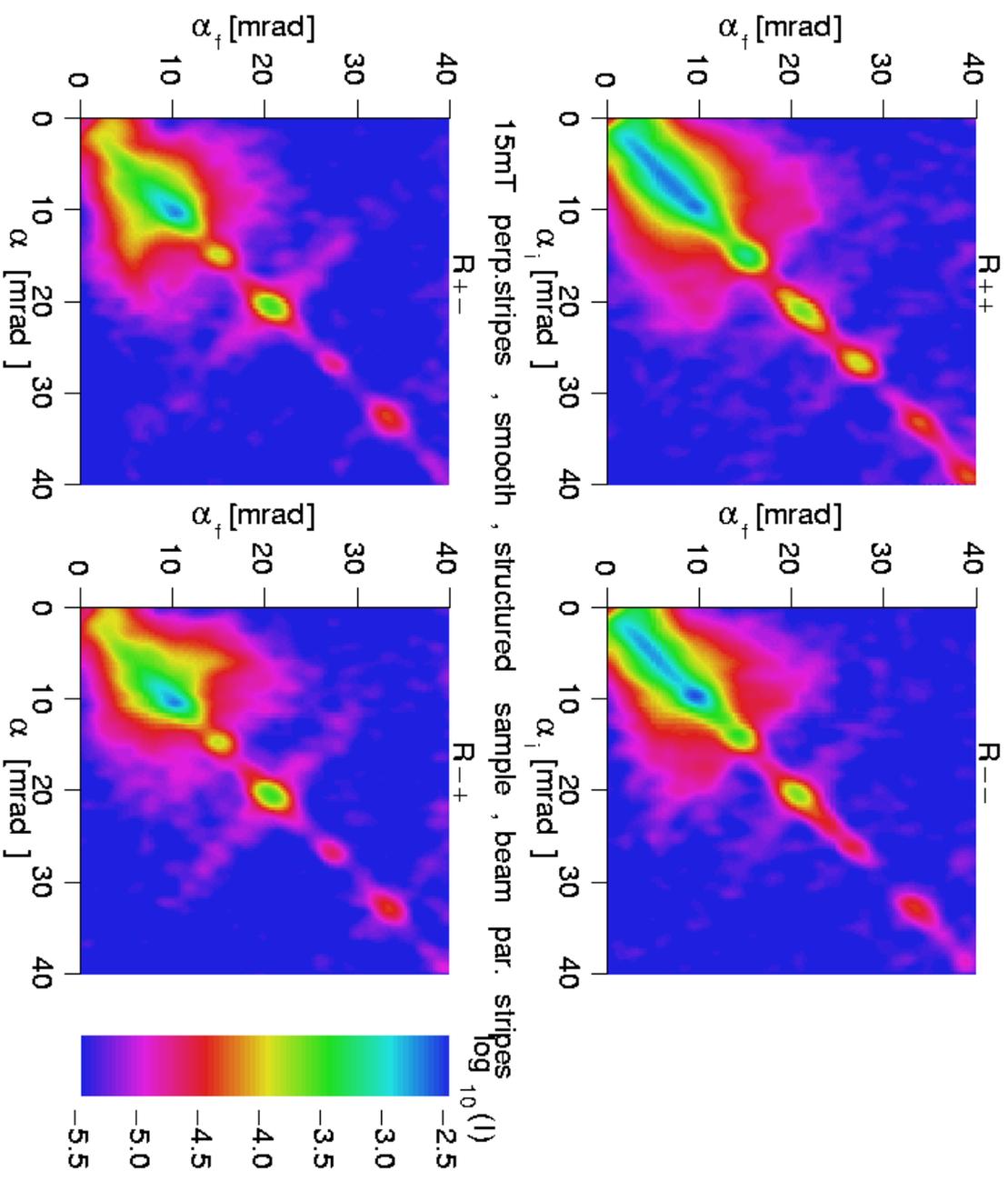


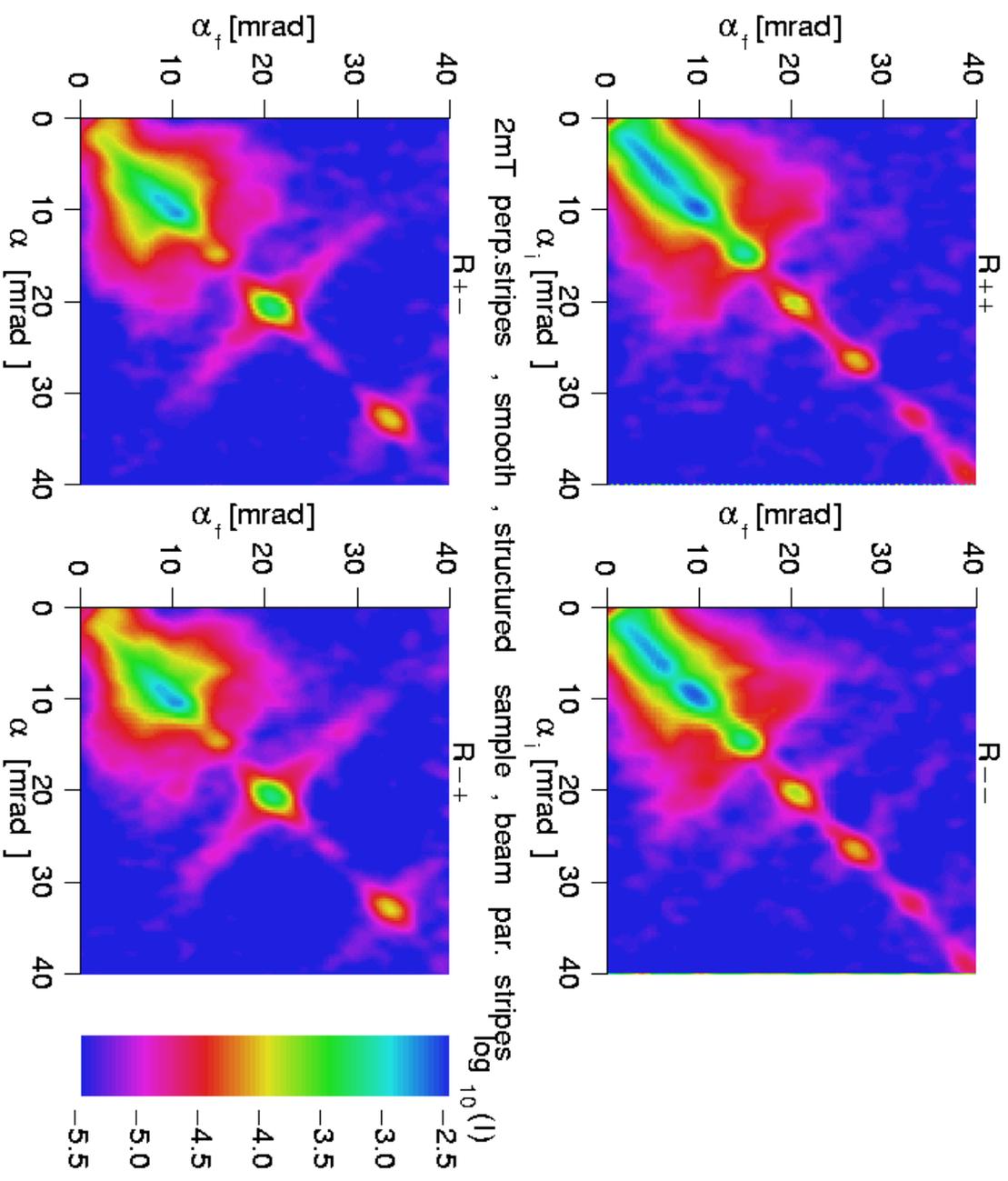


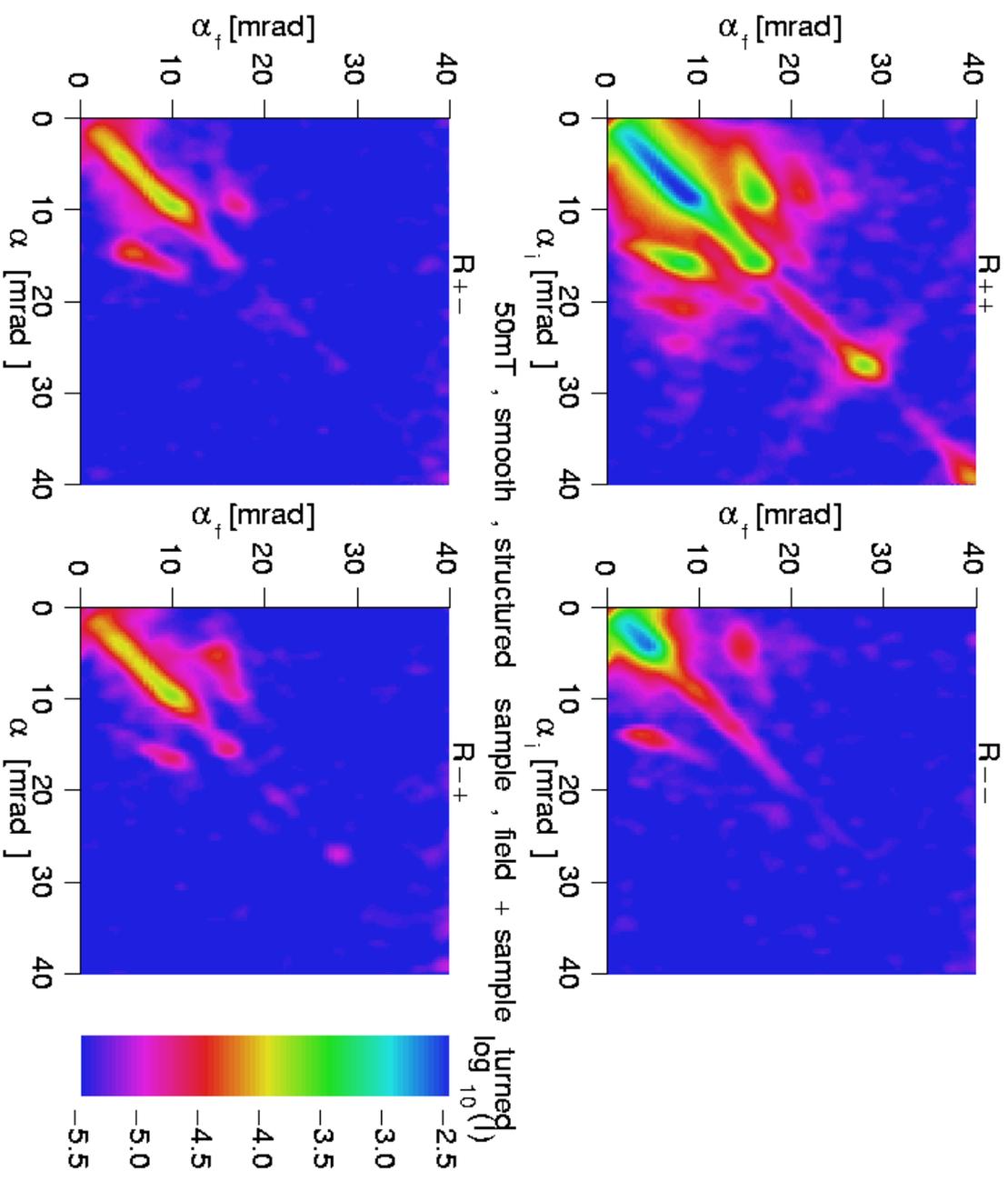


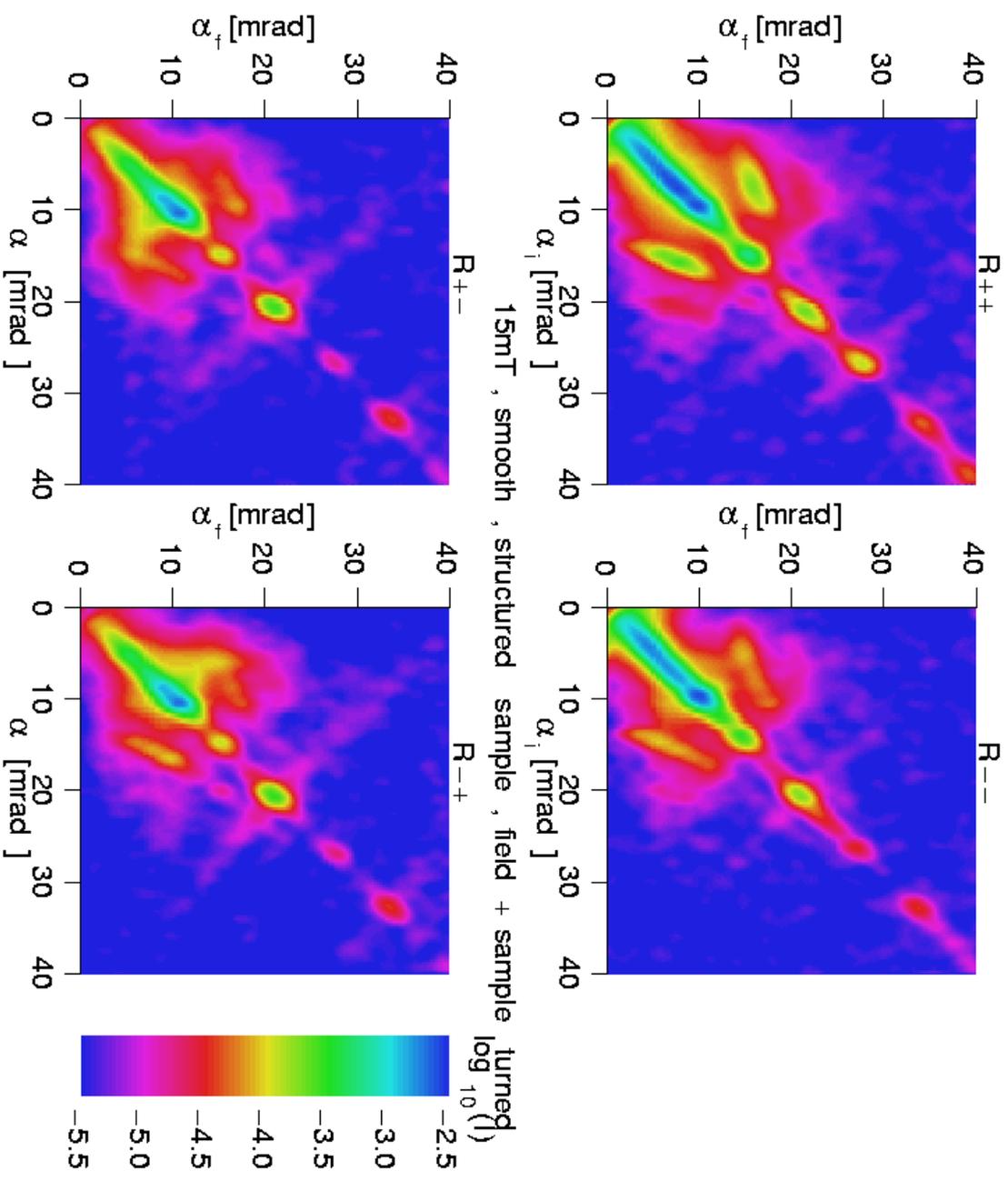


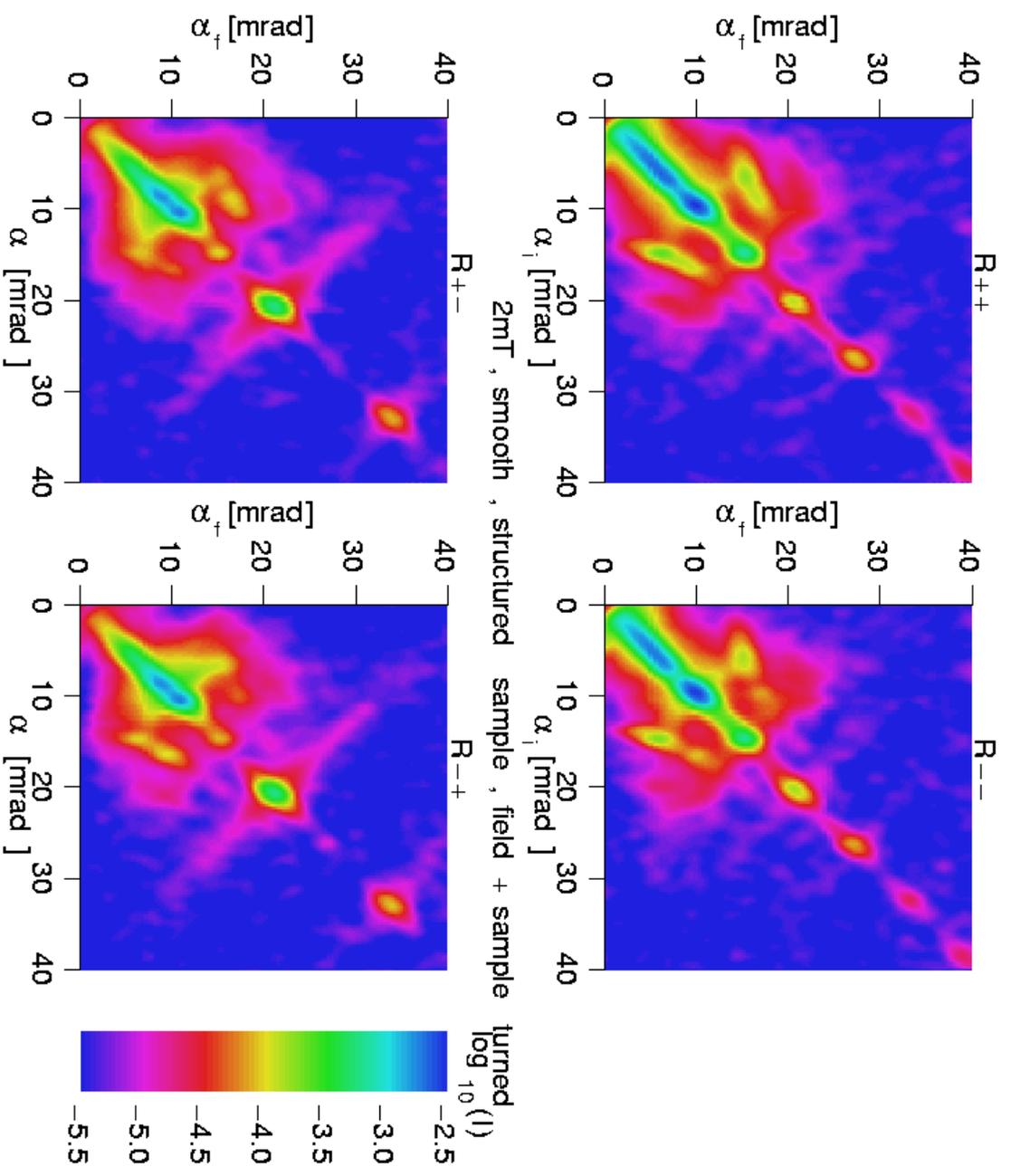












Anhang B – Versuche zur Anpassung der diffusen Streuung

- Die Eingabewerte für das Buffersystem folgen auf Seite X. -

Abb. R : Gegenüberstellung der Messung der strukturierten Probe (links) und ihrer Simulation (rechts). Streifeneigenschaften sind wie berechnet eingegeben, Wurzel der mittleren quadratischen Rauigkeit = 3 nm, laterale Korrelationslänge 300 nm

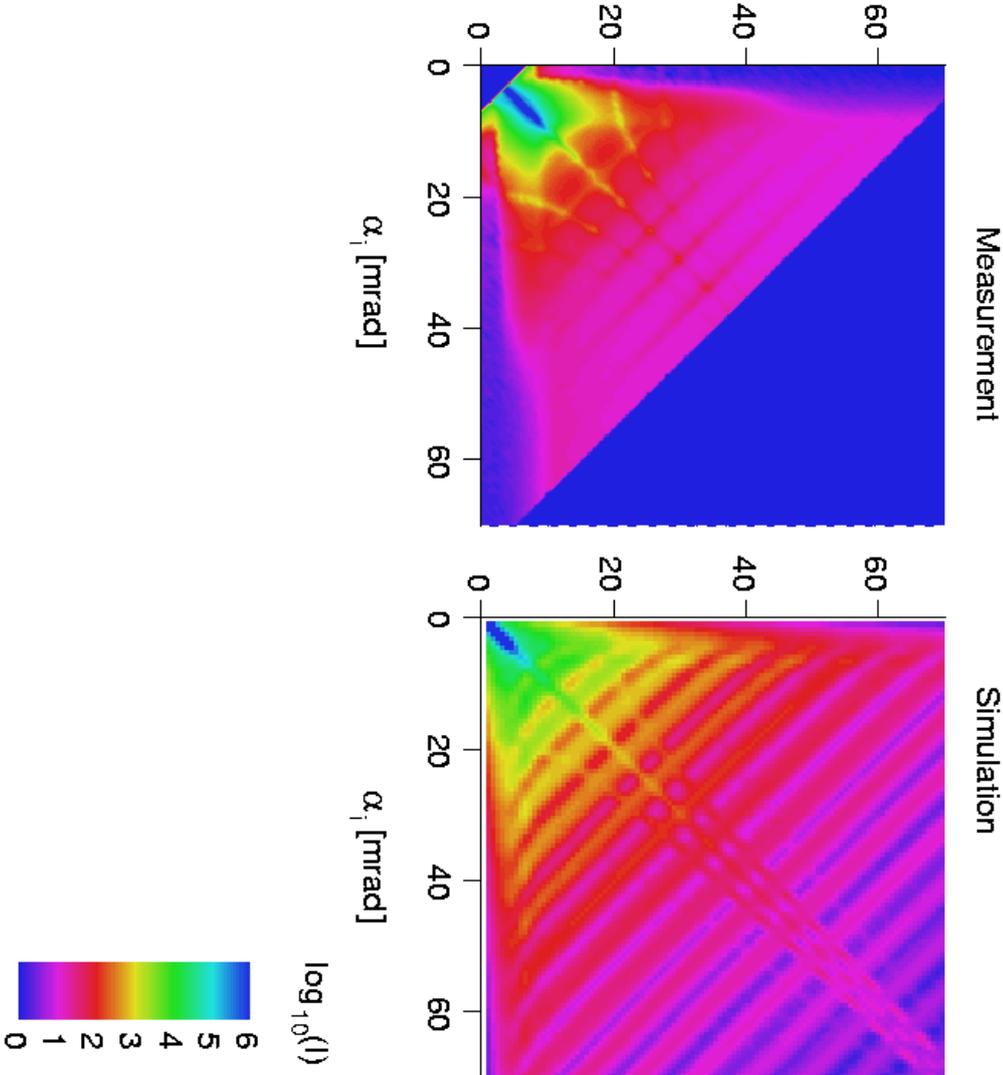


Abb. S : Gegenüberstellung der Messung der strukturierten Probe (links) und ihrer Simulation (rechts). Streifeneigenschaften sind wie berechnet eingegeben, Wurzel der mittleren quadratischen Rauigkeit = 6 nm, d.h. wurde erhöht im Vergleich zu Bild R, laterale Korrelationslänge 300 nm

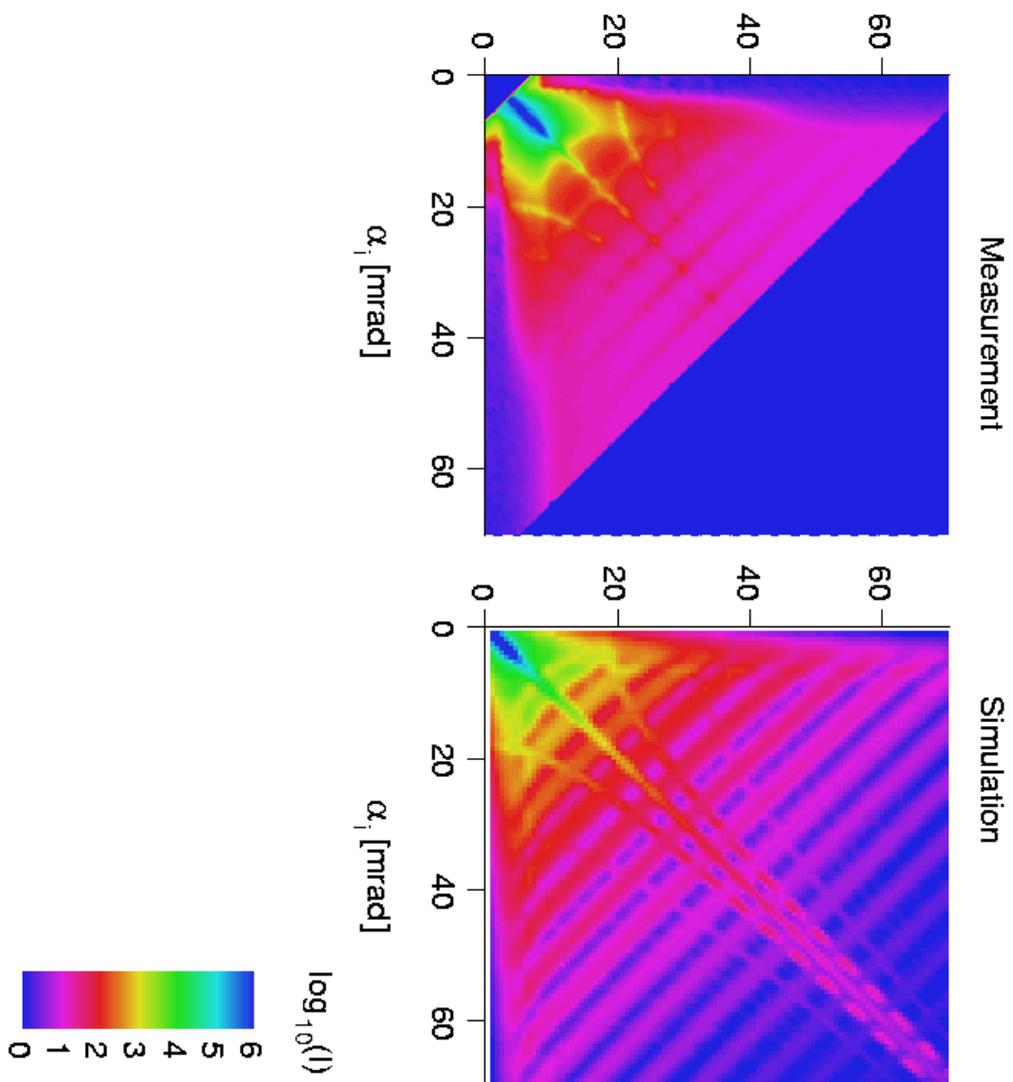


Abb. T : Gegenüberstellung der Messung der strukturierten Probe (links) und ihrer Simulation (rechts). Streifeneigenschaften sind wie berechnet eingegeben, Wurzel der mittleren quadratischen Rauigkeit = 3 nm, laterale Korrelationslänge 50 nm, d.h. wurde im Vergleich zu Bild R erniedrigt

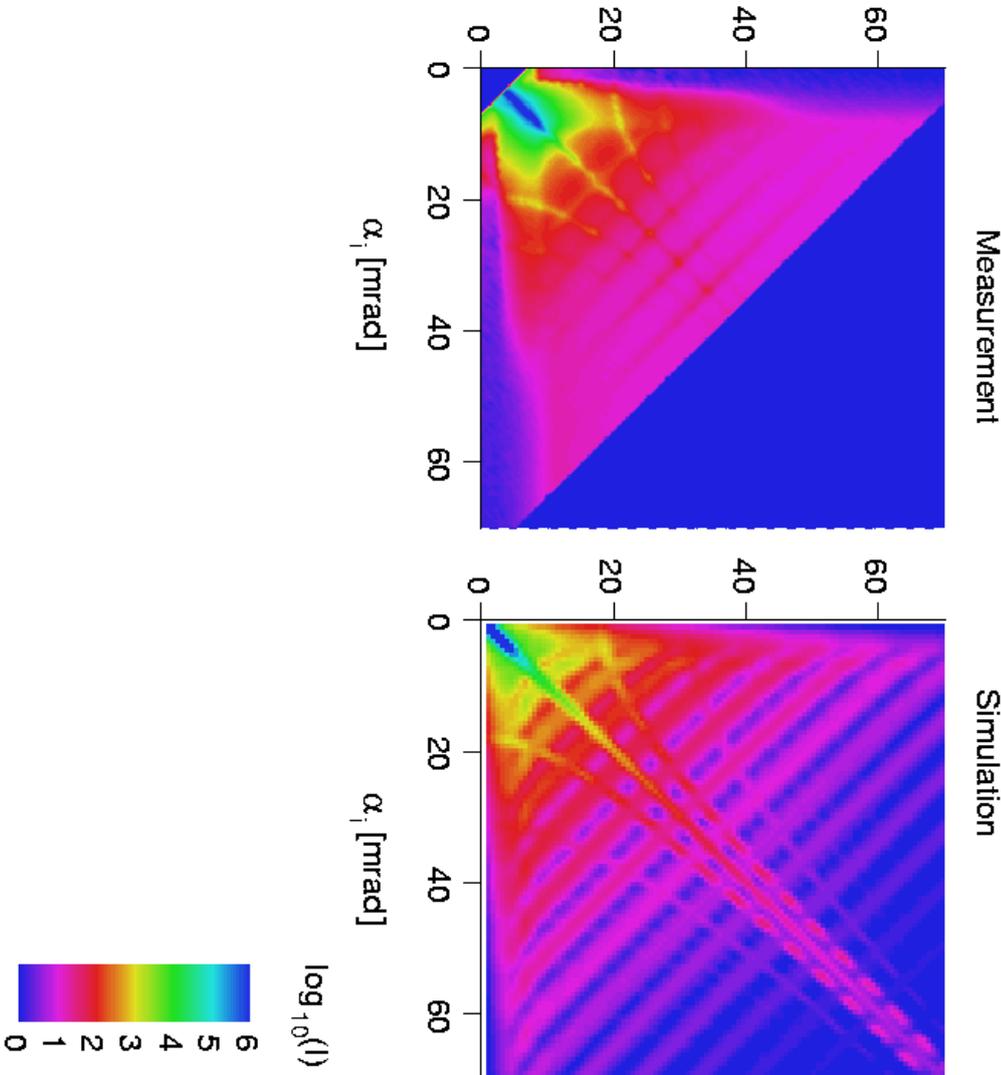


Abb. U : Gegenüberstellung der Messung der strukturierten Probe (links) und ihrer Simulation (rechts). Streifeneigenschaften sind wie berechnet eingegeben, Wurzel der mittleren quadratischen Rauigkeit = 3 nm, laterale Korrelationslänge 300 nm, Kalibrierungsfaktor für diffuse Streuung wurde geachtelt im Vergleich zu Bild R

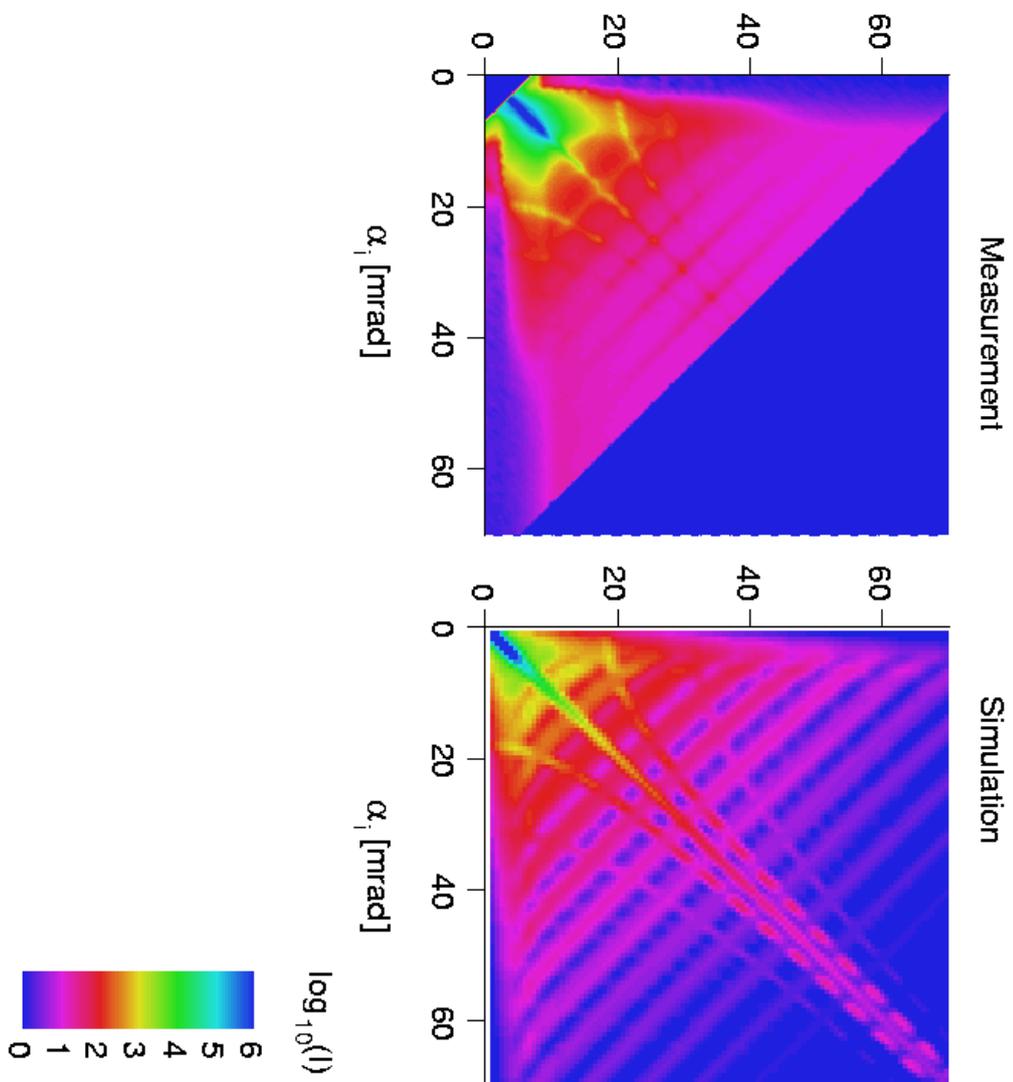


Abb. V : Gegenüberstellung der Messung der strukturierten Probe (links) und ihrer Simulation (rechts). Streifentiefe wurde auf ungefähr Null gesetzt, d.h. stark verringert im Vergleich zu Bild R, Wurzel der mittleren quadratischen Rauigkeit = 6 nm, d.h. erhöht, laterale Korrelationslänge 300 nm

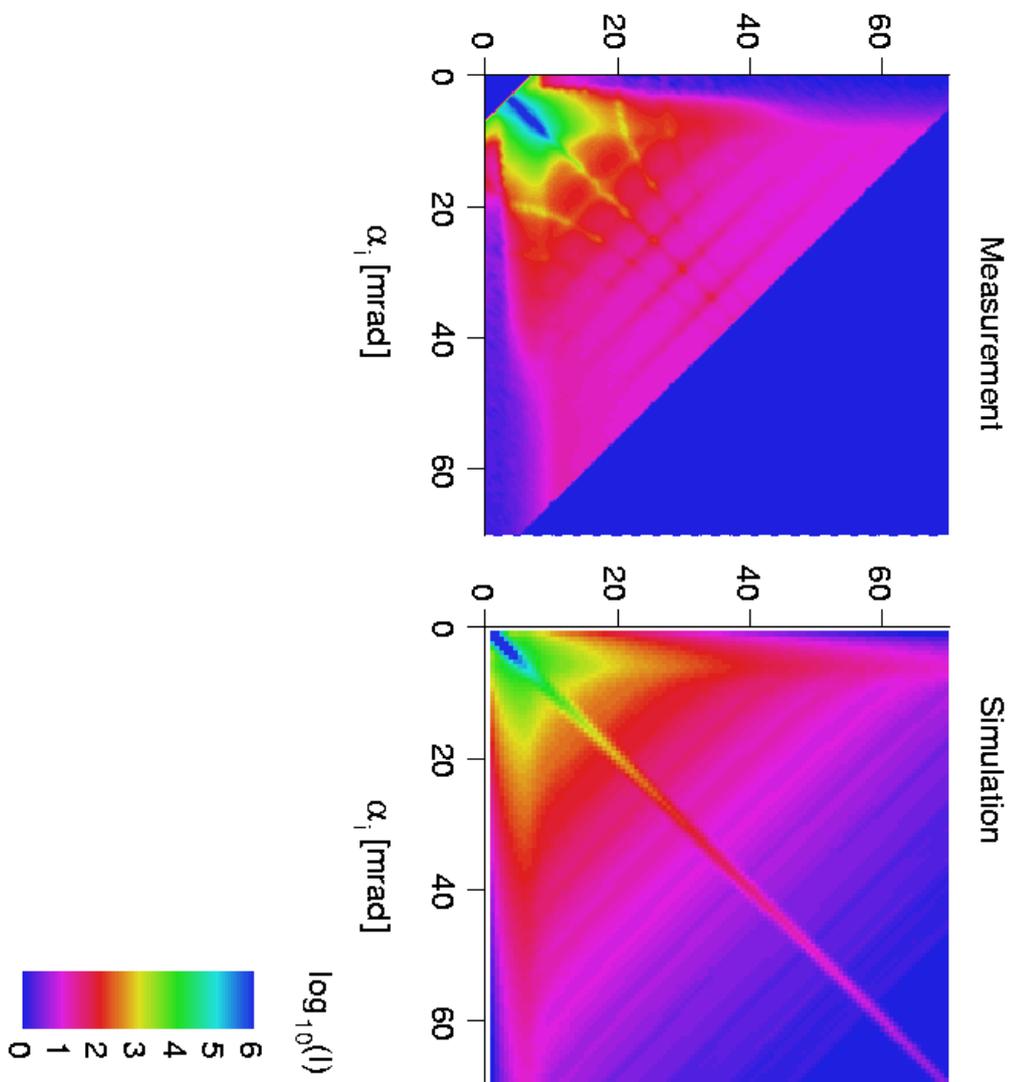
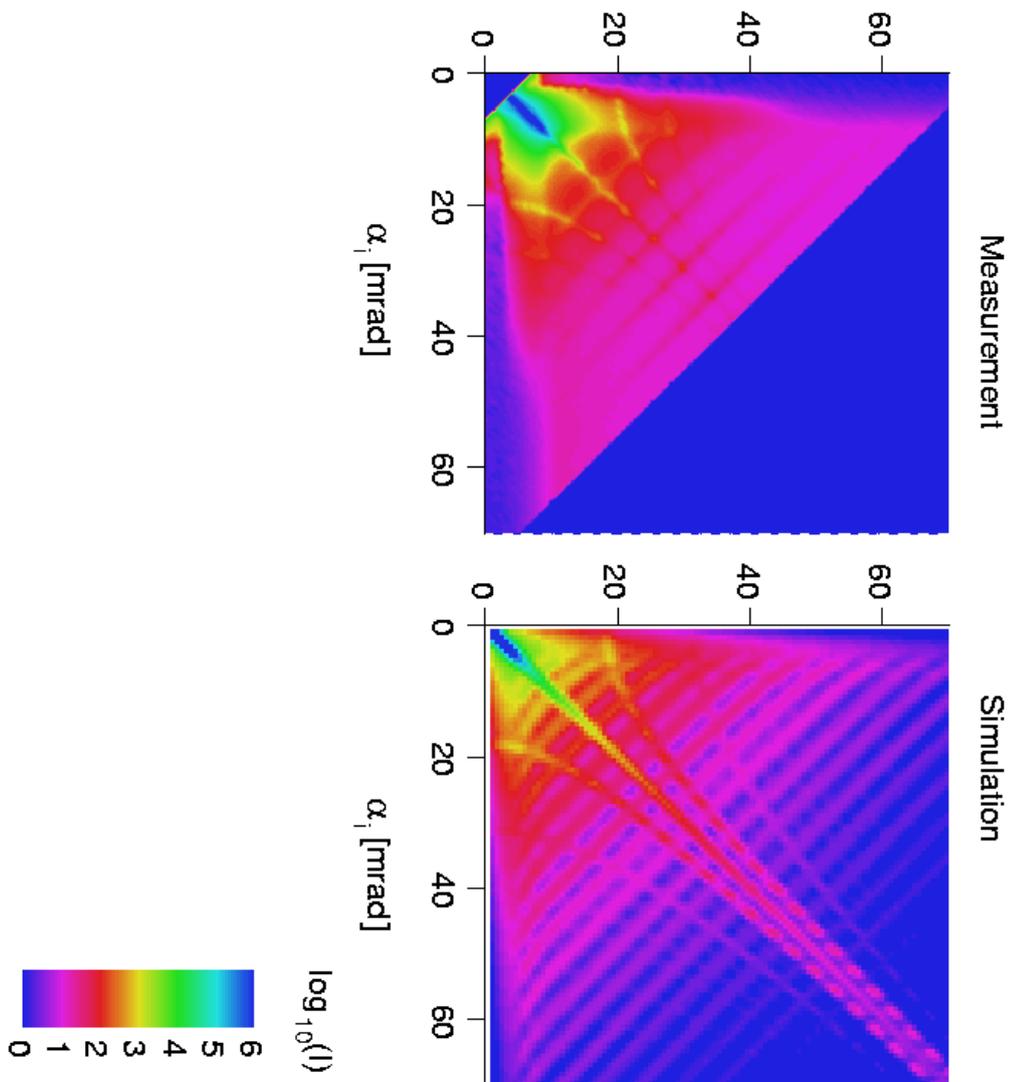


Abb. W : Gegenüberstellung der Messung der strukturierten Probe (links) und ihrer Simulation (rechts). Streifentiefe wurde auf 25 nm gesetzt, d.h. erhöht; Wurzel der mittleren quadratischen Rauigkeit = 6 nm, laterale Korrelationslänge 300 nm



**Ausschnitt aus der Datei mit den Eingabewerten :
(Die fett gedruckten wurden für obige Simulationen variiert.)**

1.542 wavelength (in Angstroem)
0.0 min. angle of incidence (in mrad)
70.0 max. angle of incidence (in mrad)
0.0 min. angle of detection (in mrad)
70.0 max. angle of detection (in mrad)

170.0 thickness (in A) Fe/Cr stripes
59.4 Nb' (in A**-2) *1e6
7.7 Nb'' (in A**-2) *1e6

0.43 lateral size (in micrometer)
0.945 lateral distance between two stripes (in micrometer)

22 number of layers (excluding substrate)

141.0 thickness (in A) Fe
59.4 Nb' (in A**-2) *1e6
7.7 Nb'' (in A**-2) *1e6

11.0 thickness (in A) Cr
56.0 Nb' (in A**-2) *1e6
5.8 Nb'' (in A**-2) *1e6

.

.

.

150.0 thickness (in A) Fe
59.4 Nb' (in A**-2) *1e6
7.7 Nb'' (in A**-2) *1e6

1500.0 thickness (in A) Ag
78.0 Nb' (in A**-2) *1e6
7.1 Nb'' (in A**-2) *1e6

38.6 substrate's Nb' (in A**-2) *1e6 GaAs
1.1 substrate's Nb'' (in A**-2) *1e6

30.0 root mean square roughness [in A]
3000.0 lateral correlation length [in A]
10.0 roughness vertical correlation length [one layer unit]

5.d3 calibration factor for the reflectivity
5.d5 calibration factor for the diffuse scattering from roughness
2.d-2 calibration factor for the diffuse scattering from stripes

100 number of points in alphai and alphaf for the non-convoluted map

1.0 width (FWHM) of the resolution function in alphai [mrad] 1.5
1.0 width (FWHM) of the resolution function in alphaf [mrad] 1.5
100 number of points in alphai and alphaf for the resolution-convoluted map

Anhang C

Quelltext des Programms smooth.pas

```
program smooth;
```

```
{ $N+ }  
{ ***** }  
{ Autoren : Ulrich Ruecker und Nicole Ziegenhagen 2002  
  Letzte Aenderung : Nicole Ziegenhagen, 19.6.02  
  Dateiname : smooth.pas  
  Programmiersprache : Pascal in der Turbo bzw. Borland - Variante
```

Smoothing of irregularly spaced xyz data onto a regular xy grid
Dieses Programm dient dazu, mit HADAS aufgenommene 3 dimensionale Maps einzulesen, die Werte in ein Gitter mit gleichmaessigen Abstaenden einzutragen und gleichzeitig das Rauschen herauszufiltern. Der Algorithmus bzw. die zugrundeliegende Formel wurde mit Boris Toperverg erarbeitet.}

```
{ HINWEISE ZUR BEDIENUNG :
```

- Die Eingabedateien muessen ein bestimmtes Format haben, naemlich dass, welches Ulrich Ruecker Programm makepicture2.py ausgibt.
 - Die Ausgabedateien koennen mit GLI OHNE den Befehl "gridit" verarbeitet werden.
 - Die Ausgabedatei .ref enhaelt 2Theta, Intensitaet und Fehler; sie kann z.B. mit Excel oder Origin verarbeitet werden (Logarithmierung der y-Achse muss noch durchgefuehrt werden)
- Die Nullpunktverschiebung tritt bei manchen Messungen auf; damit ist die Tatsache gemeint, dass bei ihnen die Reflektivitaetslinie $\alpha_i = \alpha_f$ nicht durch 0 verlauft. In diesem Fall nimmt man den Wert , bei dem die Refl.linie die y-Achse schneidet als maximale Verschiebung in eine Richtung und spielt alle Varianten (Eingabeansage beachten) durch; diejenige resultierende "Reflektivitaetskurve" mit der hoechsten Intensitaet wird dann als tatsaechliche Reflektivitaetskurve behandelt.
- Nach der Kompilierung mit GPC haisst die lauffaehige Datei diese Programmes "a.out" "chmod u+x a.out " unter LINUX nicht vergessen !!

```
{ ***** }  
{ Deklaration der globalen Variablen }
```

```
TYPE yfeldzeiger = ^yfeldelement;           {Hauptdatenstruktur}  
    yfeldelement = RECORD                  {zu jedem x gehoert eine Reihe ypse}  
        y : double;  
        z : double;  
        errz : double;  
        nexty : yfeldzeiger  
    END;  
    xfeldzeiger = ^xfeldelement;
```

```

xfeldelement = RECORD
    x : double;
    nextx : xfeldzeiger;
    firsty : yfeldzeiger
END;

```

```

VAR dateiname           : string [30]; {Name der Eingabedatei}
    xin, yin, zin, errzin : text;    {saemtliche Eingabedateien}
    ausgabedateiname     : string [30]; {Name der Ausgabedatei}
    Wurzel               : xfeldzeiger; {erstes Datenelement}
    xstart, xend, xstep, xsigma : double;    {einzugebende Konstanten}
    ystart, yend, ystep, ysigma : double;
    xnullpunktverschiebung : real;    {einzugebende NPV}
    ynullpunktverschiebung : real;
    punktfehler          : double;    {nimmt die Fehler auf}

```

{Ende des Deklarationsteils}

```
{*****}
```

```
{*****}
```

```

PROCEDURE eingeben;
{Diese Prozedur dient als Schnittstelle zum Benutzer; die globalen Variablen werden hier eingelesen}

```

{Deklaration lokaler Variablen}

```

var lesi   : char;           {Hilfsvariable zum j/n - einlesen}
    korrekt : char;         {Hilfsvariable zur Bestätigung der korrekten Eingabe}
    x,y     : double;        {HV zur Ermittlung von xend und yend}
    teiler  : integer;
    mogli   : integer;       {Hilfsvariable}
    nullps  : integer;

```

```

begin                               {procedure eingeben}
    repeat
        write('Geben Sie den Dateinamen ein (ohne Endungen wie .x, aber MIT z.B.
".uu") : ');
        readln(dateiname);
        assign (xin, dateiname+'.x');    {der .x Dateiname wird seiner Text-}
        {$I-}
        reset (xin);                    {dateivariablen zugewiesen}
        {$I+}

        until ioresult=0;                {Bis Datei gefunden}

        assign (yin, dateiname+'.y');    {Jetzt werden auch die restlichen Dateien}
        reset (yin);                    {zugewiesen. Ist eine nicht vorhanden,}

```

```

assign (zin, dateiname+'.z');           {bricht das Programm hier ab.}
reset (zin);
assign (errzin, dateiname+'.errz');
reset (errzin);

xstart := 0.0;                          {Vorbesetzung der Startwerte}
ystart := 0.0;
xend:=0;                                {Vorbesetzung der Endwerte}
yend:=0;

while NOT eof (xin) do                   {solange das Ende der .x-Datei nicht
erreicht}
begin                                    {while - Schleife}
  readln (xin,x);                        {die zwei zusammengehörenden Werte
werden}
  readln (yin,y);                        {zeilenweise eingelesen und ggf. xend und
yend neu besetzt,}
  if x>xend then xend:=x;                {um so die grössten Werte zu ermitteln.}
  if y>yend then yend:=y;
end;
xend:=round(xend);                      {Maximalwerte fuer das neue Gitter werden
noch gerundet, fertig.}
yend:=round(yend);

reset(xin);
reset(yin);
ausgabedateiname:=dateiname+'glatt';    {Definition des Ausgabedateinamens}
writeln('Die Sigma-Werte geben anteilig an, wieviele benachbarte Werte in die
Berechnung einbezogen werden. ');
write ('Geben Sie Sigma-X ein (empfohlen : 0.5) : ');    {Einlesen der restlichen
globalen Variablen}
readln(xsigma);
write ('Geben Sie Sigma-Y ein (empfohlen : 0.75) : ');
readln (ysigma);
write ('Geben Sie die Schrittweite des neuen Gitters ein (empfohlen 0.3) : ');
readln(xstep);
ystep:=(xstep);
writeln ('Die Ausgabedateien heissen ',dateiname,'glatt');
repeat
  write ('Wollen Sie den Namen der Ausgabedateien aendern (j/n) ? ');
  readln(lesi);
until ((lesi= 'j') or (lesi = 'n'));
if lesi='j' then
begin
repeat
  write('Geben Sie den Namen der Ausgabedatei ein (max. 30 Zeichen) : ');
  readln (ausgabedateiname);
  write (ausgabedateiname,' : Ist der Name korrekt (j/n) ? ');
  readln (korrekt);
until korrekt = 'j';

```

```

end;
  xnullpunktverschiebung:=0;           {Nullpunktverschiebungen
vorbesetzen}
  ynullpunktverschiebung:=0;
  repeat
  write ('Gibt es eine Nullpunktverschiebung (j/n) ? ');
    readln (lesi);
  until ((lesi='j') or (lesi ='n'));
  if lesi ='j' then
  begin                                 {if}
    writeln ('Die Summe der Verschiebungen muss durch die Schrittweite teilbar sein
!!! (und die Einzelverschiebungen auch)');
    write ('Geben Sie bitte den X-Wert in mrad ein : ');
    readln (xnullpunktverschiebung);
    write ('Geben Sie bitte den Y-Wert in mrad ein : ');
    readln (ynullpunktverschiebung);
  end;                                 {if}
end;                                 {procedure eingeben}
{*****}

```

```

{*****}
PROCEDURE einlesen;
{Procedure einlesen : in dieser Prozedur werden die Werte aus den Hadas-
Messwert-Dateien
eingelassen und mittels eines Sortieralgorithmus in eine nach x aufsteigende Form
gebracht}
{Deklaration lokaler Variablen}

```

```

VAR
  x,y,z, errz : double;
  lastx : xfeldzeiger;
  xaktuell, xneu : xfeldzeiger;
  yaktuell, yneu : yfeldzeiger;

```

```

{Ende Deklarationsteil}

```

```

begin                                 {procedure einlesen}
  lastx := NIL;                       {Vergleichselement vorbesetzen}

```

```

  while NOT eof (xin) do              {solange das Ende der .x-Datei nicht
erreicht}
  begin                                 {aeussere while - Schleife}
    readln (xin,x);                   {die vier zusammengehörenden Werte
werden}
    readln (yin,y);                   {zeilenweise eingelesen}
    readln (zin,z);
    readln (errzin, errz);

```

{Beginn Sortieralgorithmus}

```
if Wurzel = NIL then                                {Handelt es sich um den ersten Eintrag ?}
begin                                              {if}
  new (xneu);                                     {neues Element erzeugen}
  xneu^.x := x;                                  {x-Wert zuweisen}
  xneu^.nextx := NIL;                            {Zeiger nach vorne := leer}
  xneu^.firsty := NIL;                           {Zeiger nach hinten :=leer}
  Wurzel := xneu;                                {Wurzel, lastx und xaktuell mit neuem record}
  lastx := xneu;                                 {vorbesetzen}
  xaktuell := xneu;
end                                              {if}
else                                              {es ist nicht der erste Eintrag ?}
begin {aeusseres else}
  if lastx^.x <= x                                {Vergleichselement kleiner ?}
  then xaktuell := lastx                         {hinten einfuegen}
  else xaktuell := Wurzel;                       {sonst vorne mit vergleichen anfangen}
  WHILE (xaktuell^.nextx <> NIL) and (xaktuell^.nextx^.x <= x) do
    xaktuell := xaktuell^.nextx;
  IF xaktuell^.x < x                              {bis die richtige Stelle gefunden ist,}
  then begin { neues x }                          {if}
    new (xneu);                                   {dann das Element dort einfuegen.}
    xneu^.x := x;
    xneu^.firsty := NIL;
    xneu^.nextx := xaktuell^.nextx;
    xaktuell^.nextx := xneu;
    xaktuell := xneu
  end {if}
  else
    if xaktuell^.x > x then                       {passt es hinten nicht, wirds vorne
vorgebaut.}
    begin { neue Wurzel } {if}
      new (xneu);
      xneu^.x := x;
      xneu^.firsty := NIL;
      xneu^.nextx := Wurzel;
      Wurzel := xneu;
      xaktuell := xneu
    end {if}
  end; {aeusseres else}

  new (yneu);
  yneu^.y := y;
  yneu^.z := z;
  yneu^.errz := errz;
  {die dazugehoerigen ypse werden jetzt ans x
gehaengt}

  if (xaktuell^.firsty = NIL) OR (xaktuell^.firsty^.y > y)
  then
```

```

begin                                     {if}
  yneu^.nexty := xaktuell^.firsty;
  xaktuell^.firsty := yneu;
end                                       {if}
  else                                     {else}
  begin
  yaktuell := xaktuell^.firsty;
  WHILE (yaktuell^.nexty <> NIL) and (yaktuell^.nexty^.y <= y) do
    yaktuell := yaktuell^.nexty;
    yneu^.nexty := yaktuell^.nexty;
    yaktuell^.nexty := yneu
  end;                                     {else}
end                                       {äußere while Schleife}
end;                                     {procedure einlesen}

{*****}

```

```

{*****}

```

FUNCTION punkt (xi,yi : double) : double;
 {Function Punkt : Diese Funktion soll einem uebergebene Punkt des neuen Gitters
 (Uebergabeparameter xi, yi) einen aus den umgebenden Messwerten als
 gewichteten Mittelwert berechneten z- Wert zuweisen, und den entsprechend
 fortgepflanzten Fehler berechnen}

{Deklaration lokaler Variablen}

```

VAR x      : xfeldzeiger;
    y      : yfeldzeiger;
    hilf   : double;      {Hilfsvariable}
    hilffehler : double;  {Hilfsvariable}
    nenner : double;
    xexp, yexp : double;
    ymax     : double;
    wahr     : integer;
    xsigmaNenner, ysigmaNenner, xsigmaGrenze, ysigmaGrenze : double;
{Ende Deklarationsteil}

```

```

begin {Funktion Punkt}
  x := Wurzel;      {Vorbesetzung der lokalen Variablen}
  hilf := 0.0;
  nenner := 0.0;
  hilffehler :=0.0;
  xsigmaNenner := 0.5 / sqr (xsigma); {Definition der Sigma-Ellipse, die um den
Punkt gelegt wird}
  ysigmaNenner := 0.5 / sqr (ysigma); {sie beinhaltet die einzubeziehenden
Messwerte}
  xsigmaGrenze := 3.0 * xsigma;

```

```

REPEAT
  ysigmaGrenze := 3.0 * ysigma;
  if abs (x^.x - xi) <= xsigmaGrenze then      {sind wir noch in der sigma-Ellipse
?}
    begin                                       {aeusseres if}
      y:=x^.firsty;
      repeat                                   {Ermittlung von ymax}
        ymax:=y^.y;                           {evtl. wichtig fuer die
RANDWERTBETRACHTUNG}
        y:=y^.nexty
        until y=NIL;

      y := x^.firsty;                          {erstes zum x gehoerendes y nehmen}
      xexp := exp (-sqr(x^.x - xi)*xsigmaNenner); {Zaehler der
Mittelungsfunktion fuer x berechnen}

      REPEAT
        if ((abs (y^.y - yi) <= ysigmaGrenze) {and (yi+ysigmagrenze<=ymax)}) then
          begin                                 {if}
            yexp := exp (-sqr(y^.y - yi) * ysigmaNenner) * xexp; {Mittelungsfunktion fuer y
berechnen}
            hilf := hilf + yexp * y^.z;
            hilffehler:=hilffehler+sqr(yexp*y^.errz);
            nenner := nenner + yexp;           {Nenner hochzaehlen}
            end;                               {if}

            y := y^.nexty                      {naechstes y}
            UNTIL y = NIL;                     {bis keine y'se mehr da}
          end;                                 {aeusseres if}
          x := x^.nextx                         {naechstes x }
          UNTIL x = NIL;                       {bis keine x'se mehr da}

        if nenner > 0.0 then                   {division by zero vermeiden}
          begin                                 {if}
            punkt := hilf / nenner;           {Der Funktion wird der endgueltige Wert
zugewiesen}
            punktfehler:=sqr(hilffehler) /nenner; {der neuberechnete Fehler wird seiner
globalen Variable zugewiesen}
          end                                  {if}
          else
            begin                               {else}
              punkt := 0.0;                   {falls div. by zero, alles Null}
              punktfehler:=0.0;
            end;                               {else}
          end;                                 {Funktion Punkt}
end;

```

```
{*****}
```

```
{*****}
```

```
PROCEDURE glaetten;
```

{Procedure glaetten : diese Prozedur dient dazu, Messwerte zu glaetten, so dass das Rauschen in der Intensitaet gemildert wird. Hierzu wird ein neues aequidistantes Gitter erzeugt, in das mit der Funktion Punkt Mittelwerte der umgebenden Messwerte eingetragen werden. Ausserdem wird in dieser Prozedur die Reflektivitaetskurve aus den Messwerten extrahiert.}

{Deklarations lokaler Variablen}

```
VAR xi, yi, zi          : double;    {Hilfsvariablen}
    theta              : double;    {x-Achse der Reflektivitaet}
    reflaus,xaus, yaus, zaus, errzaus: text; {Ausgabedateinamen fuer gli, Refl.}
    mogli1, mogli2, mogli3      : integer; {Hilfsvariablen}
```

{Ende Deklarationsteil}

```
begin                                {Procedure glaetten}

    assign (xaus, ausgabedateiname+'.x'); {Ausgabedateien werden ihre
Endungen zugewiesen}
    rewrite (xaus);                    {und sie werden zum Schreiben geoeffnet}
    assign (yaus, ausgabedateiname+'.y');
    rewrite (yaus);
    assign (zaus, ausgabedateiname+'.logz');
    rewrite (zaus);
    assign (reflaus, ausgabedateiname+'.ref');
    rewrite (reflaus);
    assign (errzaus, ausgabedateiname+'.errz');
    rewrite (errzaus);

    xi := xstart;                      {Start- und Endwerte des Gitters vorbesetzen}
    xend := xend + 0.01 * xstep;
    yend := yend + 0.01 * ystep;
    yi := ystart;
    REPEAT
        writeln (yaus, yi:3:2);        {y ausgeben (jeweils in Datei)}
        xi := xstart;

    REPEAT
        punktfehler:=0;
        if yi = ystart then writeln (xaus, xi:3:2); {sind wir beim 1. yps ? Dann x ausgeben}
        zi := punkt (xi,yi);           {neuen zi-Wert ermitteln}
        mogli1:=round (xi*100);        {Hilfsvariablen zum besseren Vergleich der
Punkte}
        mogli2:=round ((yi-xnullpunktverschiebung-ynullpunktverschiebung)*100);
        if (mogli1=mogli2) then        {Ist Punkt auf Reflektivitaetskurve ?}
        begin
            theta:=(xi+xnullpunktverschiebung)*2; {Dann 2Theta, Intensitaet und
Fehler in .ref ausgeben.}
            writeln(reflaus,theta:4:2,' ',zi/theta,' ',punktfehler/theta); {I
beleuchtungskorrigiert}
```

```

end;

if zi < 0.0 then writeln ('Negativer Wert!'); {Ja, hier werden auch unmoegliche
Ereignisse abfangen}

if zi <>0 then          {in "Punkt" neu berechneten Fehler ausgeben}
  writeln (errzaus, punktfehler/zi)
else
  writeln(errzaus,'0');

if zi = 0.0            {wg. ln}
  then zi := -10.0
  else zi := ln (zi) / 2.302585;    {Zehnerlogarithmus von zi ausgeben}
writeln (zaus, zi:10:8);
xi := xi + xstep;      {xi um Schrittweite erhoehen}

UNTIL xi > xend;      {bis man die xis abgearbeitet hat}

  yi := yi + ystep;   {yi um Schrittweite erhoehen}
UNTIL yi > yend;     {bis man auch damit fertig hat.}
close (xaus);        {Ausgabedateien schliessen}
close (yaus);
close (zaus);
close (errzaus);
end;                  {Procedure glaetten}

```

```
{*****}
```

```
{*****}
{          PROGRAMM SMOOTH          }
{*****}
```

```
{Hauptprogramm}
```

```

begin          {smooth}

  Wurzel := NIL;    {Oberstes Listenelement vorbesetzen}
  eingeben;        {globale Variablen eingeben lassen}
  einlesen;        {Messwerte einlesen und sortieren}
  glaetten;        {Messwerte glaetten und incl. Reflektivitaet wieder ausgeben}

end.           {smooth}

```

Anhang D

Entry – Datei für Simulation der unstrukturierten Probe im Sättigungsfeld

117	ndata_pp			
117	ndata_mm			
117	ndata_pm			
117	ndata_mp			
4.52	wavelength (in Angstroem)			
0.021	rms (in A)	0.021		
44	number of layers (excluding substrate)			
17.6	thickness in (A)	FeOxid	150	1
6.2	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6		2
4.0d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6		3
0.0	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6		4
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)		5
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)		6
3.0	sigma (in A)			7
148.0	thickness in (A)	Fe	150	8
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6		9
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6		10
5.12	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6		11
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)		12
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)		13
3.0	sigma (in A)			14
5.0	thickness in (A)	Fe-inter		15
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6		16
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6		17
4.5	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6		18
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)		19
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)		20
3.0	sigma (in A)			21
11.0	thickness in (A)	Cr	11	22
2.99	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6		23
6.85d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6		24
0.0	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6		25
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)		26
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)		27
3.0	sigma (in A)			28
5.0	thickness in (A)	Fe-inter		29
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6		30
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6		31
4.5	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6		32
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)		33

90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)		34
3.0	sigma (in A)		35
160.0	thickness in (A)	Fe 150	36
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6		37
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6		38
5.12	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6		39
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)		40
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)		41
3.0	sigma (in A)		42
5.0	thickness in (A)	Fe-inter	43
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6		44
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6		45
4.5	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6		46
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)		47
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)		48
3.0	sigma (in A)		49
11.0	thickness in (A)	Cr 11	50
2.99	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6		51
6.85d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6		52
0.0	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6		53
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)		54
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)		55
3.0	sigma (in A)		56
5.0	thickness 7in (A)	Fe-inter	57
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6		58
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6		59
4.5	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6		60
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)		61
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)		62
3.0	sigma (in A)		63
155.0	thickness in (A)	Fe 150	64
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6		65
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6		66
5.12	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6		67
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)		68
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)		69
3.0	sigma (in A)		70
5.0	thickness in (A)	Fe-inter	71
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6		72
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6		73
4.5	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6		74
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)		75
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)		76
3.0	sigma (in A)		77

11.0	thickness in (A)	Cr 11	78
2.99	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6	79
6.85d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6	80
0.0	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6	81
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)	82
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)	83
3.0	sigma	(in A)	84
5.0	thickness in (A)	Fe-inter	85
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6	86
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6	87
4.5	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6	88
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)	89
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)	90
3.0	sigma	(in A)	91
150.0	thickness in (A)	Fe 150	92
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6	93
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6	94
5.12	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6	95
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)	96
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)	97
3.0	sigma	(in A)	98
5.0	thickness in (A)	Fe-inter	99
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6	100
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6	101
4.5	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6	102
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)	103
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)	104
3.0	sigma	(in A)	105
11.0	thickness in (A)	Cr 11	106
2.99	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6	107
6.85d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6	108
0.0	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6	109
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)	110
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)	111
3.0	sigma	(in A)	112
5.0	thickness in (A)	Fe-inter	113
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6	114
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6	115
4.5	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6	116
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)	117
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)	118
3.0	sigma	(in A)	119
155.0	thickness in (A)	Fe 150	120
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6	121
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6	122

5.12	magnetic scattering length density N_p (in A^{*-2}) *1e6	123
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	124
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	125
3.0	sigma (in A)	126
5.0	thickness in (A) Fe-inter	127
8.09	real part of nuclear scattering length density N_b' (in A^{*-2}) *1e6	128
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density N_b'' (in A^{*-2}) *1e6	129
4.5	magnetic scattering length density N_p (in A^{*-2}) *1e6	130
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	131
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	132
3.0	sigma (in A)	133
11.0	thickness in (A) Cr 11	134
2.99	real part of nuclear scattering length density N_b' (in A^{*-2}) *1e6	135
6.85d-4	imaginary part of nuclear scattering length density N_b'' (in A^{*-2}) *1e6	136
0.0	magnetic scattering length density N_p (in A^{*-2}) *1e6	137
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	138
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	139
3.0	sigma (in A)	140
5.0	thickness in (A) Fe-inter	141
8.09	real part of nuclear scattering length density N_b' (in A^{*-2}) *1e6	142
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density N_b'' (in A^{*-2}) *1e6	143
4.5	magnetic scattering length density N_p (in A^{*-2}) *1e6	144
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	145
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	146
3.0	sigma (in A)	147
155.0	thickness in (A) Fe 150	148
8.09	real part of nuclear scattering length density N_b' (in A^{*-2}) *1e6	149
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density N_b'' (in A^{*-2}) *1e6	150
5.12	magnetic scattering length density N_p (in A^{*-2}) *1e6	151
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	152
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	153
3.0	sigma (in A)	154
5.0	thickness in (A) Fe-inter	155
8.09	real part of nuclear scattering length density N_b' (in A^{*-2}) *1e6	156
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density N_b'' (in A^{*-2}) *1e6	157
4.5	magnetic scattering length density N_p (in A^{*-2}) *1e6	158
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	159
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	160
3.0	sigma (in A)	161
11.0	thickness in (A) Cr 11	162
2.99	real part of nuclear scattering length density N_b' (in A^{*-2}) *1e6	163
6.85d-4	imaginary part of nuclear scattering length density N_b'' (in A^{*-2}) *1e6	164
0.0	magnetic scattering length density N_p (in A^{*-2}) *1e6	165
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	166
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	167

3.0	sigma (in A)		168
5.0	thickness in (A)	Fe-inter	169
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6	170
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6	171
4.5	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6	172
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)	173
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)	174
3.0	sigma (in A)		175
155.0	thickness in (A)	Fe 150	176
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6	177
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6	178
5.12	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6	179
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)	180
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)	181
3.0	sigma (in A)		182
5.0	thickness in (A)	Fe-inter	183
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6	184
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6	185
4.5	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6	186
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)	187
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)	188
3.0	sigma (in A)		189
11.0	thickness in (A)	Cr 11	190
2.99	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6	191
6.85d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6	192
0.0	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6	193
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)	194
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)	195
3.0	sigma (in A)		196
5.0	thickness in (A)	Fe-inter	197
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6	198
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6	199
4.5	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6	200
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)	201
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)	202
3.0	sigma (in A)		203
155.0	thickness in (A)	Fe 150	204
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb'	(in A ^{**} -2) *1e6	205
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb''	(in A ^{**} -2) *1e6	206
5.12	magnetic scattering length density Np	(in A ^{**} -2) *1e6	207
90.0	theta [deg.]	(0 on z, 90 on x-y plane)	208
90.0	phi [deg.]	(0 on x, 90 on y)	209
3.0	sigma (in A)		210
5.0	thickness in (A)	Fe-inter	211

8.09	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6	212
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6	213
4.5	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6	214
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	215
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	216
3.0	sigma (in A)	217
11.0	thickness in (A) Cr 11	218
2.99	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6	219
6.85d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6	220
0.0	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6	221
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	222
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	223
3.0	sigma (in A)	224
5.0	thickness in (A) Fe-inter	225
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6	226
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6	227
4.5	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6	228
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	229
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	230
3.0	sigma (in A)	231
155.0	thickness in (A) Fe 150	232
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6	233
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6	234
5.12	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6	235
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	236
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	237
3.0	sigma (in A)	238
5.0	thickness in (A) Fe-inter	239
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6	240
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6	241
4.5	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6	242
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	243
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	244
3.0	sigma (in A)	245
11.0	thickness in (A) Cr 11	246
2.99	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6	247
6.85d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6	248
0.0	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6	249
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	250
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	251
3.0	sigma (in A)	252
5.0	thickness in (A) Fe-inter	253
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6	254
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6	255
4.5	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6	256

90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	257
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	258
3.0	sigma (in A)	259
155.0	thickness in (A) Fe 150	260
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6	261
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6	262
5.12	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6	263
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	264
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	265
3.0	sigma (in A)	266
5.0	thickness in (A) Fe-inter	267
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6	268
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6	269
4.5	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6	270
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	271
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	272
3.0	sigma (in A)	273
11.0	thickness in (A) Cr 11	274
2.99	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6	275
6.85d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6	276
0.0	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6	277
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	278
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	279
3.0	sigma (in A)	280
5.0	thickness in (A) Fe-inter	281
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6	282
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6	283
4.5	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6	284
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	285
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	286
3.0	sigma (in A)	287
155.0	thickness in (A) Fe 150	288
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6	289
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6	290
5.12	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6	291
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	292
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	293
3.0	sigma (in A)	294
5.0	thickness in (A) Fe-inter	295
8.09	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A ^{**} -2) *1e6	296
5.5d-4	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A ^{**} -2) *1e6	297
5.12	magnetic scattering length density Np (in A ^{**} -2) *1e6	298
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)	299
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)	300
3.0	sigma (in A)	301

1500.0	thickness in (A)	Ag 1500	302
3.5	real part of nuclear scattering length density Nb' (in A**-2)*1e6		303
9.77d-3	imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A**-2) *1e6		304
0.0	magnetic scattering length density Np (in A**-2) *1e6		305
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)		306
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)		307
3.0	sigma (in A)		308
3.5	substrate's real part of nuclear scattering length density Nb' (in A**-2) *1e6	Ag 309	
9.77d-3	substrate's Nb'' imaginary part of nuclear scattering length density Nb'' (in A**-2) *1e6		310
0.0	magnetic scattering length density Np (in A**-2) *1e6		311
90.0	theta [deg.] (0 on z, 90 on x-y plane)		312
90.0	phi [deg.] (0 on x, 90 on y)		313
4.0	sigma (in A)		314
3.5d-4	scaling factor		315
1.0d-6	background		316
0.935	polarizer efficiency		317
0.97	analyzer efficiency (makes +)		318
0.99	first flipper efficiency		319
0.99	second flipper efficiency		320

Literaturverzeichnis

- [1] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach und W.Zinn
Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989)
- [2] M.N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G.Creuzet, A. Friederich und J. Chazelas
Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988)
- [3] P. Grünberg
Zwischenschichtaustauschkopplung : Phänomenologische Beschreibung, Materialabhängigkeit
30. Ferienkurs des IFF „Magnetische Schichtsysteme“, FZ Jülich (1999)
- [4] P. Bruno
Theory of interlayer exchange coupling
30. Ferienkurs des IFF „Magnetische Schichtsysteme“, FZ Jülich (1999)
- [5] G. Güntherodt, U. Rüdiger
Magnetische Festkörper : ein Überblick
30. Ferienkurs des IFF „Magnetische Schichtsysteme“, FZ Jülich (1999)
- [6] R. Zeller
Bandmagnetismus
30. Ferienkurs des IFF „Magnetische Schichtsysteme“, FZ Jülich (1999)
- [7] M. Schäfer, S. Demokritov, S. Müller- Pfeiffer, R. Schäfer, M. Schneider, P.Grünberg und W. Zinn
Investigation of 90° - Coupling in Fe/Ag/Fe structures
J. Appl. Phys 77 (12), 6432-6438 (1995)
- [10] Ulrich Rucker
Schichtsysteme aus ferromagnetischen Metallen und magnetischen Halbleitern
Diplomarbeit, Universität Köln, FZ Jülich (1994)
- [11] Dirk J. Beets
Hochauflösende Elektronenstrahlolithographie
produtronic 7/8 (1986)
- [12] B. J. G. M. Roelofs, A.M. Meuwissen
Automatic column setup for the beamwriter
Technical Note, Philips
- [14] M.A. van Hove, W. H. Weinberg, C.-M. Chan
Low Energy Electron Diffraction
Springer Verlag (1986)
- [15] Jörg Voigt
Elemetspezifische Magnetisierungsdichteverteilung in Seltenen-Erd-Übergittern
Diplomarbeit, RWTH Aachen, FZ Jülich (2000)
- [16] J. Kranz, A. Hubert
Z. angew. Phys. **15**, 220 (1963)
- [17] W. Voigt
Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus **14**, Leipzig (1920)
- [18] P. Jacob et al.
REM-Schulung, Unterlagen
- [19] Peter Fritz Schmidt
Praxis der Rasterelektronenmikroskopie und Mikrobereichsanalyse
expert Verlag (1994)
- [20] Thomas Brückel, Emmanuel Kentzinger

- Streumethoden zur Untersuchung von Dünnschichtexperimenten
30. Ferienkurs des IFF „Magnetische Schichtsysteme“, FZ Jülich (1999)
- [21] Sascha Nerger
Struktur und magnetische Kopplung in $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}/\text{Mn}/\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ -Schichtsystemen
Diplomarbeit, RWTH Aachen, FZ Jülich (2000)
- [22] Jochim Stettner
Charakterisierung von rauhen MBE- CoSi_2/Si -Schichtsystemen mittels
Röntgenstreuung
Dissertation, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel (1995)
- [23] Werbebroschüre
BRUKER axs
- [24] H. Zabel
X-Ray and Neutron Reflectivity Analysis of Thin Films and Superlattices
Appl. Phys. A **58**, 159 (1994)
- [25] IFF
Neutronenstreuexperimente am FRJ-2 in Jülich
FZ Jülich
- [26] F. Jona
IBM Journal of research and development **9**, 375 (1965)
- [27] B. Goldstein
Surface Science **47**, 143 (1975)
- [28] Ulrich Rücker
Magnetische Kopplungsphänomene in epitaktischen Schichtsystemen aus
Eisen und dem ferromagnetischen Halbleiter Europiumsulfid
Dissertation, Universität Köln, Berichte des Forschungszentrum Jülich **3541**
(1998)
- [29] J.A. Wolf
Dissertation, Universität Köln, Berichte des Forschungszentrum Jülich **2743**
(1993)
- [30] J. A. Wolf, Q. Leng, R. Schreiber, P. A. Grünberg, W. Zinn, I.K. Schuller
J. Mag. Mat. **121**, 253 (1993)
- [31] William H. Press
Numerical Recipes in Pascal (1989)
- [32] Boris Toperverg, Emmanuel Kentzinger, Programm
„focr_mult_fe_stripes_xray.x“, unveröffentlicht
- [33] Ulrich Rücker, Programm „makepicture2.py“, unveröffentlicht
- [34] Emmanuel Kentzinger, Programm „pnr.f90“, unveröffentlicht