

***In situ* ferromagnetische Resonanz  
an Fe-basierten Monolagen  
auf GaAs(011) und (001)**

**Diplomarbeit**

zur Erlangung des Grades  
eines Diplom-Physikers

Durchgeführt im  
Fachbereich Physik  
Experimentalphysik, AG Farle  
der Universität Duisburg-Essen  
(Campus Duisburg)

Vorgelegt von  
**Cihan Tomaz**  
aus Duisburg

Duisburg, November 2007



Meinen Eltern

*”Positive Gedanken sind die Quellen positiver Taten.”*

Cihan Tomaz



# Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Herstellung und strukturellen (AES, LEED) sowie magnetischen (Ferromagnetische Resonanz) Charakterisierung von Fe-basierten Monolagen auf GaAs(011) und GaAs(001) im Ultrahochvakuum. Es wurden die magnetischen Anisotropiekonstanten bzw. -felder mittels *in situ* ferromagnetische Resonanz bei 9,3 GHz von auf GaAs(011) hergestellten Fe-Schichten zwischen 15 und 30 ML in Abhängigkeit von der Schichtdicke und bei Zimmertemperatur bestimmt. Die schichtdickenabhängige Untersuchung zeigt eine Reorientierung der leichten Richtung der uniaxialen in-plane Anisotropie bei etwa 27 ML. Der Einfluss des Temperns wurde am Beispiel einer 18 ML und 26 ML Fe-Probe untersucht. An der 26 ML Fe-Probe wurde qualitativ gezeigt, dass durch Tempern eine Reorientierung der uniaxialen in-plane Anisotropie von  $90^\circ$  stattfindet, die bei der 18 ML Probe nicht beobachtet wurde. Ein mit Silber zur Hälfte abgedeckte 30 ML Fe-Probe weist als Folge eines "Blitzverdampfens" von Silber ebenfalls eine Reorientierung der uniaxialen in-plane Anisotropie von  $90^\circ$  auf. An dieser Probe wurde *ex situ* ferromagnetische Resonanz Messungen bei 9,5 GHz und 24 GHz durchgeführt. Bei allen auf GaAs(011) hergestellten Proben wurde qualitativ herausgefunden, dass die Resonanzlinienbreiten in den schweren Richtungen der Magnetisierung in der Probenebene am kleinsten und in den leichten Richtungen am größten sind.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zum ersten Mal als Prototyp eine auf einem  $\{4 \times 6\}$ -rekonstruierten GaAs(001)-Substrat durch zunächst abwechselnd aufgewachsene Eisen-/Siliziumschichten und anschließendes online-Tempern 10 nm dünne Fe<sub>3</sub>Si-Probe hergestellt. Es wurde gezeigt, dass diese Methode neben dem herkömmlichen Verfahren des Co-Verdampfens tendenziell auch zu der gewünschten Struktur führen kann. An der ungetemperten Fe/Si-Multilage wurde möglicherweise ein Kopplungsverhalten zwischen den einzelnen Fe-Schichten antiferromagnetischer Natur beobachtet. Die ungetemperte Probe weist neben der kubischen Anisotropie eine große uniaxiale in-plane Anisotropie auf, die aber durch das Tempern größtenteils abgebaut worden ist. Die getemperte Probe zeigt eine große kubische Anisotropie, die allerdings für ein geordnetes Fe<sub>3</sub>Si untypisch ist. Darüberhinaus wurde mit der selben Methode versucht, das Fe<sub>3</sub>Si-Gitter atomar aufzubauen. Die hergestellte Probe weist keine kubische Anisotropie auf, sondern besitzt eine uniaxiale in-plane Anisotropie entlang der kristallographischen [110]- und  $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung sowohl für die ungetemperte als auch die getemperte Probe.



# Liste der Kurzwörter und Abkürzungen

---

AES	Auger Elektronen Spektroskopie
EDX	Energiedispersive Röntgenanalyse
FM	Ferromagnet oder ferromagnetisch
kfz	kubisch flächenzentriert
krz	kubisch raumzentriert
FMR	Ferromagnetische Resonanz
HHWB	Hälfte der Halbwertsbreite
IGP	Ionengetterpumpe
LEED	Niederenergetische Elektronenbeugung
LL	Landau-Lifschitz
LLG	Landau-Lifschitz-Gilbert
MAE	Magnetische Anisotropieenergie
ML	Monolage(n)
SEM	Sekundärelektronen Mikroskopie
STM	Rastertunnelmikroskopie
TE	transversal elektrisch
TMP	Turbomolekularpumpe
UHV	Ultrahochvakuum
ZT	Zimmertemperatur

---





# Liste der Symbole

---



---

$a$	Gitterkonstante
$A$	Amplitude des ferromagnetischen Resonanzabsorptionsspektrums
$B$	magnetische Induktion
$B_{\text{eff}}$	effectives Feld
$B_i$	$i$ -te magnetoelastische Kopplungskonstante
$B_{\text{res}}$	Resonanzfeld
$c$	Lichtgeschwindigkeit ( $3 \cdot 10^8$ m/s)
$d$	Filmschichtdicke
$D$	Austauschstärke
$d_c$	kritische Schichtdicke
$e$	Elementarladung ( $= 1.602 \cdot 10^{-19}$ C)
$E$	Energie, elektrisches Feld
$f$	Frequenz
$F$	freie Energiedichte
$g$	$g$ -Faktor
$g_{\text{Elektron}}$	$g$ -Faktor eines freien Elektrons ( $= 2.0023193043718$ )
$G$	Gilbert Dämpfungsparameter
$h$	Planck'sches Wirkungsquantum ( $= 6.626069 \cdot 10^{-34}$ Js)
$H$	magnetische Feldstärke
$\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$	Einheitsvektoren des kartesischen Koordinatensystems
$\vec{k}$	Wellenvektor des Elektrons
$K_{2\perp}$	senkrechte uniaxiale magnetische Anisotropiekonstante
$K_{2\parallel}$	in-plane uniaxiale magnetische Anisotropiekonstante
$K_4$	kubische Anisotropiekonstante
$K_i^{\text{si,eff}}$	effektiver Oberflächen-/Grenzflächenbeitrag zur magnetischen Anisotropiekonstante
$K_i^v$	Volumenbeitrag zur magnetischen Anisotropiekonstante
$\vec{M}$	Vektor der Magnetisierung
$m_e$	Masse des Elektrons ( $= 9.10938188 \cdot 10^{-31}$ kg)
$M_s$	Sättigungsmagnetisierung
$\vec{q}$	Wellenvektor eines Magnons

## Liste der Symbole

---

$V$	inneres Potenzial
$V_g$	Bandlücke
$\alpha$	dimensionsloser Dämpfungsparameter
$\alpha_i$	Richtungskosinus
$\beta$	Volumenspinasymmetrie
$\epsilon$	Gitterfehlpassung
$\gamma$	spektroskopischer Splitting-Faktor
$\Delta B_{\text{HWB}}$	Halbwertsbreite des ferromagnetischen Resonanzspektrums
$\Delta B_{pp}$	Peak-to-Peak ferromagnetische Resonanzlinienbreite
$\hbar$	Dirac'sche Konstante ( $= 1.054571 \cdot 10^{-34}$ Js)
$\lambda$	Landau-Lifschitz Dämpfungsparameter oder Wellenlänge
$\mu_0$	Permeabilität des Vakuums ( $= 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m or $\text{kg}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-2}\cdot\text{A}^{-2}$ )
$\mu_0 M_{\text{eff}}$	effektives out-of-plane Anisotropiefeld
$\mu_B$	Bohr'sches Magneton ( $= 9.274096 \cdot 10^{-24}$ J/T)
$\chi''$	Imaginäranteil der Suszeptibilität
$\omega$	Kreisfrequenz

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b>	<b>i</b>
<b>Liste der Kurzwörter und Abkürzungen</b>	<b>iii</b>
<b>Liste der Symbole</b>	<b>v</b>
<b>1 Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1 Die Magnetokristalline Anisotropie . . . . .	5
2.2 Die Landau-Lifschitz-Bewegungsgleichung . . . . .	9
2.3 Die Resonanzbedingungen für verschiedene Symmetrien . . . . .	10
2.3.1 Darstellung der freien Energie für die (001)- bzw. (011)-Orientierung .	14
2.4 Die FMR-Linienbreite . . . . .	16
<b>3 Experimentelles</b>	<b>19</b>
3.1 Die MBE (Molecular Beam Epitaxy)-UHV-Anlage . . . . .	19
3.1.1 Der Probenhalter . . . . .	22
3.1.2 Niederenergetische Elektronenbeugung (LEED) . . . . .	24
3.1.3 Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES) . . . . .	28
3.2 <i>In situ</i> Ferromagnetische Resonanz . . . . .	30
<b>4 Fe-basierte dünne Schichten auf GaAs(011)</b>	<b>37</b>
4.1 Probenpräparation . . . . .	37
4.1.1 Substratpräparation . . . . .	37
4.1.2 Wachstum und Struktur von Fe . . . . .	41
4.1.3 Wachstum und Struktur von Fe/Si-Multilagen . . . . .	46
4.2 Magnetische Anisotropie von Fe-Schichten . . . . .	51
4.2.1 Der Einfluss des Temperns . . . . .	64
4.2.2 Der Einfluss des "Blitzverdampfens" von Silber . . . . .	68

4.3	Magnetische Anisotropie vom Fe/Si-Schichtsystem . . . . .	74
4.3.1	Der Einfluss der Si-Abdeckschicht und des Temperns . . . . .	75
<b>5</b>	<b>Fe/Si-Multilagen auf GaAs(001)</b>	<b>81</b>
5.1	Probenpräparation . . . . .	81
5.1.1	Substratpräparation . . . . .	81
5.1.2	Wachstum und Struktur von Fe/Si-Multilagen . . . . .	83
5.2	Magnetische Anisotropie von Fe/Si-Multilagen . . . . .	85
5.2.1	Der Einfluss des Temperns . . . . .	88
5.3	Kontrollierter Aufbau des Fe <sub>3</sub> Si-Gitters mittels MBE . . . . .	92
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>97</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>101</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>105</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>107</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>113</b>
	<b>Erklärung</b>	<b>115</b>

# 1 Motivation

Die Erfindung des Transistors im letzten Jahrhundert hat die Elektronik revolutioniert und führte zu der Halbleiterelektronik. Heute gibt es kaum noch ein technisches Gerät, das ohne diese Technologie auskommt. Die fortschreitende Digitalisierung unserer Technik und Welt erweckt einen zunehmenden Bedarf an digitaler Daten- und Informationsspeicherung, was wiederum eine stetig wachsende Nachfrage nach Speicherkapazität und nach Möglichkeiten der Lagerung von Datenträger verursacht. Allerdings gibt es bei gewöhnlichen Transistoren nur zwei Einstellmöglichkeiten, 1 und 0. In der Magnetoelektronik bzw. Spinelektronik (kurz Spintronik) sollen elektronische Bauelemente entwickelt werden, die beide Eigenschaften der Elektronen nutzen, die Ladung und den Eigendrehimpuls (Spin). Diese einzigartige Kombination von Elektronik und Magnetismus kann zu einem Quantensprung in der Entwicklung von Bauelementen mit ganz neuen Eigenschaften führen. So soll z.B. in der Spintronik ausgenutzt werden, dass die Orientierung des Elektronenspins in Halbleitermaterialien unter bestimmten Bedingungen erhalten bleibt bzw. kontrolliert gesteuert werden kann. Somit spielen Ferromagnete eine entscheidende Rolle in der Spintronik. Aufgrund der in diesen Materialien vorhandene quantenmechanische Austauschwechselwirkung wird zwischen Elektronen mit nach oben gerichtetem Spin (Spin up) und nach unten gerichtetem Spin (Spin down) energetisch unterschieden. Eine wichtige Grundvoraussetzung für die Nutzbarmachung des Elektronenspins in zukünftigen Bauelementen ist die Realisierung der Spininjektion von einem Ferromagneten in einen Halbleiter mit hoher Effizienz möglichst bei Zimmertemperatur. Dafür ist es u.a. notwendig, ferromagnetische Schichten mit hoher epitaktischer Güte, scharfen Grenzflächen und hoher Temperaturstabilität mittels geeigneter Herstellungsverfahren zu präparieren.

So werden im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 491 - Magnetische Heteroschichten: Spinstruktur und -transport grundlegende Eigenschaften des Spintransportes sowie die für dessen Realisierung notwendigen Strukturen erforscht. Die vorliegende Diplomarbeit wurde im Rahmen des Teilprojektes A9 durchgeführt, das die strukturellen und magnetischen Eigenschaften ultradünner Schichten auf halbleitenden Substraten untersucht.

Neben Elementferromagneten wie Eisen kommen für die Realisierung der Spininjektion Heusler-Legierungen als sehr aussichtsreiche Materialkandidaten für Spintronik-Anwendungen in Frage [1,2]. Als Heusler-Legierungen bezeichnet man üblicherweise Legierungen der Art  $X_2YZ$  (ganz Heusler-Legierung),  $XYZ$  (halb Heusler-Legierung) und  $X_2XZ$  (binäre Heusler-

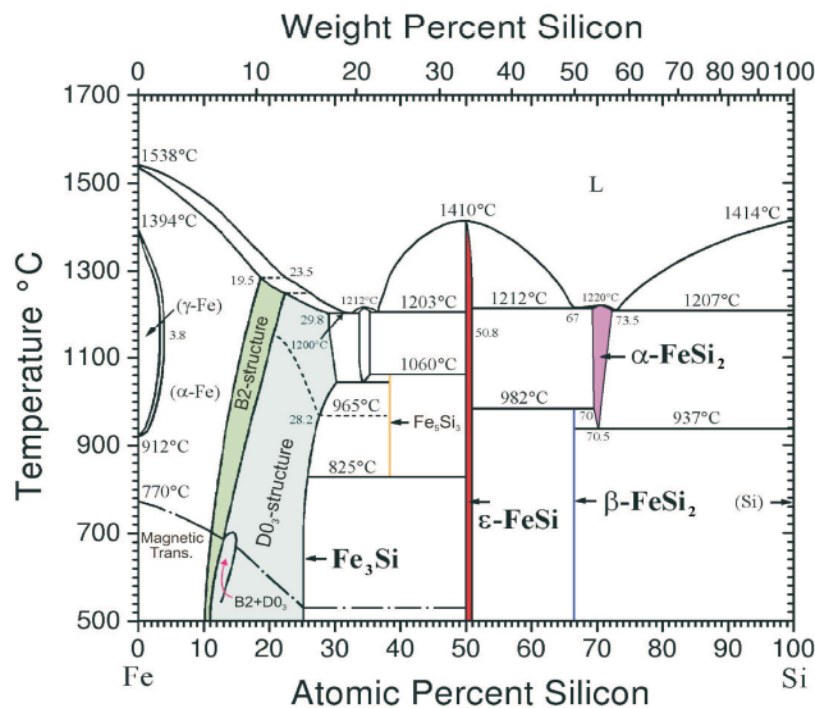
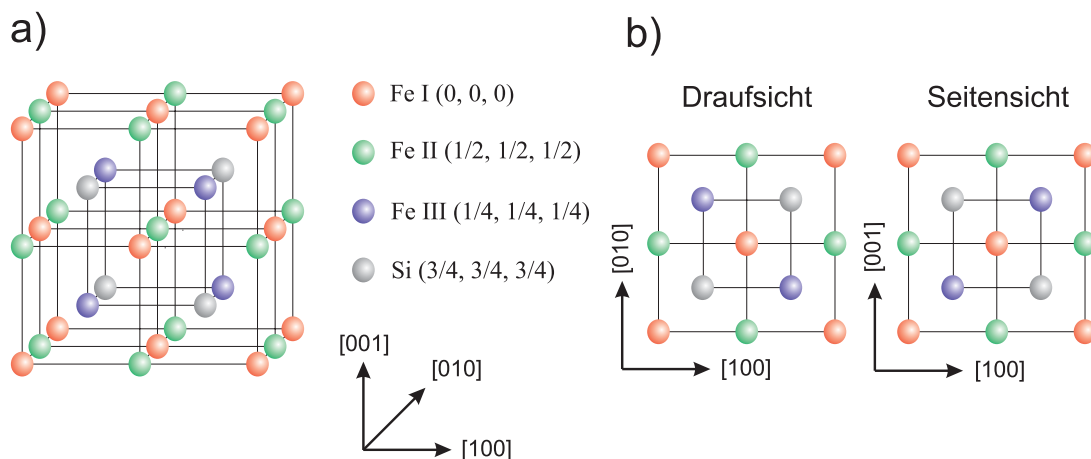


Abbildung 1.1: Phasendiagramm des Systems Fe-Si [3,6].

Legierung), wobei X,Y Übergangsmetalle sind und Z ein Halbmetall ist [1]. Sie sind deshalb von großem Interesse, da viele einen halbmetallischen Charakter zeigen, das heißt, das Majoritäts-Spinband zeigt metallischen Charakter, während das Minoritäts-Spinband halbleitend ist und daher weisen sie eine hohe Spinpolarisation (teilweise bis zu 100 %) auf. Darüberhinaus zeichnen sich Heusler-Legierungen mit hohen Curie-Temperaturen weit oberhalb von Zimmertemperatur aus. Ausgangspunkt vieler Untersuchungen ist u.a. Fe<sub>3</sub>Si, welches als einfachste (weil binäre) Heusler-Legierung  $Fe_2FeSi$  betrachtet werden kann, die zudem aufgrund ihrer Kristallstruktur ideal an die Zinkblende-Struktur der wichtigen III-V und II-VI Halbleiter-Substrate wie GaAs oder ZnS angepasst ist. Diese stöchiometrische Heusler-Legierung hat eine Spinpolarisation von 43 % (bei T = 0 K) und besitzt eine Curie-Temperatur von 820 K [3–5], betrachtet man das Phasendiagramm des Systems Fe-Si (Abb. 1.1).

Betrachtet man das Phasendiagramm näher, so stellt man fest, dass sich bis zu 10 at.% Si in der kubisch raumzentrierten α-Fe Phase lösen lassen, indem die Si-Atome die Fe-Gitterplätze statistisch besetzen. Daran schließt sich ein schmaler Bereich um 11 at.% Si an, in dem die nichtstöchiometrische B2-Struktur (oder CsCl) auftritt. Die für Spintronik-Anwendungen interessante kubische D0<sub>3</sub>-Kristallstruktur von Fe<sub>3</sub>Si existiert dagegen in einem breiten Konzentrationsbereich zwischen 12,5 und 31 at.% Si. Eine schematische Darstellung dieser Struktur ist in der Abbildung 1.2 gegeben. Das Kristallgitter besteht aus vier ineinander geschachtelten kfz-Gittern. Drei dieser Untergitter (I, II, III) sind mit Fe-Atomen besetzt. Das vierte Gitter enthält



**Abbildung 1.2:** (a)  $D0_3$ -Kristallstruktur der binären Heusler-Legierung  $Fe_3Si$ , die vier ineinander geschichteten kfz-Gittern entspricht. Die Gitterplätze Fe I und Fe II sind kristallographisch wie magnetisch äquivalent. (b) Eine Drauf- und Seitensicht der in (a) gezeigten Struktur. *Abstände und Radien sind nicht maßstäblich.*

nur Si-Atome. Anhand der nächsten Nachbarn erkennt man, dass die I- und II-Positionen des Fe kristallographisch wie magnetisch äquivalent sind. Ihre nächsten Nachbarn sind jeweils vier Fe-Atome und vier Si-Atome. Dagegen besitzen die zwei anderen mit Fe III und Si besetzten Untergitter acht Fe-Atome als nächste Nachbarn.

Im Gegensatz zu Volumenproben wurden das epitaktische Wachstum und die magnetischen Eigenschaften von  $Fe_3Si$ -Filmen auf halbleitenden Substraten von einer Reihe von Forschungsgruppen, wie z.B.  $Fe_3Si/Si(Ge)$  [7–12] und  $Fe_3Si/GaAs(001)$  [13–21] sowie  $Fe_3Si/MgO(001)$  [22], untersucht. Damit  $Fe_3Si$  in zukünftigen magnetoelektronischen und *spintronischen* Anwendungen verwendet werden kann, ist das Wachstum von gut geordneten ultradünnen magnetischen Strukturen und die Kenntnis der magnetischen Eigenschaften als eine Funktion der Temperatur und Schichtdicke erforderlich.

## Gliederung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut: In **Kapitel 2** werden einige wichtige theoretische Aspekte eingeführt, um das für diese Arbeit relevante Hintergrundwissen bereitzustellen. **Kapitel 3** gibt einen Überblick über die verschiedenen experimentellen Aufbauten, die im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt und neu eingebaut wurden, sowie Anwendung gefunden haben. Der Blickpunkt wird auf den *in situ* ferromagnetischen Resonanz (FMR-) Aufbau gesetzt. In **Kapitel 4** und **5** werden die auf  $GaAs(011)$  und  $(001)$  erzielten experimentellen Ergebnisse vorgestellt und diskutiert. In **Kapitel 6** werden die Ergebnisse zusammenfassend gezeigt, wo zudem ein Ausblick gegeben wird.





## 2 Grundlagen

*In diesem Kapitel sind die grundlegenden Aspekte des Ferromagnetismus in ultradünnen Strukturen zusammengefasst. Die verschiedenen Beiträge zu der magnetischen Anisotropie werden diskutiert. Die Resonanzgleichungen, welche die Resonanzbedingung im Grenzfall kleiner Winkel der Präzessionsbewegung erfüllen, werden beschrieben.*

### 2.1 Die Magnetokristalline Anisotropie

Die magnetokristalline Anisotropieenergie (MAE) beschreibt die Differenz der freien Energie zwischen verschiedenen Richtungen der Magnetisierung relativ zu zwei kristallographischen Achsen. Die Orientierung der Magnetisierung ist daher durch die Gleichgewichtslage gegeben, bei der der magnetische Anteil der Gesamtenergie des Systems minimal ist. Die Gleichgewichtslage(n) ohne externes Feld bezeichnet man als leichte Richtung(en). Die MAE ist demnach als die Arbeit  $W_{MAE}$  definiert, die notwendig ist, um die Magnetisierung aus der leichten in eine andere Richtung zu drehen. Seien 1 der Anfangszustand (leichte Richtung) und 2 der Endzustand, so kann man die MAE formal wie folgt beschreiben:  $F_2 - F_1 = \int_1^2 dW_{MAE} = MAE$ . Um die FMR-Messungen analysieren zu können, muss ein Ausdruck für  $F$  gegeben sein. Ist die Struktur des zu untersuchenden Systems bekannt, so kann man aus allgemeinen Symmetriebetrachtungen phänomenologisch einen Ausdruck für  $F$  herleiten. Im Folgenden werden die intrinsischen Beiträge zu allen gemessenen phänomenologischen magnetokristallinen Anisotropiekonstanten  $K_i$  besprochen.

Grundsätzlich existieren zwei Ursprünge für die MAE, zum einen die sogenannte *Formanisotropie*, die auf dipolare Wechselwirkungen zurückzuführen ist, zum anderen jene, die aus der Spin-Bahn-Wechselwirkung resultiert. Aus quantenmechanischer Sicht sind beide Mechanismen relativistische Korrekturen zum Hamiltonoperator des Spinsystems, die die Rotationsinvarianz der Spinquantisierungsachse aufheben. Trotz der Tatsache, dass sowohl die dipolare als auch die Spin-Bahn-Wechselwirkung viel schwächer als die Austauschkopplung sind ( $\approx 1 - 100 \mu\text{eV}/\text{Atom}$  im Vergleich zu  $\approx 0,1 \text{ eV}/\text{Atom}$ ), koppeln sie folglich die Spins an den Ortsraum, das heißt an das Kristallgitter. Es ist zu beachten, dass die im Heisenbergmodell verbreitet verwendete Austauschwechselwirkung isotrop ist, da der entsprechende Hamiltonoperator nicht von Ortskoordinaten abhängt. Daher kann die Austauschwechselwirkung zwischen

magnetischen Momenten im Ferromagneten kein Anlaß für Anisotropien sein.

### Magnetische Anisotropie als Folge der dipolaren Wechselwirkung

Eine Quelle für die magnetische Anisotropie resultiert aus der Tatsache, dass ein einzelner magnetischer Dipol  $\vec{\mu}_i$  ein magnetisches Feld erzeugt, welches am Ort  $\vec{r}_i$  wie folgt gegeben ist:

$$\vec{B}_i(\vec{r}_i) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left( \frac{3(\vec{r}_i \cdot \vec{\mu}_i) \cdot \vec{r}_i}{r_i^5} - \frac{\vec{\mu}_i}{r_i^3} \right) \quad (2.1)$$

Ein anderer magnetischer Dipol  $\vec{\mu}_j$  im Abstand  $\vec{r}_{ij}$  vom ersten hat in dessen Feld die Energie

$$E_{\text{dip}} = -\vec{\mu}_j \cdot \vec{B}_i = \frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_i) \cdot (\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_j) \vec{r}_{ij}}{r_{ij}^5} \quad (2.2)$$

Aufgrund der periodischen Anordnung der Dipole im Kristallgitter, hängt die magnetische Wechselwirkungsenergie (2.2) von der Orientierung der Dipole relativ zum Kristallgitter ab.

### Magnetische Anisotropie als Folge der Spin-Bahn-Kopplung

Die Spin-Bahn-Kopplung ist die unmittelbare Ursache der MAE. Das Bahnmoment von 3d-Metallen ist beinahe gequencht, was auf die kubische Symmetrie zurückzuführen ist. Folglich hängt der Magnetismus von 3d-Metallen fast ausschließlich vom Spinmoment ab, wobei es sich hier hauptsächlich um den Spin der delokalisierten 3d-Elektronen handelt. Der Elektronenspin ist über die Spin-Bahn-Kopplung schwach an das Bahnmoment gekoppelt. Folglich hängt die Energie des Systems von der relativen Orientierung zwischen der Magnetisierung (Spinorientierung) und den Kristallachsen ab.

Um zu sehen, wie der Spin an das Gitter koppelt, betrachte man zunächst den Grenzfall eines freien Atoms im Kristallgitter, das heißt ohne Wechselwirkung mit den restlichen Atomen: Ein im Atom gebundenes Elektron bewege sich mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  auf einer klassischen Bahn um den Atomkern. Aus der Sicht des ruhenden Atomkerns befindet sich das Elektron in einem Magnetfeld, das allein von der Bahnbewegung des Elektrons herrührt. Dieses sogenannte *innere* Magnetfeld  $\vec{B}$  koppelt an das magnetische Spinmoment  $\vec{\mu}$  des Elektrons gemäß  $-\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ . Wenn man annimmt, dass in einem Festkörper das Kristallfeld das Elektron dazu zwingt, sich in einer bestimmten kristallographischen Ebene zu bewegen, so wird der Elektronenspin in eine Richtung senkrecht zu dieser Ebene ausgerichtet sein. Auf diese Weise kann ungeachtet der Form des Kristalls eine uniaxiale Anisotropie entstehen. Um diesen Effekt quantitativ auf quantenmechanischen Basis zu behandeln, ist es notwendig, die Dirac-Gleichung (siehe Details in [23]) zu lösen. Dem ist so, weil sogar für magnetische Systeme die Dirac-Gleichung wie die Schrödinger-Gleichung keine Terme außer Ableitungen zwischen den verschiedenen Magnetisierungsrichtungen enthält. Führt man jedoch den relativistischen Term für die Massengeschwindigkeit als der Pauli-Gleichung (eine zweikomponentige Näherung zu

der Dirac-Gleichung), so erhält man für den einfachen Fall eines freien Elektrons den folgenden Korrekturterm zu dem Hamiltonoperator:

$$\vec{\sigma} \cdot \left( \vec{E}(\vec{r}) \times \vec{p} \right) = \vec{\sigma} \cdot \left( \vec{\nabla}V(r) \times \vec{p} \right) = \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \vec{\sigma} \cdot (\vec{r} \times \vec{p}) = \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} (\vec{\sigma} \cdot \vec{L}) = \xi \vec{\sigma} \cdot \vec{L} \quad (2.3)$$

Es ist eine relativistische Korrektur (factor  $1/c$ ), die zu der Kopplung zwischen dem Spinraum ( $\vec{\sigma}$ ) und  $\vec{E}(\vec{r})$  führt.  $\vec{L}$  ist der Bahndrehimpulsoperator. Der Term  $\xi \vec{\sigma} \cdot \vec{L}$  wird als Spin-Bahn-Kopplungs(SBK)-term bezeichnet, wobei  $\xi$  die Spin-Bahn-Kopplungskonstante ist. Da die radiale Ableitung des Potentials in einem Kristall in der Nähe eines Atomkerns am größten sein wird, kann man davon ausgehen, dass der größte Beitrag zu der Spin-Bahn-Wechselwirkung aus diesem Gebiet stammt.

Aufgrund der reduzierten Symmetrie von verzerrten Gittern, Grenzflächen, Oberflächen und das Vorhandensein von mikroskopischen Rauigkeiten kann man eine große MAE in ultradünnen Filmen erwarten. In einer Näherung im Rahmen der Störungstheorie wird gezeigt, dass die Energiedifferenz zwischen leichter und schwerer Richtung  $\Delta\varepsilon$  mit der Anisotropie des Bahnmoments verknüpft ist, und für eine mehr als halbgefüllte d-Schale gilt

$$\Delta\varepsilon \propto j \frac{\xi}{4\mu_B} \left( \mu_L^{\parallel} - \mu_L^{\perp} \right), \quad (2.4)$$

wobei der Faktor  $j$  sowohl von den Details der Bandstruktur als auch von der Stärke des Bahnmoments abhängt [24].

## Magnetoelastische Anisotropie

Hat man einmal realisiert, dass die MAE eine Größe ist, die die Wechselwirkung zwischen dem Elektronenspin und dem Gitter beschreibt, ist es intuitiv klar, dass Veränderungen der Gitterkonstante einen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften haben. In einem magnetisierten Körper hat man Energieterme, die sowohl von der Verspannung als auch der Magnetisierungsrichtung abhängen: die magnetoelastische Energie. Obwohl auch in diesem Fall die Spin-Bahn-Wechselwirkung die Ursache ist, existieren magnetoelastische Anisotropien nur dann, wenn Spannung auf das magnetische System ausgeübt wird. So wie z.B. in Eisen sollte der Effekt einer Verspannung auf ein Einkristall die sein, dass eine bevorzugte Richtung der Magnetisierung parallel zu der Richtung der Verspannung geschaffen wird. Die experimentell erhaltenen magnetoelastischen Konstanten sind bedeutend größer als die kristallinen Anisotropiekonstanten [25]. Infolgedessen kann eine kleine Spannung zu einem erheblichen Anstieg eines Anisotropiebeitrages führen. Darüberhinaus kann diese Erscheinung in epitaktischen Strukturen von Bedeutung sein, wo eine beachtliche Verspannung aus dem epitaktischen Wachstum des Films auf einem Substrat oder angrenzenden Lagen, die unterschiedliche Gitterparameter haben, resultieren kann. Falls die Gitterfehlpassung nicht so groß ist, d.h. unterhalb einer kritischen Dicke  $d_c$  (kohärenter Bereich) liegt, so wird die Fehlanpassung ausgeglichen, indem in einer

Lage des Films Dehnung und in einer Lage senkrecht dazu eine Kompression eingeführt wird, so dass Film und Substrat denselben Gitterparameter in der Ebene annehmen. Die Verspannung und die magnetoelastische Kopplung für relativ dünne Filme ist unabhängig von der Dicke. Oberhalb der kritischen Dicke  $d_c$  wird es energetisch günstiger, Versetzungen einzubauen, die teilweise die Gitterfehlpassung ausgleichen können und dazu führen, dass die einheitliche Verspannung reduziert wird (inkohärenter Bereich). In dem inkohärenten Bereich ist der Beitrag zu der magnetoelastischen Energie durch eine reziproke Schichtdickenabhängigkeit gegeben.

Allgemein kann der magnetoelastische Teil der magnetischen Anisotropie für ein kubisches System wie folgt geschrieben werden [26]:

$$\begin{aligned}
 F_{\text{MEL}} = & B_1 (\alpha_1^2 \epsilon_{11} + \alpha_2^2 \epsilon_{22} + \alpha_3^2 \epsilon_{33}) \\
 & + 2B_2 (\alpha_1 \alpha_2 \epsilon_{12} + \alpha_2 \alpha_3 \epsilon_{23} + \alpha_3 \alpha_1 \epsilon_{31}) \\
 & + B_3 (\alpha_1^4 \epsilon_{11} + \alpha_2^4 \epsilon_{22} + \alpha_3^4 \epsilon_{33}) \\
 & + B_4 (\alpha_2^2 \alpha_3^2 \epsilon_{11} + \alpha_3^2 \alpha_1^2 \epsilon_{22} + \alpha_1^2 \alpha_2^2 \epsilon_{33}) \\
 & + 2B_5 (\alpha_3^2 \alpha_1 \alpha_2 \epsilon_{12} + \alpha_2^2 \alpha_1 \alpha_3 \epsilon_{13} + \alpha_1^2 \alpha_2 \alpha_3 \epsilon_{23}) \\
 & + \dots,
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

wobei  $\epsilon_{ij}$  die Verspannungskomponenten sind,  $B_i$  die magnetoelastischen Kopplungskonstanten und  $\alpha_i$  die Richtungskosinus (siehe Koordinatensystem in Abb. (2.2),  $\theta$  ( $\phi$ ): polarer (azimuthaler) Winkel der Magnetisierung in Bezug auf die [001]([100])-Richtung), die gegeben sind durch

$$\begin{aligned}
 \alpha_1 &= \sin \theta \cos \phi \\
 \alpha_2 &= \sin \theta \sin \phi \\
 \alpha_3 &= \cos \theta
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

Um den magnetoelastischen Teil zu berechnen, muss man die  $B_i$  messen. Für den Fall, dass  $i = j$  in Gleichung (2.5) ist, so ist die Verspannung entlang der kubischen  $\langle 100 \rangle$ -Achsen, für  $i \neq j$  liegt die Verspannung entlang der  $\langle 110 \rangle$ -Achsen. Während der erstgenannte Verspannungstyp zu einer Veränderung des Volumens der Einheitszelle führt, so ist der letzterwähnte äquivalent zu einer Scherung des Gitters, bei der das Volumen konstant bleibt. Die Verspannungskomponenten  $\epsilon_{ij}$  hängen mit jeder anderen zusammen. Für kubische Symmetrie hängt der Verspannungskomponent  $\epsilon_{33}$  aus der Ebene mit denen in der Ebene mit den elastischen

Konstanten  $c_{ij}$  wie folgt zusammen [26,27]:

$$\begin{aligned}
 (100) &\implies \epsilon_{33} = -\frac{c_{12}}{c_{11}}(\epsilon_{11} + \epsilon_{22}); & 1 : [100], 2 : [010] \\
 (110) &\implies \epsilon_{33} = -\frac{(c_{11} + c_{12} - 2c_{44})(\epsilon_{11} + 2c_{12}\epsilon_{22})}{(c_{11} + c_{12} + 2c_{44})}; & 1 : [\bar{1}10], 2 : [001] \\
 (111) &\implies \epsilon_{33} = -\frac{(c_{11} + 2c_{12} - 2c_{44})}{(c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44})}(\epsilon_{11} + \epsilon_{22}); & 1, 2 : \perp \text{ willk. Achse} \quad (2.7)
 \end{aligned}$$

## 2.2 Die Landau-Lifschitz-Bewegungsgleichung

Die Bewegung einer zu einer Präzession angeregten Magnetisierung  $\vec{M}$  kann im Allgemeinen beschrieben werden durch

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = - \left[ \vec{M} \times \vec{B}_{\text{eff}} \right] + \vec{R}, \quad (2.8)$$

wobei  $\vec{B}_{\text{eff}}$  das effektive Feld<sup>1</sup> ist, welches sowohl aus externen als auch aus internen Feldern besteht,  $\gamma$  ist das gyromagnetische Verhältnis, gegeben durch  $g\mu_B/\hbar$ , wo  $g$  der  $g$ -Faktor ist. Der erste Term auf der rechten Seite der Gleichung repräsentiert das Präzessionsdrehmoment und der letztere spiegelt den Dämpfungsterm wider, welcher in unterschiedlicher phänomenologischer Form (z.B. Gilbert, Landau-Lifshitz, Bloch-Bloembergen, siehe Abschnitt 2.3) geschrieben werden kann.

Die Spinbewegung kann für die uniforme Präzession im klassischen Grenzfall, das heißt für den Fall einer kohärenten Präzession, beschrieben werden durch die wohlbekannte Landau-Lifschitz (LL) Bewegungsgleichung

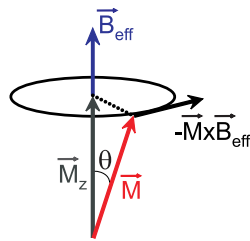
$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = - \left[ \vec{M} \times \vec{B}_{\text{eff}} \right] + \frac{\lambda}{\mu_0 \gamma^2 M^2} \left( \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{B}_{\text{eff}} \right) \quad (2.9)$$

Hierbei ist  $\lambda$  der LL Dämpfungsparameter. Für kleine Dämpfungen kann der LL-Term durch den Gilbert-Dämpfungsterm, der zu der Landau-Lifschitz-Gilbert (LLG) Bewegungsgleichung führt [28], ersetzt werden

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = - \left[ \vec{M} \times \vec{B}_{\text{eff}} \right] + \frac{\alpha}{\gamma M} \left( \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right), \quad (2.10)$$

wobei  $\alpha$  der Dämpfungsparameter ist und mit dem Gilbert-Dämpfungsparameter  $G$  folgendermaßen zusammenhängt:  $\alpha = G/\gamma M$ .

<sup>1</sup>Die ganze Arbeit hindurch sind  $\vec{H}$  und  $\vec{M}$  in Ampere pro Meter [A/m] und  $\vec{B}$  in Tesla [T] gegeben,  $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ .



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung der Präzession der Magnetisierung bei der Resonanzbedingung ohne magnetischen Dämpfungseffekt.

## 2.3 Die Resonanzbedingungen für verschiedene Symmetrien

Die Resonanzgleichung kann hergeleitet werden, indem man die "vollständige" Theorie der ferromagnetischen Resonanz (FMR) löst und die dynamischen Effekte wie Austausch/Leitfähigkeit und Oberflächenanisotropie berücksichtigt (siehe [29] für mehr Details).

In Bezug auf die Herleitung der Resonanzgleichungen [30–33] wird hier die freie Energie Näherung verwendet, die von Smit und Beljers [34] entwickelt worden ist. Es wird dabei angenommen, dass die Probe statisch wie dynamisch homogen magnetisiert ist, z.B. wird der Einfluss der Austauschenergie vernachlässigt und die magnetische Energie der Oberfläche wird durch eine effektive Volumenanisotropie angenähert. Um die Symmetrie des gegebenen Gitters zu betrachten, ist es stets hilfreich, Polarkoordinaten zu verwenden. Im ersten Schritt wird der Effekt der magnetischen Dämpfung vernachlässigt, so dass die Präzession des gesamten magnetischen Moments in der Resonanzbedingung durch den ersten Term in der LLG-Bewegungsgleichung beschrieben werden kann. In Abbildung 2.1 ist eine schematische Darstellung von diesem Mechanismus illustriert.

Ausgehend von der Abbildung 2.1 kann die Bewegung der Magnetisierung folgendermaßen beschrieben werden:

$$\dot{\theta} = \gamma B_{\text{eff},\phi} \qquad \dot{\phi} = -\frac{\gamma}{\sin \theta} B_{\text{eff},\theta} \qquad (2.11)$$

Die verschiedenen Beiträge zu  $B_{\text{eff}}$  müssen durch die freie Energie  $F$  in Betracht gezogen werden.

$$dF = \vec{B}_{\text{eff}} \cdot d\vec{M} \qquad (2.12)$$

Jetzt definiere man die partiellen Ableitungen der freien Energie an den Gleichgewichtsbedingungen

$$F_{\theta} \equiv \frac{dF}{d\theta} \Big|_{\phi} \stackrel{!}{=} 0 \qquad F_{\phi} \equiv \frac{dF}{d\phi} \Big|_{\theta} \stackrel{!}{=} 0 \qquad (2.13)$$

Für einen kleinen Präzessionswinkel gilt

$$\delta_\theta = \theta(t) - \theta \qquad \delta_\phi = \phi(t) - \phi \qquad (2.14)$$

Kombiniert man Gleichung (2.11) und (2.14) zusammen mit Gleichung (2.13), so kann man folgendes schreiben

$$-\frac{M}{\gamma} \sin \theta \frac{\partial(\delta\theta)}{\partial t} = F_{\phi\theta} \delta\theta + F_{\phi\phi} \delta\phi \qquad \frac{M}{\gamma} \sin \theta \frac{\partial(\delta\phi)}{\partial t} + F_{\theta\theta} \delta\theta + F_{\theta\phi} \delta\phi \qquad (2.15)$$

Nimmt man weiterhin  $\delta\theta, \delta\phi \sim \exp(i\omega t)$  an, so tritt bei der Resonanzfrequenz  $f = \frac{\omega}{2\pi}$  die Präzession eines gesamt magnetischen Moments mit der freien Energie  $F$  ein, die gegeben ist durch

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta} \left[ \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} - \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 \right] \qquad (2.16)$$

Man kann aber auch die gleiche Berechnung durchführen, ohne den Dämpfungseffekt zu vernachlässigen. Folglich wird die Resonanzgleichung den Dämpfungsparameter enthalten.

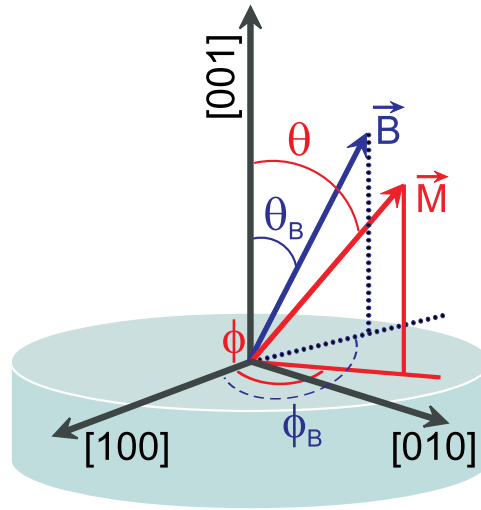
$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1 + \alpha^2}{M^2 \sin^2 \theta} \left[ \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} - \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 \right] \qquad (2.17)$$

Obwohl Gleichung 2.17 aus mathematischer Sicht richtig ist, ist sie physikalisch nicht praktisch, weil der Ursprung der verschiedenen Terme in  $F$  aufgrund der gemischten Winkelabhängigkeit unklar ist. Diese Mischung wurde von Baselgia *et al.* [35] vermieden, der die folgende Beziehung entwickelte:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1 + \alpha^2}{M^2} \left[ \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \left( \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \theta} \right) - \left( \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \phi} - \frac{\cos \theta}{\sin^2 \theta} \frac{\partial F}{\partial \phi} \right)^2 \right] \qquad (2.18)$$

Die partiellen Ableitungen sind auf die Winkel  $\theta$  und  $\phi$  festgesetzt, welche  $F$  minimieren. Es ist zu beachten, dass die Resonanzfrequenz durch die zweiten Ableitungen von  $F$  gegeben sind, und folglich ist eine Messung der *Krümmung* von  $F$  unbedingt erforderlich, oder die Stärke von  $M$ . In einer konventionellen ferromagnetischen Resonanz (FMR) Messung wird die Magnetisierung bei einer konstanten Mikrowellenfrequenz  $\omega_m$  angeregt und  $F$  wird durch Verändern eines angelegten externen Feldes modifiziert. Das Feld, welches notwendig ist, um  $F$  derart zu verändern, dass  $\omega = \omega_m$  ist, wird als Resonanzfeld  $B_{\text{res}}$  bezeichnet. Wenn die Magnetisierung entlang eines Minimums der freien Energie oder einer leichten Richtung der hinzugefügten Energie orientiert ist, dann ist die Krümmung von  $F$  vergrößert, und wenn das angelegte Feld, das notwendig ist, damit die Resonanzfrequenz der Mikrowellenfrequenz entspricht, dann ist  $B_{\text{res}}$  verkleinert. Entsprechendes gilt, wenn die Magnetisierung entlang eines Maximums der freien Energie orientiert ist, (die schwere Richtung der zusätzlichen Energie) dann ist  $B_{\text{res}}$  vergrößert. Mit anderen Worten, ein vergrößerter Wert von  $B_{\text{res}}$ , was das Resonanzfeld der leichten





**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung des Koordinatensystems zur Analyse der FMR-Daten.

Richtung betrifft, entspricht folglich einer schweren Richtung und ein verkleinerter Wert von  $B_{\text{res}}$  entspricht einer leichten Richtung. Für einen ferromagnetischen Film mit kubischer Symmetrie enthält die freie Energiedichte  $F$  die Zeemanenergie, die Entmagnetisierungsenergie, die senkrechte uniaxiale  $K_{2\perp}$  sowie die kubische  $K_4$  Anisotropieenergiedichte. Zusätzlich zu diesen Termen muss man im Fall von ultradünnen ferromagnetischen Filmen auf halbleitenden Substraten eine Anisotropie in der Ebene ( $K_{2\parallel}$ ) mit uniaxialem Charakter berücksichtigen. Mit diesen Beiträgen nimmt die phänomenologische freie Energie folgende Gestalt an:

$$\begin{aligned}
 F &= -\vec{M} \cdot \vec{B} + \left( \frac{1}{2} \mu_0 M^2 - K_{2\perp} \right) \alpha_z^2 + K_{2\parallel} \alpha_{\text{e.a.}}^2 + K_4 (\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_x^2 \alpha_z^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2) \\
 &= -MB [\sin \theta \sin \theta_B \cos(\phi - \phi_B) + \cos \theta \cos \theta_B] + \left( \frac{1}{2} \mu_0 M^2 - K_{2\perp} \right) \cos^2 \theta \\
 &+ K_{2\parallel} \sin^2 \theta \cos^2(\phi - \delta) + K_4 (\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_x^2 \alpha_z^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2) \quad (2.19)
 \end{aligned}$$

Hierbei ist  $\theta_B(\phi_B)$  der polare (azimuthale) Winkel des externen Feldes  $\vec{B}$  in Bezug auf die  $[001]([100])$ -Richtung,  $\theta(\phi)$  ist der polare (azimuthale) Winkel der Magnetisierung in Bezug auf die  $[001]([100])$ -Richtung und die  $\alpha_i$  sind die Richtungskosinus entsprechend des Koordinatensystems, das in Abbildung 2.2 dargestellt ist.

$\delta$  ist der Winkel der leichten Richtung der zweizähligen Anisotropie  $K_{2\parallel}$  in der Ebene in Bezug auf die leichte Richtung der vierzähligen Anisotropie,  $\alpha_{\text{e.a.}}$  ist der Richtungskosinus in Bezug auf die leichte Richtung *in der Ebene*. Im Fall, dass die Probe nicht als einen unendlichen Film behandelt werden kann, müssen Entmagnetisierungseffekte in der Schichtebene berücksichtigt werden.



Der Ausdruck für die freie Energiedichte für kubische Systeme in der Gleichung 2.19 gilt allgemein für alle Kristallorientierungen. Hierbei wird jeweils nur der  $K_4$ -Term betrachtet. Da dieser in den meisten Fällen den größten Beitrag zur magnetischen Anisotropie liefert, werden Beiträge höherer Ordnungen vernachlässigt. Die für diese Arbeit relevanten Ausdrücke für die freie Energiedichte  $F_{kub}$  für kubische Systeme in der Ebene sind die der (001)- und (011)-Kristallorientierung. Auf eine ausführliche Herleitung dieser Ausdrücke wird hier verzichtet (siehe näheres in [36]).

Die freie kubische Energiedichte  $F_{kub}$  im konkreten Fall für die (001)-Kristallorientierung ist durch den folgenden Ausdruck gegeben:

$$F_{kub}^{001} = K_4 \sin^2 \theta - \frac{K_4}{8} (7 + \cos 4\phi) \sin^4 \theta, \quad (2.20)$$

und für die (011)-Kristallorientierung wird sie beschrieben durch:

$$F_{kub}^{011} = \frac{K_4}{4} \left( \cos^4 \theta + \sin^4 \theta [\sin^4 \phi + \sin^2(2\phi)] + \sin^2(2\theta) \left[ \cos^2 \phi - \frac{\sin^2 \phi}{2} \right] \right) \quad (2.21)$$

Da die Magnetisierung der in dieser Arbeit untersuchten Proben auf die Probenebene beschränkt war, wird im Folgenden ausgehend von der allgemeinen Resonanzbedingung (2.18) und unter Berücksichtigung der freien Energieausdrücke (2.20) und (2.21) die Resonanzbedingung für den speziellen Fall der in-plane Geometrie wie folgt gegeben [36]:

$$\left( \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = [(B_{res\parallel} \cos \Delta\phi - M_{eff} + a - u_1)] [B_{res\parallel} \cos \Delta\phi + b - u_2] \quad (2.22)$$

mit  $\Delta\phi = \phi - \phi_B$ . Die Beziehungen für  $a$  und  $b$  sind in der Tabelle 2.1 zusammengefasst. Wenn eine uniaxiale in-plane Anisotropie vorhanden ist, dann müssen die Terme  $u_1 = \frac{2K_{2\parallel}}{M} \cos^2(\phi - \delta)$  und  $u_2 = \frac{2K_{2\parallel}}{M} \cos 2(\phi - \delta)$  hinzugefügt werden.

Man sollte beachten, dass die Gleichung 2.22 nur gültig für die sogenannten *aligned* Moden ist, und nicht für die *not aligned* Moden, für die spezielle Lösungsverfahren angewendet werden müssen. Das Auftreten von *aligned* und *not aligned* Moden ist ein kompliziertes Zusammenspiel zwischen den isotropen (Zeemanterm + effektives out-of-plane

Ebene	$a$	$b$
(001)	$\frac{K_4}{2M} (\cos 4\phi + 3)$	$\frac{2K_4}{M} \cos 4\phi$
(011)	$\frac{K_4}{M} (3 \cos^4 \phi + \cos^2 \phi - 2)$	$\frac{K_4}{M} (12 \cos^4 \phi - 11 \cos^2 \phi + 1)$

**Tabelle 2.1:** Resonanzgleichungen für einen dünnen kubischen Film für die kristallographische [001]- und [011]-Orientierung.

Anisotropiefeld( $=1/2\mu_0 M^2 - K_{2\perp}$ ) in der Ebene) und anisotropen Beiträgen (uniaxialer in-plane  $\pm$  kubischer Anisotropiebeitrag) zur freien Energiedichte. Sind die anisotropen Beiträge größer als die isotropen, kommt es zu einem Symmetriebruch der durch den Zeemanterm gebildeten Energieoberflächenkugel. Eine anschauliche Darstellung ist in der Abbildung 2.3 gegeben. Ist das externe Magnetfeld groß genug, so präzediert die Magnetisierung um dieses Feld (*aligned Mode*). In einem FMR Experiment kann für spezifische Anisotropiewerte die Resonanzbedingung ebenfalls erfüllt werden, wenn die Magnetisierung nicht parallel zu der externen Magnetfeldrichtung  $\vec{B}$  ist. Dieses verursacht ein zusätzliches Signal bei kleineren Feldern mit geringerer Intensität (*not aligned Mode*). In diesem Fall präzediert die Magnetisierung um ein effektives internes Magnetfeld  $\vec{B}_{eff}$ . Solche not aligned Resonanzmoden wurden auch in den Proben beobachtet, die im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurden, und werden später diskutiert. Um die Dispersionsrelation (Frequenz gegen Feld) für die not aligned Moden zu finden, sind numerische Berechnungen notwendig.

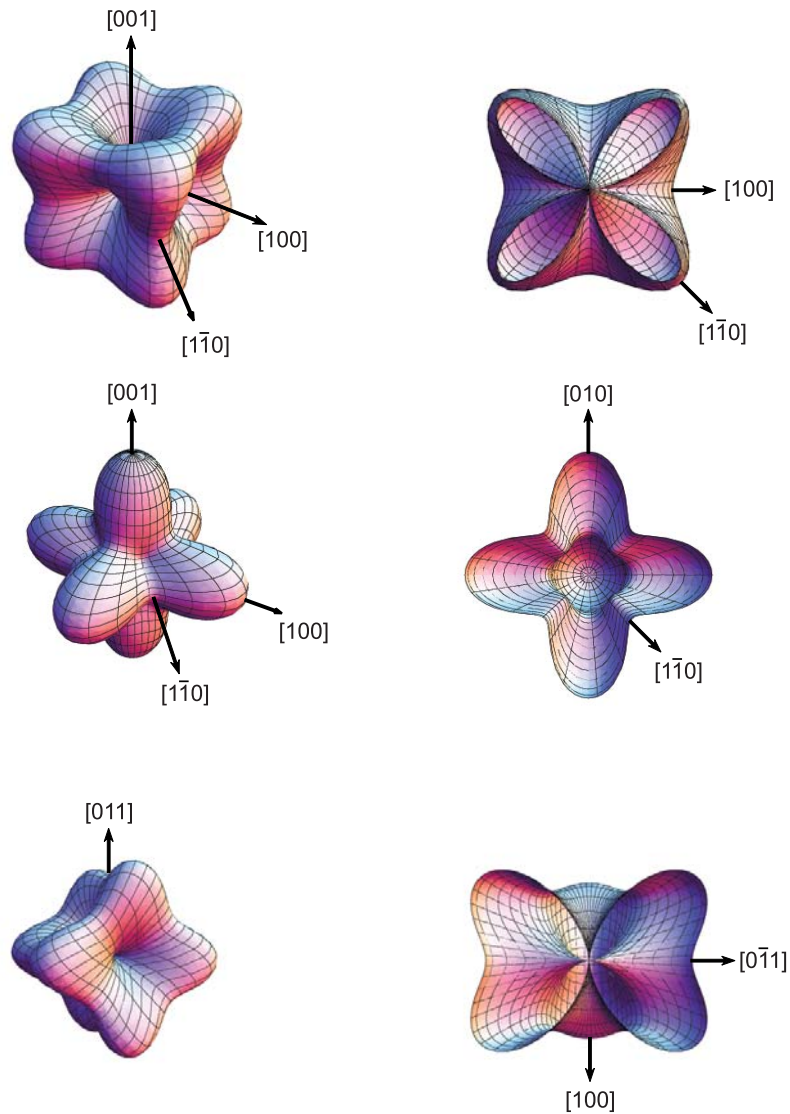
Um die Anisotropiefelder zu bestimmen, welche als der Quotient aus den Anisotropiewerten  $K_i$  und  $M$  definiert sind, muss man eine vollständige azimuthale Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder bei einer festen Frequenz durchführen und die ermittelten Datenpunkte mit der Gleichung (2.22) fitten (die Fitparameter sind die Anisotropiefelder).

Um die verschiedenen Anisotropiebeiträge in Volumen- und Oberflächen-/Grenzflächenbeiträge zu trennen, braucht man ebenfalls eine vollständige schichtdickenabhängige Messung. Die Schichtdickenabhängigkeit einer jeden Anisotropiekonstanten kann durch einen konstanten Term gefittet werden, welcher einen Volumenbeitrag ( $K_i^v$ ) und einen effektiven Oberflächen-/Grenzflächenbeitrag ( $K_i^{s,eff}$ ) repräsentiert, und welcher proportional zu  $1/d$  ist, wobei  $d$  die Schichtdicke des Films ist.

$$K_i = K_i^v + \frac{K_i^{s,eff}}{d} \quad i = 2, 4, 6 \quad (2.23)$$

### 2.3.1 Darstellung der freien Energie für die (001)- bzw. (011)-Orientierung

Für ein besseres Verständnis der Symmetrien der freien Energie eines kubischen Kristalls (siehe Gleichung (2.19)) ist eine Polarplotdarstellung sehr hilfreich. Eine solche Darstellung ist in der Abbildung 2.3 gegeben. Hier kann man anschaulich den Einfluss der Kristallanisotropie eines kubischen Kristalls wie z.B. krz Eisen auf eine kugelförmige Energieoberfläche (z.B. der Zeeman Energieanteil der FMR) sehen [37]. So ist in der oberen Tafel der Abbildung 2.3 die freie Energie für einen kubischen Kristall mit (001)-Orientierung für  $K_4 > 0$  gezeigt, während in der mittleren Tafel die freie Energie für dieselbe Orientierung allerdings für  $K_4 < 0$  dargestellt ist. Auf der rechten Seite jeweils sind die entsprechenden Schnitte der Polardiagramme gegeben,



**Abbildung 2.3:** Freie Energie für einen kubischen Kristall mit (001)-Orientierung für  $K_4 > 0$  (obere Tafel) und  $K_4 < 0$  (mittlere Tafel) und (011)-Orientierung für  $K_4 > 0$  (untere Tafel). Die rechte Seite zeigt einen Schnitt der Polarplots auf der linken Seite, für welche die [001]- und [011]-Richtung senkrecht auf der Papierebene steht. In dieser Darstellung kann die in-plane Symmetrie besser gesehen werden.

für welche die [001]-Richtung senkrecht auf der Papierebene steht. Anhand dieser Schnittflächen kann man sehr leicht erkennen, dass im Fall einer positiven Kristallanisotropie die leichte Richtung der Magnetisierung entlang der  $\langle 100 \rangle$ -Achsen liegt und die schwere Richtung entlang der  $\langle 110 \rangle$ -Achsen. Im Fall einer negativen Kristallanisotropie sieht die Situation für dieselbe Orientierung anders aus. So sind jetzt die  $\langle 100 \rangle$ -Achsen im Gegensatz zu  $K_4 > 0$  die schweren Richtungen der Magnetisierung und die leichte Richtung ist entlang der  $\langle 111 \rangle$ -Achsen orientiert.

Die untere Tafel der Abbildung 2.3 zeigt dagegen die Beziehungen für einen kubischen Kristall mit (011)-Orientierung. Hier ist die Kristallanisotropie ebenfalls positiv gewählt. Obwohl es

sich um dieselbe Energieoberfläche handelt, so liefert der Schnitt des Polardiagramms für diese Oberflächenorientierung eine ganz andere Symmetrie. So ist z.B. für die gewählte Darstellung die [100]-Achse die leichte Richtung der Magnetisierung und die  $[01\bar{1}]$ -Achse die mittelschwere Richtung. Die schwere Richtung liegt zwischen diesen Achsen entlang der  $\langle 111 \rangle$ -Achsen.

Die experimentellen Ergebnisse werden für  $K_4 > 0$  für beide Orientierungen die hier anschaulich dargestellten Symmetrien widerspiegeln.

## 2.4 Die FMR-Linienbreite

Obwohl im Rahmen dieser Arbeit nicht auf die Dynamik der ferromagnetischen Resonanz eingegangen wird und nur die statischen Zusammenhänge näher diskutiert und ausgeleuchtet werden, wird in diesem Abschnitt dennoch phänomenologisch auf die ferromagnetische Linienbreite eingegangen, um zu zeigen, welche Aussagen man aus den Resonanzlinienbreiten bzw. unter Berücksichtigung der Signalform über die magnetischen Eigenschaften und die Qualität der hergestellten Proben gewinnen kann.

Für die allgemeine Formulierung der Resonanzlinienbreite kann man nach [38] folgendes schreiben:

$$\Delta B_i = \frac{\partial B}{\partial \omega} \Delta \omega; \quad \Delta \omega = \frac{\gamma \cdot \alpha}{M} \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} + \frac{1}{\sin^2(\theta)} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \right), \quad (2.24)$$

mit Resonanzlinienbreite  $\Delta B_i$  und Frequenzbreite  $\Delta \omega$ . Man muss bei diesen Größen allerdings beachten, dass sie nur den intrinsischen Beitrag der Linienbreite berücksichtigen. So werden Einflüsse der Probendicke und der nie idealen Homogenität der untersuchten magnetischen Filme in Gleichung (2.24) nicht berücksichtigt. Für die experimentell bestimmte Linienbreite ist auch die Proben- und Resonatorgeometrie relevant.

Will man den intrinsischen Dämpfungsparameter  $\alpha$  bestimmen, so kann man die vereinfachte spezielle Formulierung der Linienbreite verwenden, unter der Berücksichtigung, dass die reale Linienbreite auch einen nichtintrinsischen Beitrag beinhaltet, der in der Regel als additiver zusätzlicher Beitrag  $\Delta B_0$  zur realen Linienbreite berücksichtigt wird [39,40]. In diesem Fall lässt sich die Resonanzlinienbreite wie folgt schreiben:

$$\Delta B = \Delta B_0 + 2\alpha \frac{\omega}{\gamma}. \quad (2.25)$$

Im Gegensatz zum zweiten Term von Gleichung (2.25) beruht der nichtintrinsische Anteil  $\Delta B_0$  auf den Auswirkungen magnetischer Inhomogenitäten. Im Falle der Spinwellenresonanz an magnetischen Schichten kann diese Linienverbreiterung durch sogenannte Zwei-Magnonen-Effekte erklärt werden. Durch diese Zwei-Magnonen-Effekte wird die Streuung der uniformen

Mode an lokalen Inhomogenitäten, meistens in der Schichtoberfläche, in zwei Spinwellen beschrieben, die mit dieser uniformen Mode entartet sind. Insbesondere für nichtmetallische Filme ist dieser Vorgang von großer Bedeutung, welcher ausführlich in [41] beschrieben wird. Für metallische magnetische dünne Schichten folgt dann, dass ab einer kritischen Schichtdicke, ab der diese sogenannte Entartung nicht mehr erscheint [42], ein Zwei-Magnonen-Streuprozess für  $\Delta B_0$  nicht mehr relevant ist und  $\Delta B_0$  durch die inhomogene Verteilung einzelner magnetischer Parameter in der Schicht gekennzeichnet ist [43]. Eine einfache Form, die einen solchen Beitrag berücksichtigt, ist in [44] gegeben. Bei großen Inhomogenitätseffekten kann eine solche Beschreibung der Linienverbreiterung recht gut zum Verständnis der Linienbreite des FMR-Experiments beitragen [45]. Eine genauere Abschätzung über den Einfluss einer magnetischen Inhomogenität auf die Resonanzlinienbreite erhält man aus der Berechnung der expliziten Kurvenform der Messgröße  $\chi''$  hinsichtlich der Änderung des entsprechenden magnetischen Parameters. Mit der weiter oben aufgeführte Gleichung (2.24) kann man unter Berücksichtigung der Resonanzbedingungen und den realen Linienbreiten zusätzliche relative Informationen über die Qualität der Proben erhalten.



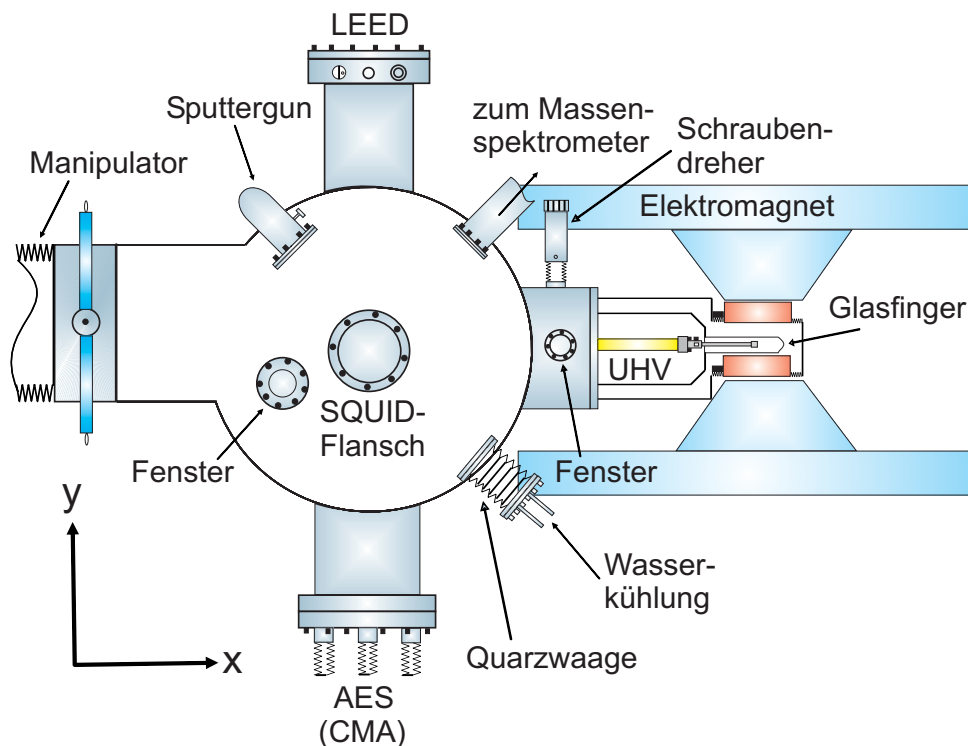
# 3 Experimentelles

*In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau, welcher für die Herstellung, Charakterisierung und Messung der verschiedenen physikalischen Eigenschaften der Proben verwendet wurde, beschrieben. Da die meisten Ergebnisse dieser Arbeit mit Hilfe der in situ FMR bestimmt worden sind, wird der Blickpunkt auf die Beschreibung der UHV-FMR Technik gerichtet, welche mit strukturellen und chemischen Charakterisierungstechniken ausgestattet ist.*

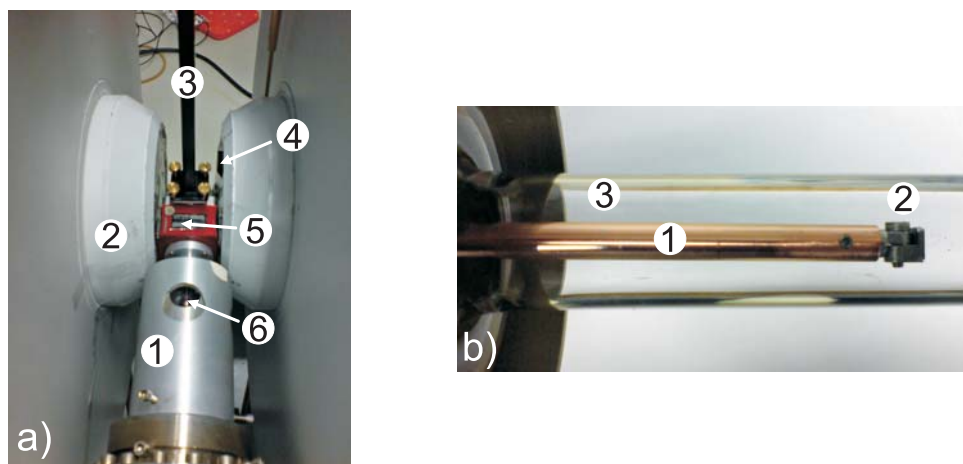
## 3.1 Die MBE (Molecular Beam Epitaxy)-UHV-Anlage

Alle in dieser Arbeit diskutierten Proben wurden mit Hilfe des Verfahrens der Molekularstrahlepitaxie (MBE: molecular beam epitaxy) präpariert. Die Systeme Eisen auf GaAs(011) und Eisensilizid auf GaAs(011) bzw. (001) wurden unter Ultrahochvakuumbedingungen (UHV) hergestellt, charakterisiert und gemessen. Das MBE System besteht aus einer einzigen UHV Kammer, die auf der Basis einer Edelhohlkugel mit einem Radius von 150 mm angefertigt worden ist (verschweißt durch die Firma VTS Schwarz [46]). Alle Hauptflansche, an die sämtliche Geräte (Pump- und Analysensysteme) installiert sind, sind auf das Zentrum dieser Hohlkugel ausgerichtet. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung einer Außenansicht der MBE Kammer zusammen mit der *in situ* FMR-Konfiguration. In Abbildung 3.2 (a) ist eine Realansicht des Teiles der FMR-Messanlage (Elektromagnet und Resonator am Glasfingerschutz) gezeigt, wie sie mit der UHV-Kammer kombiniert ist, um *in situ* FMR-Messungen durchführen zu können und (3.2) (b) zeigt den Probenhalter mit der Probe an der Spitze an der Messposition innerhalb des Glasfingers (im Inneren herrschen UHV-Bedingungen).

Die in den Abbildungen zu sehende wichtige Manipulatoreinheit mit einem integrierten He-Kryostaten für Messungen bei tiefen Temperaturen, erlaubt die Positionierung des Probenhalters mit der Probe an der Spitze zu den entsprechenden Geräten. Der Manipulator kann in der Horizontalen sowohl entlang der horizontalen x-Achse von 0 - 600 mm verfahren als auch um diese Achse herum 360° gedreht werden, und erlaubt darüberhinaus eine Positionierung in der y-z-Ebene um jeweils 0 - 50 mm. Der lange horizontale Weg ist insbesondere dazu da, den Probenhalter mit der Probe bis in den Glasfinger bei einer Position von etwa 580 mm zu bewegen, um dort FMR Messungen durchführen zu können. Dabei wird an den Glasfingerschutz der entsprechend für die *in situ* FMR Messung benötigte Resonator angebracht, dieser mit dem Schutz



**Abbildung 3.1:** Eine schematische Darstellung der UHV-Kammer mit *in situ* FMR-Konfiguration.



**Abbildung 3.2:** (a) Aufbau der *in situ* FMR-Anlage. 1: Glasfingerschutz, 2: Elektromagnet, 3: Mikrowellenleiter (verbindet Mikrowellenbrücke mit Resonator), 4: Hall-Sonde, 5: Resonator, 6: Probenhalter im Glasfinger. (b) Probenhalter mit Probe im Glasfinger an der Messposition. 1: Probenhalterarm, 2: rotierbarer Probenkopf, 3: Glasfinger (im Inneren UHV).

anschließend an die Kammer befestigt, so dass dann der Elektromagnet mit Feldern bis zu 1,5 T um den Resonator gefahren werden kann. Der Manipulator wird über zwei Schrittmotoren gesteuert. Die für das genaue Ansteuern einzelner Positionen in der Kammer benötigte Software wurde von F. Römer erstellt. Eine detaillierte Information darüber kann in [47] gefunden werden.



Das Pumpsystem besteht aus einer Turbomolekularpumpe (TMP) mit vorgeschalteter Drehschieberpumpe. Parallel zu diesen ist eine Ionengetterpumpe (IGP) angeschlossen, in deren Kühlfalle eine Titansublimationspumpe installiert ist. Mit dieser Kombination wird in der Kammer ein Basisdruck von  $1 \times 10^{-10}$  mbar erreicht. Mit Hilfe eines direkt an der Hohlkugel angebrachten Ionisationsmanometers wird der Druck bestimmt. Um eine Restgasanalyse durchführen zu können, kann ebenfalls direkt an die Kammer ein Quadrupol-Massenspektrometer angebracht werden.

Für das Aufdampfen der ultradünnen Schichten werden zwei Einfachverdampfer der Firma Oxford Scientific<sup>TM</sup> OS-Vap verwendet. Einer der Einfachverdampfer war während der gesamten Zeit der Arbeit mit Eisen bestückt gewesen. Das Eisen wurde aus einem Bornitrid-Tiegel, welcher sich in einem Molybdän-Tiegel befand, verdampft. Zu Beginn der Arbeit war der zweite Einfachverdampfer mit Silber bestückt, welcher direkt aus einem Molybdän-Tiegel verdampft werden konnte. Zur Herstellung von Eisensilizid-Proben wurde im Verlaufe der Arbeit Silber aus dem Verdampfer entnommen, dieser dann durch Silizium ausgetauscht. Das Silizium wurde während dieser Arbeit zum ersten Mal in dieser Kammer installiert und von einem Siliziumstab mit einer Länge von 50 mm und einem Querschnittsdurchmesser von 5 mm problemlos verdampft. Es ist wichtig zu erwähnen, dass beide Einfachverdampfer in der Kammer so angeordnet sind, dass das Verdampfen der Elemente senkrecht von unten nach oben abläuft. Der Grund, warum Silizium nicht aus einem Tiegel, sondern vom Stab verdampft wird ist der, dass Silizium ein sehr reaktives chemisches Element ist. Mit der Verwendung des Stabes ist gewährleistet, dass Silizium keinerlei Verbindungen eingehen und folglich reines Siliziummaterial verdampft werden kann. Darüberhinaus ist es sehr wichtig, die Oberfläche des Stabes langsam hochzuheizen und stets im thermischen Gleichgewicht zu bleiben bis sich an der Spitze eine Schmelze bildet, welche aufgrund der Oberflächenspannung zu einem Tropfen kollabiert, aus dem letztendlich verdampft wird. Ein weiterer Vorteil dieses Stabes ist, dass aufgrund der großen Verdampfungsoberfläche eine erhöhte Verdampfungsrate an der Probe erreicht werden kann. Außerdem gewährleistet der dicke Stab hohe thermische Leitfähigkeit, so dass sich wegen des großen Temperaturgradienten nur an der äußersten Spitze des Stabes eine stabile Schmelze bilden kann. Das gleichmäßige Aufdampfen der Elemente wird mit Hilfe einer Quarzwaage und durch die Messung des Ionenflusses am Verdampfer kontrolliert. Die Quarzwaage hat den gleichen Abstand zum Verdampfer wie die Probe selbst, dadurch wird der Toolingfaktor, durch den die räumliche Abweichung zwischen Substrat und Schwingquarz bzw. das Verhältnis der Schichtdicke auf dem Substrat zur Schichtdicke auf dem Schwingquarz berücksichtigt wird, nahezu 1. Aufgrund der Geometrie (Abstand zwischen Probe bzw. Schwingquarz zu den Verdampfern) innerhalb der Kammer, wurde für beide Verdampfer der gleiche Toolingfaktor genommen.

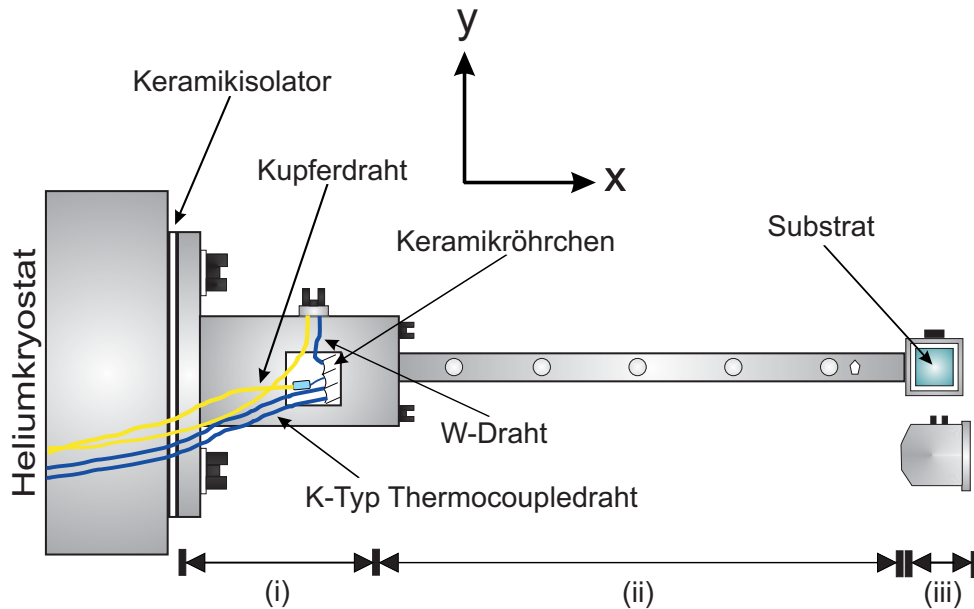
Das Reinigen von Substraten oder Entfernen von bereits aufgedampften Schichten ge-

schießt mit Hilfe einer Sputtergun, wobei Argonionen  $\text{Ar}^+$  mit Beschleunigungsspannungen zwischen 0,5 kV und 5 kV auf das Substrat bzw. die Probe beschleunigt werden können. Zum Aufklären und Untersuchen der strukturellen Qualität der aufgewachsenen Filme wird niederenergetische Elektronenbeugung (LEED) herangezogen. Mit Hilfe des LEED-Systems kann man auch IV-LEED zur Bestimmung des vertikalen Gitterabstandsparameters durchführen. Gegenüber vom LEED ist der Augerelektronen-Spektrometer (AES), mit dem eine chemische Analyse hinsichtlich der Zusammensetzung der Proben und Substrate durchgeführt werden kann, an die Kammer angeflanscht. In den folgenden Abschnitten wird auf den physikalischen Ursprung der hier erwähnten Charakterisierungstechniken (LEED, AES) eingegangen und der Probenhalter vorgestellt.

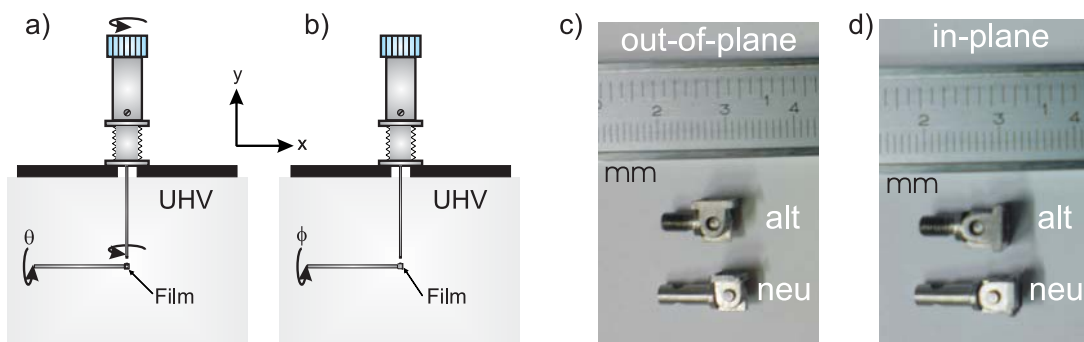
#### 3.1.1 Der Probenhalter

Der in dieser Arbeit verwendete Probenhalter ist eine leicht modifizierte Version desjenigen, der während der Doktorarbeit von Kh. Zakeri verwendet wurde. Die Substrate werden außerhalb der UHV-Kammer mit Silberleitkleber am Probenhalter befestigt und anschließend in die Kammer eingeschleust. Der Probenhalter ist aus drei verschiedenen Teilen mit unterschiedlichen Funktionalitäten zusammengesetzt. Der erste Teil ist ein Stabilisator, der aus sauerstofffreiem Kupfer hergestellt worden ist, und ein Verbindungsglied, um den eigentlichen Probenhalter über einen dünnen Keramikisolator an den Flüssig-He-Kryostaten zu verbinden. Der zweite Teil besteht aus dem Probenhalterarm, der ebenfalls aus sauerstofffreiem Kupfer besteht und in dem sowohl die Heizungsdrähte (aus Wolfram mit 0,25 mm) als auch die Thermocoupledrähte (Ni-NiCr-Thermoelement) durchgeführt werden. Zur Vermeidung von elektrischen Kontakten mit dem Probenhalter befinden sich die Drähte in Keramikröhrchen. Die Heizungsdrähte besitzen eine Kapazität, das Substrat bis über 700 °C hochzuheizen. Die Temperaturmessung geschieht über das Thermoelement, das zwischen zwei Madenschrauben etwa in einem Abstand von 1 cm vom Substrat befestigt wird. Aufgrund dieser Entfernung wurde eine Eichmessung durchgeführt, um die Temperatur an der Befestigungsstelle mit der tatsächlichen Temperatur an dem Substrat zu bestimmen. Dazu wurde ein zweites Thermoelement direkt an die Stelle angebracht, an der sich gewöhnlich die Probe befindet. Diese Vergleichsmessung ergab eine von der Temperatur unabhängige Abweichung von etwa 10 %. Der Probenhalterarm wurde so konzipiert, dass der Kopf genau in der Mitte des Resonators positioniert werden kann. Der dritte Teil des Probenhalters ist dessen Kopf, der aus Molybdän besteht und um 90° rotiert werden kann. Diese Rotation ermöglicht erst die vollständige Durchführung von in- und out-of-plane FMR-Winkelanhängigkeitsmessungen.

Die oben schon erwähnte Modifikation beruht vor allem auf dem Probenhalterkopf. Zum Einen wurde das Molybdänmaterial des Kopfes soweit wie die Mechanik es erlaubt reduziert und der Teller, in dem sich das Substrat befindet, entsprechend verkleinert. Eine weitere Modifi-



**Abbildung 3.3:** Eine schematische Darstellung des verwendeten Probenhalters. Die Numerierungen kennzeichnen die drei verschiedenen Bereiche des Probenhalters (siehe Text).



**Abbildung 3.4:** Eine schematische Zeichnung des Rotationsmechanismus zur Änderung der Probenstellung von out-of-plane (a) nach in-plane Konfiguration (b). Alter und neu entworfener Probenhalterkopf in der out-of-plane (c) und in-plane Konfiguration (d).

kation betrifft das Verbindungselement, das ebenfalls aus Molybdän besteht und den drehbaren Teller mit dem Probenhalterarm verbindet. Zuvor wurde das Verbindungsstück mit dem Teller in den Probenhalterarm gedreht. Dies führte allerdings immer dann zu Problemen, wenn man für die Drehung des Tellers den Manipulationsschraubendreher verwendet hat, wodurch sich das Verbindungsstück lockerte. Für die darauffolgenden Operationen in der Kammer, das heißt hin- und herfahren und rotieren des Probenhalters, musste man den Winkel für die entsprechenden Gerätepositionen neu kalibrieren. Dieses Problem wurde gelöst, indem ein Probenhalter ohne Gewinde für das Verbindungsstück konzipiert wurde. Bei dem neuen Probenhalter wird jetzt das Verbindungsstück in den Probenhalter gesteckt und mit zwei Madenschrauben daran befestigt. Wie bereits oben erwähnt, dienen diese Madenschrauben auch dazu, die Spitze des

Thermoelements zu befestigen. Eine schematische Darstellung des Probenhalters ist in Abbildung 3.3 gegeben. Der Probenhalterkopf kann von außen mit Hilfe eines in die UHV-Anlage installierten Schraubendrehers manipuliert werden. Ein schematisches Bild dieses Mechanismus ist in Abbildung 3.4 (a) bzw. (b) gezeigt. Die Bilder in (c) und (d) zeigen zum Vergleich den zu der Zeit von Kh. Zakeri verwendeten alten Probenhalterkopf und den im Rahmen dieser Arbeit neu entworfenen Probenhalterkopf zusammen mit dem Verbindungselement in der out-of-plane und in-plane Stellung.

### 3.1.2 Niederenergetische Elektronenbeugung (LEED)

In den folgende beiden Unterabschnitten wird die für die Charakterisierung von Kristallstrukturen häufig verwendete Methode der Beugung von niederenergetischen Elektronen (LEED: *low energy electron diffraction*) behandelt.

#### LEED

Niederenergetische Elektronenbeugung wird hauptsächlich verwendet, um die laterale Struktur von dünnen Filmen und Oberflächen zu bestimmen. Die vertikale Position der Oberflächentome, d.h. der vertikale Gitterabstandsparameter, kann mit Hilfe von sogenannten IV-Kurven gemessen werden, wie z.B. durch die Intensitätsänderung der Beugungssspots als eine Funktion der primären kinetischen Energie der Elektronen. Die Elektronen werden mit einer bestimmten, möglichst monochromatischen Energie aus einer wohldefinierten Richtung auf die Probe gesandt. Ihre *de Broglie*-Wellenlänge muss von der gleichen Größenordnung wie die Gitterperiode an der Kristalloberfläche sein. Wenn man eine Periodizität von 0,1 nm annimmt, so ergibt sich

$$0,1 \text{ nm} = \lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_e E}} \quad (3.1)$$

Daraus folgt für die Energie

$$E = \frac{h^2}{2m_e \lambda^2} = \frac{(6,6 \cdot 10^{-34})^2}{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-20}} \approx 100 \text{ eV} \quad (3.2)$$

Ein auf eine Probenoberfläche einfallender Elektronenstrahl der kinetischen Energie  $E$  wird von dieser elastisch gestreut. Das beobachtete Beugungsbild ist eine direkte Abbildung des reziproken Kristallgitters, die durch die folgende Streubedingung, auch bekannt als die Bragg-Bedingung [48,49], gegeben ist:

$$\vec{k} - \vec{k}_0 = \vec{G}_{hkl}, \quad (3.3)$$

wo  $\vec{k}$  der gestreute Wellenvektor ist,  $\vec{k}_0$  der einfallende Wellenvektor ist und  $\vec{G}_{hkl}$  repräsentiert den reziproken Gittervektor. Hierbei sind  $h, k, l$  die sogenannten Millerindizes, welche nicht notwendigerweise mit den Indizes der realen Kristallebenen übereinzustimmen haben.

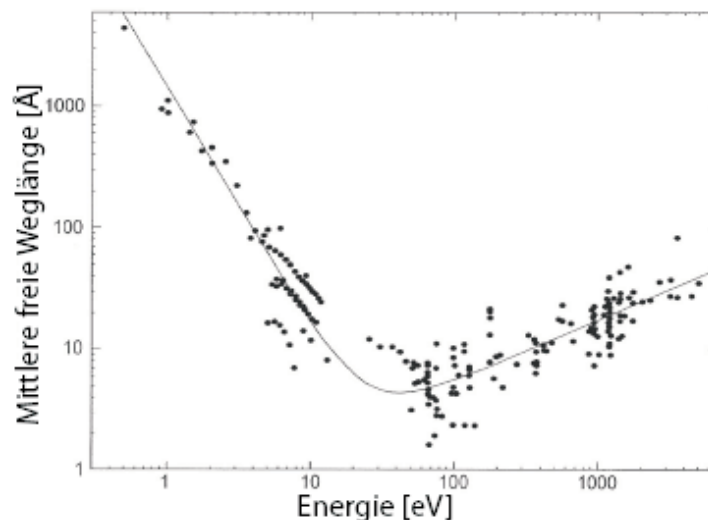
Da es sich um einen elastischen Streuprozess handelt, so kann man folgendes schreiben

$$|\vec{k}| = |\vec{k}_0|, \quad (3.4)$$

was bedeutet, dass sowohl Energie als auch Impuls erhalten bleiben. Wenn man Elektronen verwendet, um Beugungsexperimente durchzuführen, so sollte man ihre Eindringtiefe in einem Festkörper berücksichtigen. Im Fall der niederenergetischen Elektronen erfolgt die Beugung in einem Bereich einiger weniger Atomlagen, so wie in der Abbildung 3.5 zu erkennen ist. Eine Auswertung der experimentellen Daten zeigt, dass das Universalverhalten der mittleren freien Weglänge, was inelastische Streuung von Elektronen betrifft, unabhängig vom Materialtyp ist. Abbildung 3.5 zeigt auch, dass niederenergetische Elektronen gewisse Oberflächenempfindlichkeiten besitzen. Infolgedessen resultiert das Beugungsbild hauptsächlich aus der zweidimensionalen (2D) Periodizität der Oberfläche. In diesem Fall kann Gleichung 3.3 auch in der folgenden Form geschrieben werden:

$$\vec{k}^{\parallel} - \vec{k}_0^{\parallel} = \vec{G}_{hk} \quad (3.5)$$

Das bedeutet, dass der gestreute Wellenvektor ( $\vec{k}^{\parallel} - \vec{k}_0^{\parallel}$ ) mit dem reziproken Gittervektor  $\vec{G}_{hk}$  (beide liegen in der Schichtebene) übereinstimmen muss, um LEED-Spots zu bekommen. Im Gegensatz zu dem parallel gestreuten Wellenvektor bleibt der Impuls bei dem Wellenvektor



**Abbildung 3.5:** Experimentell ermittelte mittlere freie Weglänge der Elektronen in Abhängigkeit von der Energie. Wechselwirkung mit Materie findet im Wesentlichen bei einer Energie von etwa 50 eV statt. Die durchgezogene Linie ist ein quadratischer Fit aller Punkte im Graphen. Der Graph wurde aus [50] entnommen.

senkrecht zur Oberfläche nicht erhalten. Die fehlende Periodizität in Richtung der Filmnormalen kann formal als eine unendliche Periodizitätslänge  $c \rightarrow \infty$  betrachtet werden, welche im reziproken Raum zu  $c^* \rightarrow 0$  führt. Die reziproken Gitterpunkte sind entlang der Normalenrichtung unendlich nah aneinander angeordnet, welche an den Stellen der zweidimensionalen reziproken Gitterpunkte sogenannte *Gitterstangen* bilden. Diese Situation kann graphisch visualisiert werden (siehe Abbildung 3.6 (a)). Zusätzlich zu den gezeigten Gitterstangen gibt es auch welche, die entlang der  $k_y$ -Richtung orientiert sind. Wie in Abbildung 3.6 dargestellt, kann mit Hilfe der einfachen Ewald-Konstruktion die Richtung des gestreuten Wellenvektors bestimmt werden. Dazu wird zunächst der einfallende Wellenvektor  $\vec{k}_0$  in das reziproke Gitter so eingezeichnet, dass die Spitze des Wellenvektors an einem reziproken Gitterpunkt endet. Dann wird eine Kugel mit dem Radius  $k = 2\pi/\lambda$  gezeichnet, deren Mittelpunkt der Ursprung von  $\vec{k}_0$  ist. Nun entsprechen alle Schnittpunkte der Kugel mit den reziproken Gitterpunkten den gestreuten Wellenvektoren, welche vom Mittelpunkt der Kugel ausgehen. Entlang dieser Richtungen von  $\vec{k}$  erscheinen Beugungspunkte auf dem LEED-Bildschirm, wie z.B. am (0,3)-Reflex in Abbildung 3.6 dargestellt ist. Ein Beugungsbild entsteht nur aus einem Gebiet des Elektronenstrahlpunktes, welcher innerhalb der Übertragungslänge des Elektronenstrahls (entspricht der Kohärenzlänge) typischerweise von der Größenordnung von 100 Å ist. Obwohl die Eindringtiefe der Elektronen in einem Festkörper gering ist, "sehen" die Elektronen nur geringfügig die vertikale Periodizität. Dies führt zu periodischen Schwellungen der vertikalen Gitterstangen entlang der z-Richtung, wie in Abbildung 3.6 (b) angedeutet, und ist eine weitere Einschränkung für mögliche Beugungspunkte. Das erklärt die experimentell beobachteten Intensitätsveränderungen der LEED-Punkte in Folge der Änderung der Elektronenenergie und ermöglicht die Untersuchung des vertikalen Gitterabstandsparameters.

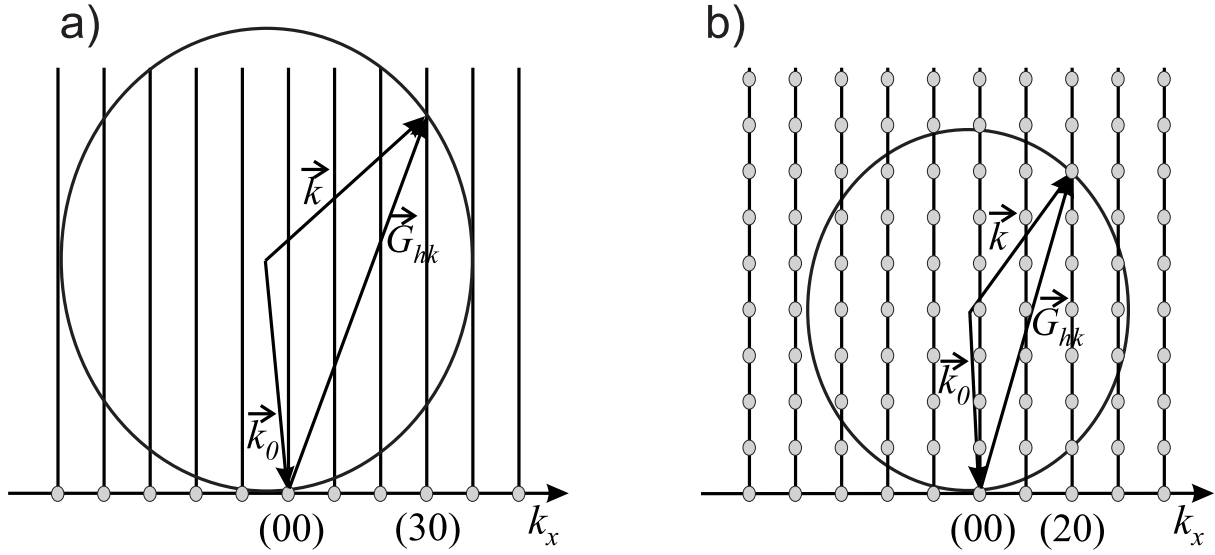
#### IV-LEED

Eine andere Art, die Streubedingung (Gleichung 3.3) zu schreiben, ist die folgende sogenannte Bragg-Gleichung [48]

$$2d_{hkl} \sin(\theta) = n\lambda, \quad (3.6)$$

wobei  $d_{hkl}$  der Gitterabstandsparameter ist,  $\theta$  der Winkel der einfallenden Welle,  $n$  die Ordnung der Bragg-Reflexe und  $\lambda$  ist die Wellenlänge der einfallenden Welle. Diese Situation ist in der Abbildung 3.7 wiedergegeben. In einem einfachen IV-LEED Experiment wird die Intensitätsänderung des (0,0)-LEED-Punktes als eine Funktion der primären Elektronenenergie analysiert. Die Probenanordnung hierbei ist  $90^\circ - \theta \approx 3^\circ$  zum gewöhnlichen senkrechten Einfall, um den (0,0)-Punkt aufzudecken, welcher bei Durchführung eines normalen LEED-Experiments durch die Elektronenkanone des LEED abgedeckt ist. Der Grund für die Messung am (0,0)-Punkt ist die, dass dieser über einen großen Energiebereich beobachtet werden kann. In einer einfachen



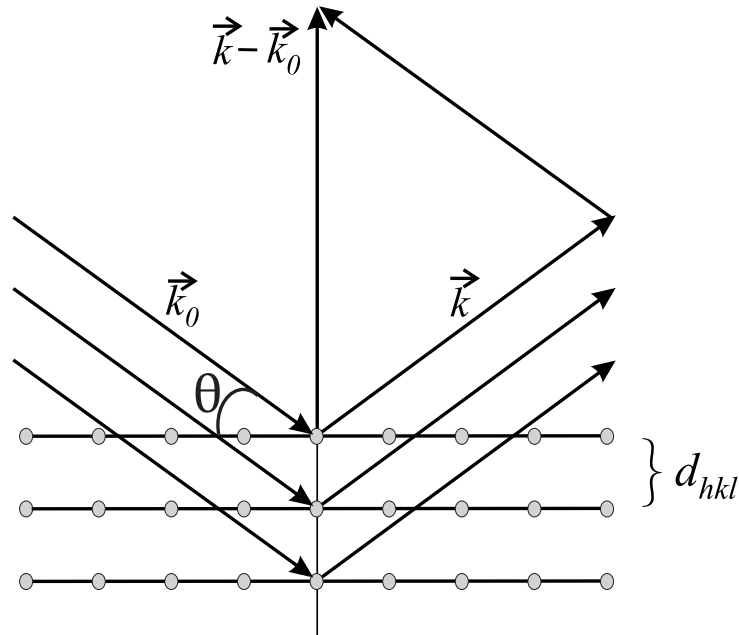


**Abbildung 3.6:** (a) Ewald-Konstruktion für Beugung an einem 2D Oberflächengitter entlang der  $k_x$ -Richtung. (b) Ewald-Konstruktion für Beugung an einer 2D Oberfläche mit zusätzlicher Gitterperiodizität in  $z$ -Richtung.

Näherung kann man sagen, dass die Intensität des gebeugten  $(0,0)$ -Punktes am hellsten ist, wenn die Bragg-Bedingung erfüllt ist. Somit erhält man folgende Beziehung:

$$E = \frac{h^2}{8m_e d^2 \sin^2(\theta)} n^2 + V, \quad (3.7)$$

wobei  $h$  die Planck-Konstante ist,  $d = d_{001}$  der vertikale Gitterabstandsparameter entlang der  $z$ -Richtung,  $\theta$  der Einfallswinkel (wie in Abbildung 3.7 angedeutet),  $m_e$  die Masse des Elektrons,  $e$  die Elementarladung des Elektrons,  $n$  die Ordnung der Beugungspeaks und schließlich spiegelt  $V$  das innere Potenzial der Probe wieder. Im Experiment wird die Peak-Energie gegen das Quadrat der Beugungsordnung  $n^2$  aufgetragen. Die Steigung des Linearfits kann dann dazu verwendet werden, um den vertikalen Gitterabstandsparameter entsprechend der Gleichung 3.7 zu berechnen. Der niedrigste Bragg-Ordnungspeak, der ermittelt wird, ist von der Ordnung  $n = 4$  und liegt zwischen einer Elektronenenergie von 150 eV und 200 eV, da für hochenergetische Elektronen der Einfluss des inneren Potenzials vernachlässigbar ist. Durch dieses erhält das Elektron im Festkörper zusätzliche kinetische Energie und hat daher effektiv eine kleinere Wellenlänge  $\lambda_{Kristall} = \sqrt{1,5/(V_{Vak} - V)}$  verglichen mit derjenigen im Vakuum ( $\lambda_{Vak} = \sqrt{1,5/V_{Vak}}$ ). Das innere Potenzial ist auch dafür verantwortlich, dass der Brechungsindex an der Oberfläche  $n = \lambda_{Vak}/\lambda_{Kristall} \neq 1$  ist und somit die Elektronen zum Teil reflektiert werden. Ihre Bandstruktur kommt der eines freien Elektrons nahe. Neben den deutlich erkennbaren Bragg-Peaks sieht man in einem typischen IV-Spektrum zusätzliche Intensitätsmaxima bei kleinen Elektronenenergien ( $< 150$  eV). Die IV-Spektren können aber auch unter Verwendung von volldynamischen Rechnercodes [51] ermittelt werden, um z.B. Temperatureffekte auf



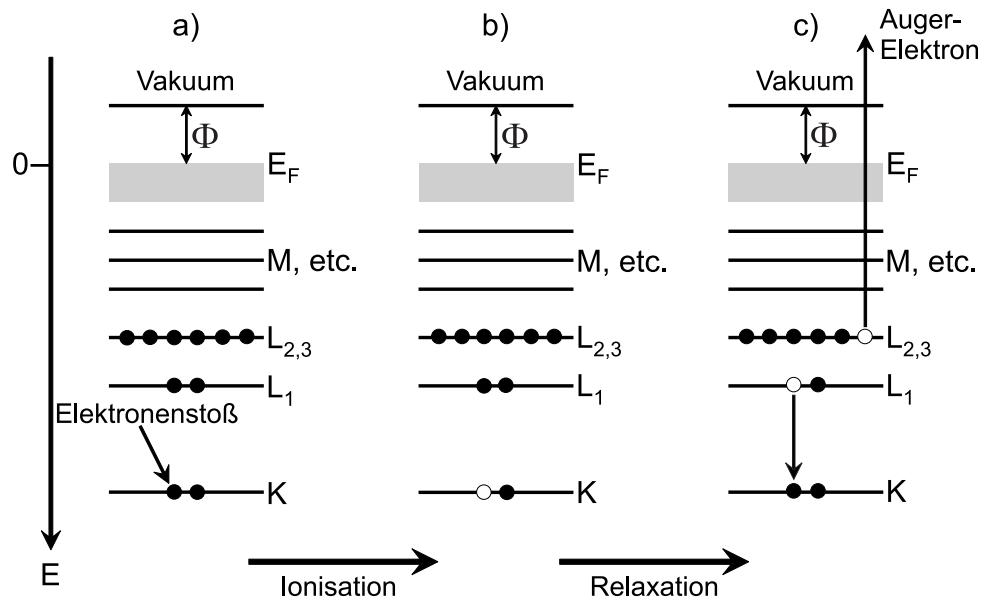
**Abbildung 3.7:** Bragg-Reflexion: Eine einfallende Welle mit dem Wellenvektor  $\vec{k}_0$  wird entlang der atomaren Ebenen eines Einkristalls reflektiert, welcher einen Gitterabstand  $d_{hkl}$  zwischen den Ebenen besitzt, mit einem Streuvektor  $\vec{k}$ .

die Form der Kurven in Bezug auf die Berechnung von Gitterabständen zwischen individuellen Oberflächenlagen oder sogar individuellen Atompositionen einzuschließen. Wie auch immer, die oben dargestellte Methode gibt aus den energetischen Positionen der Bragg-Peaks lediglich einen gemittelten Wert für den vertikalen Gitterabstandsparameter der Oberflächenlagen wieder. Diese Technik besitzt eine relativ gute Genauigkeit, die bei etwa zwischen 1-2 % liegt, und im Gegensatz zu Röntgenbeugungsmethoden ist sie empfindlich für Untersuchungen von Oberflächen, da die Eindringtiefe der Primärelektronen nur wenige Monolagen beträgt.

### 3.1.3 Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES)

Um die chemische Zusammensetzung bzw. Reinheit des für das Aufdampfen vorbereitete Substrat und des aufgedampften Filmes zu bestimmen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Staib Instruments<sup>TM</sup> DESA 100 Augerspektrometer verwendet. Von daher ist die Auger Elektronen Spektroskopie (AES) eine oberflächenempfindliche Spektroskopietechnik. Die grundlegenden Prozesse und Funktionsweise werden im Folgenden erläutert. Für einen besseren Überblick, sollte sich der Leser die Referenz [52] näher betrachten. Bei einem gewöhnlichen Anregungsprozess (siehe Abbildung 3.8 (a), (b)) kommt es zu einer Ionisation eines atomaren Kernzustandes, welcher von einer Relaxation bzw. eines Übergangs eines äußeren Elektrons, das das Loch im Kernzustand füllt, gefolgt wird. Die Energiedifferenz dieses Übergangs erzeugt entweder ein Röntgenphoton (Röntgenfluoreszenz) oder wird an ein anderes Elektron (Auger Elektron)





**Abbildung 3.8:** (a) Ein hochenergetisches Elektron trifft auf ein Atom und (b) ionisiert einen Kernzustand. (c) Ein Elektron aus einem energetisch höheren Zustand füllt das entstandene Loch. Die dabei frei werdende Energie wird an ein anderes Elektron aus einem höheren Zustand übertragen, welches dann das Atom verlässt.

eines höher gelegenen Zustandes übertragen, welches die Probe mit einer definierten kinetischen Energie (siehe Abbildung 3.8 (c)) verlässt. Das Auger Elektron muss bei diesem Prozess die materialabhängige Austrittsarbeit  $\Phi$  überwinden. Diese Energie kann mit der Kenntnis der Bindungsenergien der drei am Prozess beteiligten Zustände, wobei ein Korrekturterm für die Austrittsarfunktion und die Elektronenwellenfunktion der Relaxation berücksichtigt werden müssen. Beachtet man die bei den Übergängen beteiligten Energiezustände, so handelt es sich bei dem hier dargestellten Augerprozess um  $KL_1L_{III}$ . Es wurde in einer Reihe von Experimenten gezeigt, dass die mittlere freie Weglänge eines Elektrons mit kinetischen Energien, die von 0 bis 3000 eV reichen, innerhalb eines Bereiches von 5 bis 30 Å liegt (wie bereits in Abbildung 3.5 gezeigt). Die Austrittswahrscheinlichkeit von Auger Elektronen nimmt mit zunehmender Schichtdicke exponentiell ab und erklärt die hohe Oberflächenempfindlichkeit von AES.

Um elektronische Kernzustände anregen zu können, benötigt man eine primäre Elektronenstrahlenergie von 3 keV, welche wesentlich größer ist als die Bindungsenergie der beteiligten Zustände. Das bedeutet, dass nicht nur die Primärenergie zu Anregungsprozessen führen, sondern auch rückgestreute Primärelektronen können dazu beitragen, dass Auger Elektronen erzeugt werden. Man erhält ein Maximum der Ausbeute an Auger Elektronen, wenn die Anregungsenergie 3 bis 5 mal größer ist als die Energie der Kernzustände.

Um die Energien der Auger Elektronen zu analysieren, benötigt man einen sogenannten Zylinderanalysator (CMA: *cylindrical mirror analyzer*) mit koaxialer Elektronenkanone, des-

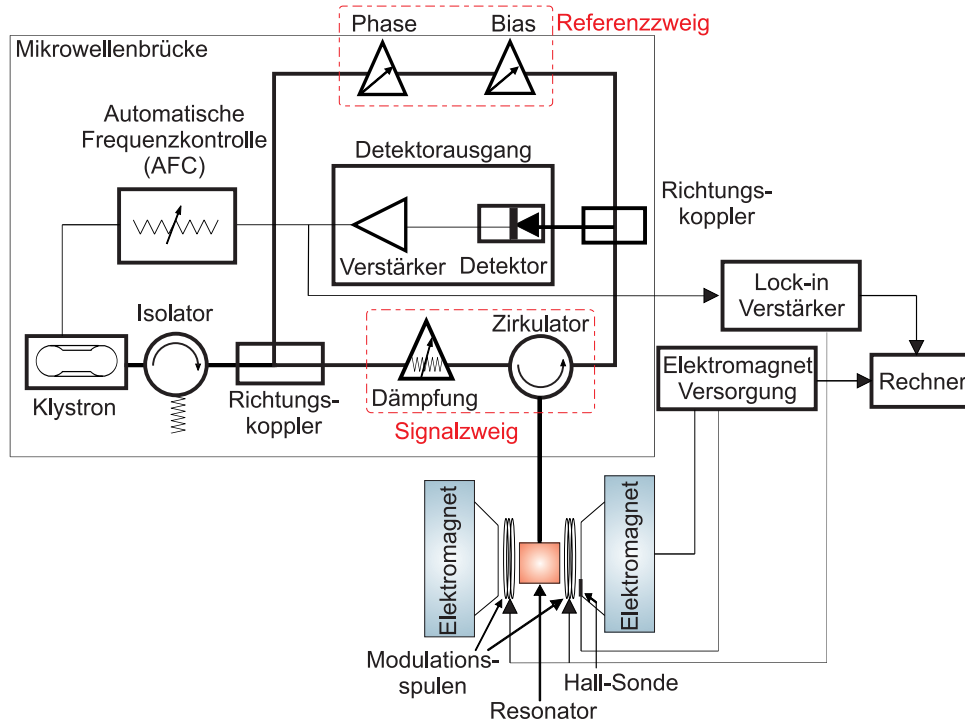
sen Arbeitsweise z.B. in [53] erklärt ist. Der Elektronenstrahl ist zu einem kleinen Punkt mit einem Durchmesser von  $d \approx 1$  mm fokussiert und trifft auf die Probe bei senkrechtem Einfall auf. Die aus der angeregten Oberfläche austretenden Elektronen treten durch eine Apertur in den Analysator ein. Legt man eine passende Spannung zwischen dem inneren und äußeren Zylinder der CMA an, so werden Elektronen mit geeigneter Energie derart abgelenkt, dass sie durch eine Reihe von Aperturen passieren können, um letztendlich einen Elektronenvervielfältiger zu treffen. Das verstärkte Signal wird an einen Rechner geschickt und als Funktion der Passierenergie  $E$  gespeichert.

Inelastisch gestreute Elektronen dominieren die Verteilung der Säkundärelektronenenergie  $N(E)$ . Die Augerpeaks tragen nur zu einem Faktor von  $10^{-4}$  zu  $10^{-3}$  bei. Von daher ist es gebräuchlich, das Ableitungssignal  $dN/dE$  zu berechnen, welches die Augerpeaks eindeutig identifizieren kann. Die Peak-zu-Peak Signalstärke wird als relative Messmethode der untersuchten Elementkonzentration verwendet. Um die Augerübergangsenergien zu identifizieren, benötigt man den negativen Peakwert im Ableitungsspektrum. Da drei Energiezustände am Augerprozess beteiligt sind, ist Lithium das erste Element im Periodensystem der Elemente, das detektiert werden kann. Für größere Atomzahlen nimmt die Wahrscheinlichkeit eines Augerprozesses ab und es wird vielmehr die Relaxation der elektronischen Kernzustände über Photoemission beobachtet.

Im Experiment wird ein auf etwa 1 mm Durchmesser fokussierter Elektronenstrahl auf die Probe gerichtet. Die Energie dieser Elektronen kann in einem Bereich von 0 keV und 7 keV variiert werden. Um eine Kohlenstoffansammlung (aus Zersetzungsprodukten der Restgase), die sich auch auf der Probe ablagern, zu vermeiden, ist es sinnvoll einen Probenstrom möglichst in einem Bereich von wenigen nA einzustellen. Diese Einstellung ist allerdings auch nur im sogenannten *pulse counting Modus* durchführbar. Im Rahmen dieser Arbeit wurden AES Spektren neben diesem Modus auch im *Lock-In Modus* aufgenommen. Der Nachteil beim letztgenannten ist, dass der hier vorgeschriebene Probenstrom bei etwa  $5 \mu\text{A}$  liegt, was zu unerwünschten Verunreinigungen auf der Oberfläche der Proben führen kann.

## 3.2 *In situ* Ferromagnetische Resonanz

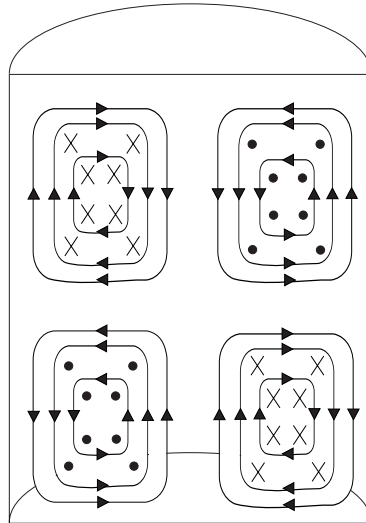
Die ferromagnetische Resonanz (FMR)-Technik ist eine der etabliertesten Techniken, um die magnetischen Anisotropie, den g-Faktor und Relaxationsmechanismen zu untersuchen [31,38,54]. In einem konventionellen FMR-Experiment ist ein magnetisches System einer sinusförmigen elektromagnetischen Strahlung einer unveränderlichen Frequenz typischerweise im Gigahertzbereich ausgesetzt. Wie schon im Abschnitt 2.3 gezeigt, wird die Resonanzfrequenz durch das effektive Feld, welches sowohl aus dem externen Feld als auch den internen Feldern (Anisotropiefelder) zusammengesetzt ist, beschrieben. Infolgedessen kann das magne-



**Abbildung 3.9:** Blockdiagramm des verwendeten FMR-Spektrometers.

tische System durch die Resonanzbedingung gefahren werden, indem ein statisches externes Magnetfeld durchgeföhren wird. Das Resonanzfeld befindet sich bei maximaler Absorption, wenn die Absorption der Mikrowellenstrahlung durch die Probe gemessen wird. Das gemessene FMR-Signal ist proportional zu der Feldableitung des imaginären Teils der Suszeptibilität ( $d\chi''/B$ ). Mit anderen Worten, die FMR-Technik basiert auf die Messung von Mikrowellenverlusten in einer magnetischer Probe als Funktion des externen DC-Magnetfeldes.

Das Blockdiagramm des in dieser Arbeit verwendeten FMR-Spektrometers ist in der Abbildung 3.9 gegeben. Das System besteht aus insgesamt drei Hauptkomponenten, wie das Blockdiagramm veranschaulicht. 1. Die Mikrowellenbrücke, 2. Der Magnet mit dem Resonator und den Modulationsspulen sowie 3. Feldsteuerung, Lock-In Verstärker und die Einheit zur Kontrolle der Mikrowellenbrücke. In der Brücke befindet sich eine Mikrowellenquelle. Diese Quelle erzeugt mit Hilfe eines Klystrons Mikrowellen, wobei das Klystron in einem Frequenzbereich von 10 bis 72 GHz arbeitet. Zur Übertragung bzw. Weiterleitung der im Klystron erzeugten Mikrowelle wird ein Rechteck-Hohlleiter verwendet. Diese werden dann in einen Signalzweig und Referenzzweig aufgespalten. Die Leistung der Mikrowelle im Signalzweig kann mit Hilfe eines Dämpfungsgliedes zwischen 0 mW und 200 mW fest eingestellt werden. Durch den Zirkulator gelangt schließlich die Mikrowelle in den Resonator, indem die zu untersuchende Probe positioniert wird. Der Resonator seinerseits befindet sich zwischen den Polen des Elektromagneten. Die Proben, die unter Ultrahochvakuumbedingungen im UHV-System, an das die FMR integriert worden ist, hergestellt wurden, wurden direkt in den Quarzfinger transferiert, an den der



**Abbildung 3.10:** Schematische Darstellung eines Zylinderresonators mit Feldlinienverlauf für die TE<sub>012</sub>-Mode.

Resonator von außen angebracht werden konnte. Die vom Resonator reflektierte Energie wird zur Detektordiode geleitet, wo der Diodenstrom über einen Widerstand in ein Spannungssignal umgewandelt wird. Dieses vom Vorverstärker aufbereitete Messsignal wird dann zum Lock-In Verstärker geschickt. Die Aufgabe des Referenzzweiges ist die Versorgung der Detektordiode mit einer Vorspannung (Bias), damit diese im linearen Bereich arbeitet. Die Welle, die durch den Referenzarm läuft, und die aus dem Resonator reflektierte Welle müssen natürlich phasengleich sein. Diesen Zustand kann man während des Abstimmvorgangs erreichen, bei dem mit Hilfe eines Phasenreglers nach einem lokalen Maximum im Diodenstrom gesucht wird. Um die Frequenz der Mikrowellenquelle auch im resonanten Zustand konstant halten zu können, gibt es eine zusätzliche Funktion der automatischen Frequenzkontrolle, die sogenannte AFC. Der Lock-In Verstärker übergibt das weiter aufbereitete Signal an das Messprogramm und regt die Modulationsspulen mit einem magnetischen Wechselfeld zwischen 10 kHz und 100 kHz an. Hiermit wird das statische Feld moduliert, damit die Lock-In Technik eingesetzt werden kann. Dadurch erreicht man ein verbessertes Signal-zu-Rausch Verhältnis, und es ist möglich, die Ableitung der Absorptionslinie direkt zu messen. Die Modulationsamplitude kann in einem Bereich zwischen 0,01 mT und 3 mT verändert werden. Es ist wichtig, die Modulationsamplitude so zu wählen, dass sie einerseits kleiner als die Linienbreite des zu messenden Signals ist und andererseits sollte sie nicht zu klein sein, da sonst unnötig Signalintensität verloren gehen kann. Für die Anzeige und Auswertung wird ein PC eingesetzt. Mit ihm wird die Feldsteuerung geregelt, die Messsignale der Hall-Sonde ausgelesen und sämtliche Funktionen der Mikrowellenbrücke gesteuert.

Wie bereits oben erwähnt, befinden sich die zu messenden Proben in einem zylindrischen Resonator, ein sogenannter X-Band Resonator mit Frequenzen im Bereich zwischen 9,2 - 9,3

GHz, mit einer  $TE_{012}$ -Mode (siehe Abbildung 3.10).  $TE$  steht für transversal elektrische Moden, die die Geometrie bzw. den Feldlinienverlauf der Mikrowelle beschreiben. Die Indizes repräsentieren die Anzahl der Knoten der stehenden Wellen im Resonator in azimuthaler, radialer Richtung und entlang der Zylinderachse. Die Rotationssymmetrie von Zylinderresonatoren ist ein entscheidender Vorteil gegenüber anderen Resonatorgeometrien, wie z.B. Rechteckresonatoren. Dieser Vorteil zeichnet sich dadurch aus, dass man die Probe im Resonator drehen kann, ohne dass sich dabei die Güte ändert. Dies ermöglicht die kontinuierliche Messung der Resonanzfelder und der FMR Linienbreite von der *in-plane* zur *out-of-plane* Orientierung. Die vollständige in-plane Winkelabhängigkeit ist durch Änderung der Probenkonfiguration möglich, indem der Rotationsmechanismus verwendet wird (siehe Abbildung 3.4). Der Resonator ist über ein kleines Kopplungsloch (Iris) an den rechteckigen Wellenleiter gekoppelt, welcher direkt mit der Mikrowellenbrücke verbunden ist. Mit Hilfe der Kopplungsschraube kann der Resonator exakt an die Frequenz der Mikrowelle angepasst werden. In diesem Zustand wird somit die gesamte eingestrahlte Energie absorbiert werden. Dies kann dadurch überprüft werden, indem nach Beendigung des Abstimmvorgangs der Diodenstrom über den gesamten Leistungsbereich konstant bleibt. In diesem Zustand bildet die Mikrowelle stehende Wellen im Resonator aus, in der die Energie gespeichert ist bzw. die Energie durch Verlustprozesse abgebaut werden kann.

Das Verhältnis aus der im Resonator gespeicherten Energie und den Verlusten ist die Güte  $Q$  des Resonators. Die im magnetischen Wechselfeld gespeicherte Energie ist durch den folgende Ausdruck gegeben:

$$E_b = \frac{1}{8\pi} \int |\vec{b}_{hf}|^2 dV \quad (3.8)$$

Hiermit ergibt sich für die Güte des unbelasteten, das heißt leeren, Resonators:

$$Q_u = \frac{2\pi\nu_0 E_b}{P_i} \quad (3.9)$$

$\vec{b}_{hf}$  ist der magnetische Anteil und  $\nu_0$  die Frequenz der Mikrowelle,  $P_i$  sind die im Resonator auftretenden Verluste, die im Wesentlichen durch Bildung Ohmscher Wärme in den Resonatorwänden aufgrund des Skin-Effekts auftreten. Allerdings gibt es durch Einbringen der Probe in den Resonator und aufgrund von Öffnungen zum Einkoppeln der Mikrowelle in den Resonator noch eine äußere Güte  $Q_e$ . Des Weiteren können Verluste durch metallische, respektive leitfähige, Proben sowie dielektrische Verluste auftreten.

Die Summe aus den reziproken Gütefaktoren ergibt schließlich die reziproke Gesamtgüte:

$$\frac{1}{Q_t} = \frac{1}{Q_u} + \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_p} \quad (3.10)$$

Wenn man die Probe in den Bereich mit maximalem  $\vec{b}_{hf}$  positioniert, so kann man die Verluste durch Einbringen der Probe in den Resonator gering halten. Befindet sich die Probe in Resonanz, so treten neben den oben beschriebenen feldunabhängigen Verlusten auch feldabhängige auf. Die durch die Probe absorbierte Leistung aus dem Mikrowellenfeld ist gegeben durch den folgenden Ausdruck:

$$P_{abs} = \pi\nu_0\chi'' \int_{Probe} |\vec{b}_{hf}|^2 dV \quad (3.11)$$

Diese Änderung in der Absorption hat eine Änderung der Güte  $1/Q = 1/Q_l + 1/Q_{abs}$  zur Folge. Hierbei ist  $Q_{abs}$  das Verhältnis aus der in den Resonator eingestrahlten Leistung  $P_{res} + P_{abs}$  und der durch die Probe absorbierte Leistung  $P_{abs}$ . So folgt dann für die Änderung der Güte (mit  $P_{res} \gg P_{abs}$ ):

$$\frac{1}{Q_{abs}} = \frac{P_{abs}}{P_{res} + P_{abs}} \approx \frac{P_{abs}}{P_{res}} = 4\pi\chi'' Q_l \frac{\int_{Probe} |\vec{b}_{hf}|^2 dV}{\int_{Resonator} |\vec{b}_{hf}|^2 dV} \quad (3.12)$$

Mit anderen Worten bedeutet das, dass der Resonator verstimmt wird, und ein Teil der Leistung wird reflektiert und zur Detektordiode geleitet. Diese reflektierte Leistung ist proportional zum Imaginärteil der magnetischen Suszeptibilität  $\chi''$  des transversalen Hochfrequenz-Suszeptibilitätstensors  $\underline{\underline{\chi}}$ .

Unter der Annahme einer geringen Abweichung der Magnetisierung vom Gleichgewichtszustand kann man für die Magnetisierung einfach folgendes schreiben:  $\vec{M} = (M_x, M_y, M_z) \approx (M_s, m_y, m_z) \simeq \vec{M}_s + \vec{m}(y, z, t)$ .  $\vec{m}(y, z, t)$  ist die Hochfrequenz(hf)-Komponente der Magnetisierung  $\vec{M}$ . Um die Situation zu vereinfachen, betrachte man nur die lineare Antwort des antreibenden hf-Feldes  $\vec{h}_{hf} = (0, h_y = h_0, 0)$ . Terme höherer Ordnungen in  $\vec{B}_{eff}$  können vernachlässigt werden. Die Annahme einer einfachen exponentiellen Zeitabhängigkeit des Oszillationsfeldes  $\exp(-i\omega t)$  führt zu der folgenden LLG-Bewegungsgleichung:

$$\begin{aligned} -i\frac{\omega}{\gamma}M_y^s + \left[ B_{eff}^s - \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right] M_z^s &= 0 \\ \left[ B^* - i\frac{\alpha\omega}{\gamma} \right] M_y^s + i\frac{\omega}{\gamma}M_z^s &= M_s db_0 \end{aligned} \quad (3.13)$$

$M_x^s$  und  $M_y^s$  sind die hf-Magnetisierungskomponenten und  $B_{eff}^s$  und  $B^*$  stehen zu den Anisotropiefeldern in folgender Beziehung:

$$\begin{aligned}
 B_{\text{eff}}^s &= B - \mu_0 M_{\text{eff}} - \frac{2K_4}{M_s} + \frac{K_4}{2M_s} (7 + \cos 4\phi) + \frac{2K_{2\parallel}}{2M_s} \cos^2(\phi - \delta) \\
 B^* &= B + \frac{2K_4}{M_s} \cos 4\phi + \frac{2K_{2\parallel}}{2M_s} \cos 2(\phi - \delta)
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

Die hf-Suszeptibilität kann aus der Gleichung (3.13) einfach hergeleitet werden:

$$\chi_y = \frac{M_y^s}{h_0} = \frac{\mu M_s d \left[ B_{\text{eff}}^s - i \frac{\alpha\omega}{\gamma} \right]}{\left[ B_{\text{eff}}^s - i \frac{\omega}{\gamma} \right] \left[ B^* - i \frac{\alpha\omega}{\gamma} \right] - \left( \frac{\omega}{\gamma} \right)^2}, \tag{3.15}$$

wobei  $\mu$  die Permeabilität des Materials ist. Die Absorptionskurve eines gutgeordneten epitaktischen Films ist stets eine Lorentzkurve. Dies kann einfach durch Ersetzen von  $B^*$  durch  $B_{res} + \delta B$  in Gleichung (3.15) und Nutzen der Resonanzbedingung (2.22) zur Vereinfachung des resultierenden Nenners und anschließendes Beibehalten von Ausdrücken, die linear mit  $\delta B + (\omega/\gamma)(G/\gamma M_s)$  sind, gezeigt werden. Somit wird die Suszeptibilität zu:

$$\chi_y = \frac{\mu M_s d}{B_{\text{eff, res}}^s + B_{res}^*} \frac{B_{\text{eff, res}}^s + \delta B - i \frac{\alpha\omega}{\gamma}}{\delta B - i \frac{\alpha\omega}{\gamma}} \tag{3.16}$$

Die Nachsilbe 'res' repräsentiert die Resonanzbedingung. Der Imaginärteil von  $\chi_y$  kann einfach ausgedrückt werden als

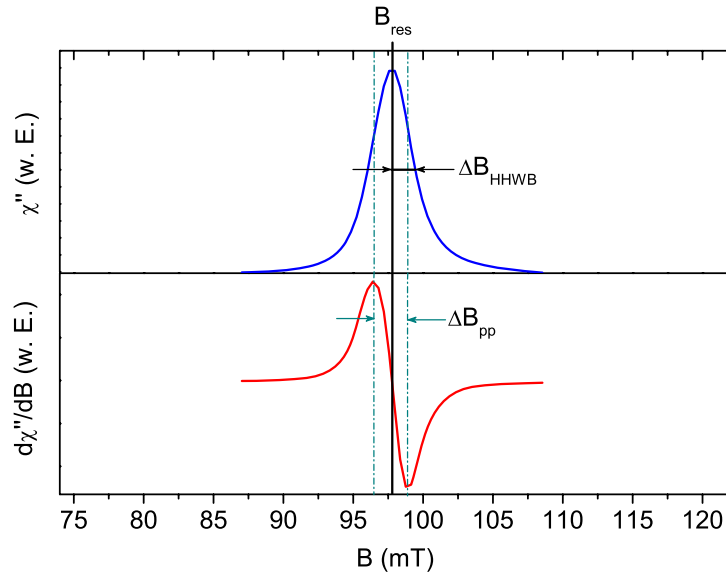
$$\text{Im} [\chi_y] = \mu M_s d \frac{B_{\text{eff, res}}^s}{B_{\text{eff, res}}^s + B_{res}^*} \frac{1}{\Delta B_{\text{HWHM}}} \times \frac{1}{1 + \left( \frac{B - B_{res}}{\Delta B_{\text{HWHM}}} \right)^2} \tag{3.17}$$

Vergleicht man Gleichung (3.17) mit einer konventionellen Lorentzfunktion ( $A/(1 + x^2)$ ), so ergibt sich die Amplitude des Absorptionspeaks zu:

$$A = \mu M_s d \frac{B_{\text{eff, res}}^s}{[B_{\text{eff, res}}^s + B_{res}^*]} \frac{1}{\Delta B_{\text{HHWB}}} \tag{3.18}$$

Gleichung (3.18) suggeriert, dass die FMR Intensität proportional zu der Magnetisierung, der Schichtdicke und einem Elliptizitätsfaktor ( $B_{\text{eff, res}}^s / [B_{\text{eff, res}}^s + B_{res}^*]$ ), welcher einfach berechnet werden kann, indem die für jede Probe aus den entsprechenden Winkelabhängigkeitsmessungen herausgeholtene Anisotropiefelder, verwendet werden, ist. Die FMR Absorption ist





**Abbildung 3.11:** Schematische Darstellung eines FMR-Spektrums.

sowohl durch das Resonanzfeld  $B_{res}$  als auch die Resonanzlinienbreite  $\Delta B_{HHWB}$  (Hälfte der Halbwertsbreite) und die Intensität, welche proportional zu der Probenmagnetisierung und dem Elliptizitätsfaktor ist, charakterisiert. In Abbildung 3.11 ist eine schematische Darstellung eines FMR Spektrums gezeigt. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis wird bessert, indem eine kleine AC-Modulation des externen Feldes verwendet wird. Wie schon bemerkt, sollte die Amplitude der Modulation viel kleiner als die FMR Linienbreite sein. Das gemessene Signal entspricht der Feldableitung des Imaginärteils der transversalen Suszeptibilität. In diesem Fall ist es stets besser, die Peak-zu-Peak Linienbreite  $\Delta B_{pp}$  zu messen, welche mit der Hälfte der Halbwertsbreite  $\Delta B_{HHWB}$  folgendermaßen in Beziehung steht:

$$\Delta B_{pp} = \frac{2}{\sqrt{3}} \Delta B_{HHWB} \quad (3.19)$$

Die FMR Empfindlichkeit ist so groß, dass es möglich ist, das ferromagnetische Signal von  $10^{13}$  Spins (entspricht gerade einer einzelnen atomaren Lage eines ferromagnetischen Materials) [31] zu detektieren. Da die Resonanzbedingung sowohl interne Felder als auch externe beinhaltet (siehe Gleichung (2.17)), ist es möglich Anisotropiefelder zu messen. Um den Absolutwert der magnetischen Anisotropiewerte zu bestimmen, braucht man den Absolutwert der Sättigungsmagnetisierung der Proben. Diese wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht bestimmt, daher wurde für die Bestimmung der Anisotropiewerte stets der Volumenwert für Eisen verwendet.



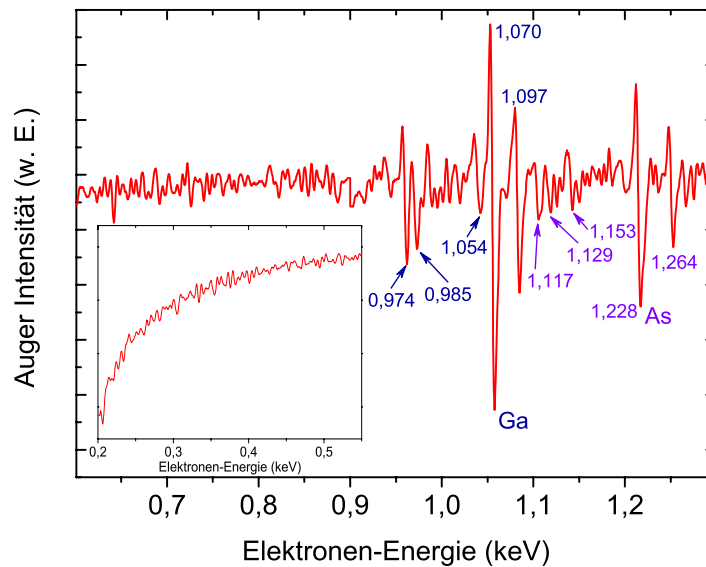
# 4 Fe-basierte dünne Schichten auf GaAs(011)

## 4.1 Probenpräparation

Im folgenden Abschnitt wird die Präparation der GaAs(011)-Substrates beschrieben. Da im weiteren Verlauf der Arbeit Fe/Si-Multilagen auf GaAs(011) aufgebracht werden sollten und GaAs-Substrate in (011)-Orientierung bzw. Fe-Filme auf dieser Orientierung wenig untersucht wurden, wurde zunächst das Fe/GaAs(011)-System genauer betrachtet. Im Anschluss daran wird detailliert auf die Herstellung von Fe/Si-Multilagen auf GaAs(011) eingegangen.

### 4.1.1 Substratpräparation

Bei den für die Präparation verwendeten Substraten handelt es sich um bereits entlang der gewünschten kristallographischen Richtungen zugeschnittene n-Typ GaAs(011)-Wafer. Bevor die  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  Substrate in die UHV-Anlage eingesetzt worden sind, wurde erst der vom Hersteller aufgebraachte Schutzfilm in einem ca. 5-10 minütigen Ultraschallbad unter Verwendung von reinem Aceton entfernt. Diese Prozedur wurde ein weiteres Mal durchgeführt, um eventuelle Restpartikel zu entfernen. Um zu vermeiden, dass durch Verdampfen von Aceton Salze auf dem GaAs zurückbleiben, ist ein weiterer Schritt notwendig. Hierzu werden die Substrate in ein reines Isopropanolbad gelegt. Durch anschließendes Wegblasen des Isopropanol mit Stickstoff wird gewährleistet, dass sich möglichst wenig Rückstände auf dem Substrat befinden. Die so vorgereinigten Substrate wurden dann in den Probenhalter eingebaut, und nach Einschleusen in die UHV-Kammer konnte mit der Ausheizprozedur der Kammer begonnen werden. Gegen Ende des Ausheizens wurde das Substrat zunächst ausgegast, indem die Temperatur allmählich bis zu 800 K erhöht wurde, so dass der Druck nicht über  $1 \times 10^{-8}$  mbar anstieg. Anschließend konnte mit der eigentlichen Präparation begonnen werden, indem eine ein- bis zweimalige Anneal-Sputter-Anneal-Prozedur durchgeführt wurde. Beim ersten Annealen wurde das Substrat in ca. 30 Minuten schrittweise auf eine Temperatur von etwa 850 K hochgeheizt und anschließend für weitere 15 Minuten bei konstanter Temperatur nachgeheizt. Danach wurde die Heizung ausgeschaltet und Argongas in die Kammer eingelassen, wobei die Substratoberfläche bei einem Argonpartialdruck von etwa  $1 \times 10^{-5}$  mbar bei einer Beschleunigungsspannung von 0,5 kV mit

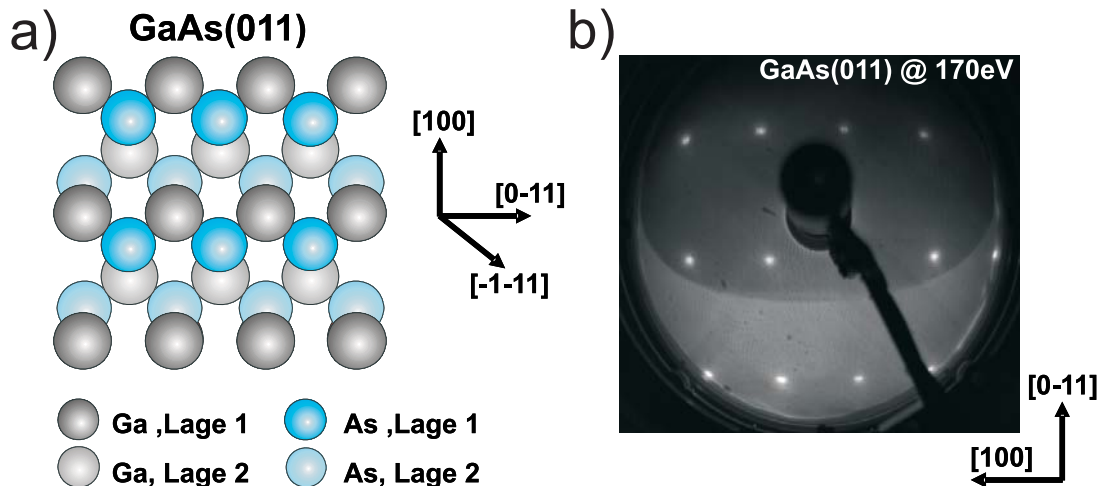


**Abbildung 4.1:** Ein typisches Augerspektrum eines sauberen GaAs-Substrates. Die Zahlen repräsentieren die genaue Lage der Ga- und As-Peaks. Das Inbild, gemessen bei niedrigeren Energien am gleichen Substrat, zeigt keinerlei Verunreinigungen der Oberfläche, wie z.B. C (271 eV) und O (510 eV).

Ar-Ionen gesputtert wurde. Dabei wurde ein Probenstrom von 1,0-1,2  $\mu\text{A}$  in Abhängigkeit vom  $\text{Ar}^+$ -Druck gemessen. Im letzten Schritt wurde die Argonzufuhr gesperrt, dabei sank der Druck auf bis zu  $1 \times 10^{-9}$  mbar, und das Substrat wurde ein letztes Mal bei einer Temperatur von etwa 875 K für 45 Minuten annealt. Nach Durchführung dieser Prozedur erhält man ein sauberes Substrat wie durch Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES) gezeigt wird. Insbesondere wurde darauf geachtet, dass sich keinerlei Verunreinigungen wie Sauerstoff und Kohlenstoff auf der Oberfläche befinden. Ein typisches AES Spektrum einer sauberen GaAs-Oberfläche zeigt Abbildung 4.1. Dieses Spektrum zeigt eindeutig die zu erwartenden Gallium(1071 eV)- und Arsen(1228 eV)-Peaks, und dass die Oberfläche frei von Verunreinigungen ist, d.h. es liegen weder ein Kohlenstoff- noch ein Sauerstoffpeak vor.

Ein zuvor mit z.B. Eisen aufgedampftes Substrat, das vollständig strukturell charakterisiert und gemessen wurde, konnte je nach Schichtdicke innerhalb von ein bis zwei Stunden vollständig entfernt werden. Eine anschließende AES Messung zeigt keine Fe-Peaks mehr. Ein in die UHV-Kammer eingeschleustes Substrat konnte mindestens dreimal präpariert und wieder bedampft werden. Dieses hatte zum Vorteil, dass die Kammer nicht ständig belüftet werden musste.

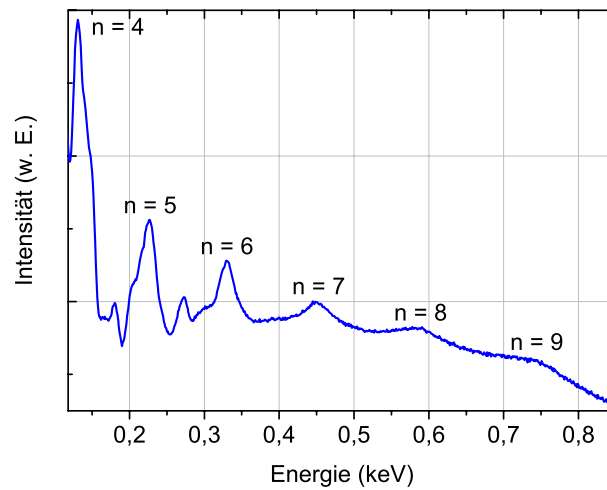
Die oben beschriebene Substratpräparation führt darüberhinaus zu einer wohlgeordneten, nichtrekonstruierten GaAs(011)-Oberfläche, wie durch LEED belegt wird. Diese besteht zu je 50% aus Gallium- und Arsenatomen und ist im Gegensatz zu der Oberfläche von GaAs(001)



**Abbildung 4.2:** (a) Eine schematische Darstellung der GaAs(011)-Ebene im Realraum. Alle drei wesentlichen kristallographischen Richtungen  $[100]$ ,  $[1\bar{1}0]$  und  $[\bar{1}\bar{1}1]$  sind gekennzeichnet. Die räumliche Anordnung der Ga- und As-Atome der 1. und 2. Lage ist wiedergegeben. (b) Ein typisches LEED-Bild einer nichtrekonstruierten GaAs(011)-Oberfläche nach einer Substratpräparation, aufgenommen bei einer Energie von 170 eV und Zimmertemperatur.

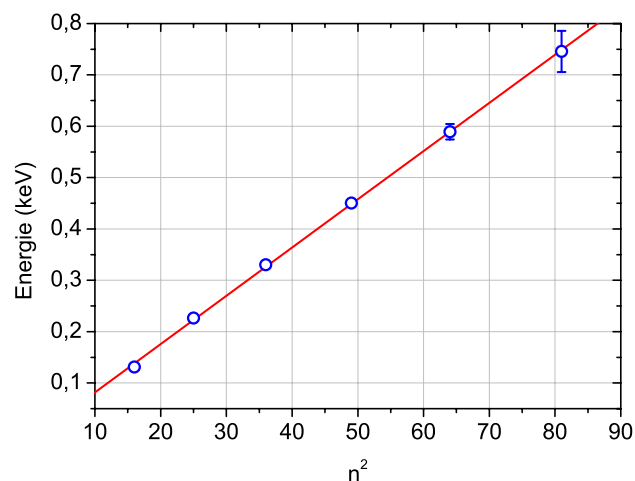
unpolar. Auf die Substratpräparation von GaAs(001) wird im nächsten Kapitel eingegangen. Ein typisches LEED-Bild wird in Abbildung 4.2 (b) gezeigt. Wie aus dieser Abbildung entnommen werden kann, wird die rechteckige Gitterstruktur des Realraumes (siehe Abbildung 4.2 (a)) auch im reziproken Raum wiedergegeben. In der schematischen Darstellung in Teilbild (a) erkennt man, dass alle drei kristallographischen Richtungen  $[100]$ ,  $[0\bar{1}1]$  und  $[\bar{1}\bar{1}1]$  in derselben Ebene liegen. Im reziproken Raum sind die Richtungen  $[100]$  und  $[0\bar{1}1]$  im Vergleich zum Realraum um  $90^\circ$  verdreht. Das GaAs-Substrat kristallisiert in der Zinkblende-Struktur und besitzt eine Gitterkonstante von  $a_{\text{GaAs}} = 5,653 \text{ \AA}$ , die in etwa doppelt so groß ist wie die von Fe ( $a_{\text{Fe}} = 2,8665 \text{ \AA}$ ) mit einer Gitterfehlpassung von  $+1,4 \%$  bzw. in etwa gleich groß ist wie die stöchiometrische  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Legierung ( $a_{\text{Fe}_3\text{Si}} = 5,642 \text{ \AA}$ , Gitterfehlpassung:  $-0,2 \%$ ).

Zusätzlich zu diesen Messungen wurde der vertikale Gitterabstandsparameter in einem IV-LEED-Experiment bestimmt, indem die Bragg-Gleichung (3.7) angewendet wurde [55]. Dabei wurde die Energie der Primärelektronen in einem Energiebereich von 30-900 eV variiert. Abbildung 4.3 zeigt ein typisches IV-LEED Spektrum eines reinen GaAs(011)-Substrates. Insgesamt wurden sechs Bragg-Reflexe mit der dazugehörigen Ordnungszahl  $n$  beobachtet. Um aus dieser Messung den vertikalen Gitterabstandsparameter zu bestimmen, wurden zunächst die Positionen der Bragg-Reflexe bestimmt und diese als Funktion des Quadrates der Beugungsordnung aufgetragen. Abbildung 4.4 zeigt den linearen Fit, aus dessen Steigung der gesuchte Parameter direkt ermittelt wurde. Dieser beträgt  $2,0008 \text{ \AA}$  und steht im Rahmen des Fehlerbalkens in guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert von  $1,9986 \text{ \AA}$  ( $0,1 \%$  Abweichung). Da die Bestimmung der Peaklagen für die Bragg-Reflexe der Ordnungen  $n = 8$  und  $n = 9$  eine aufgrund der



**Abbildung 4.3:** Ein typisches IV-Profil eines GaAs(011)-Substrates zur Bestimmung des vertikalen Gitterabstandsparameter, bei Zimmertemperatur gemessen. Die Zahlen repräsentieren die Ordnung der Bragg-Reflexe.

breiten Maxima bedingte Unschärfe besitzt, wurden entsprechende Fehlerbalken angegeben.

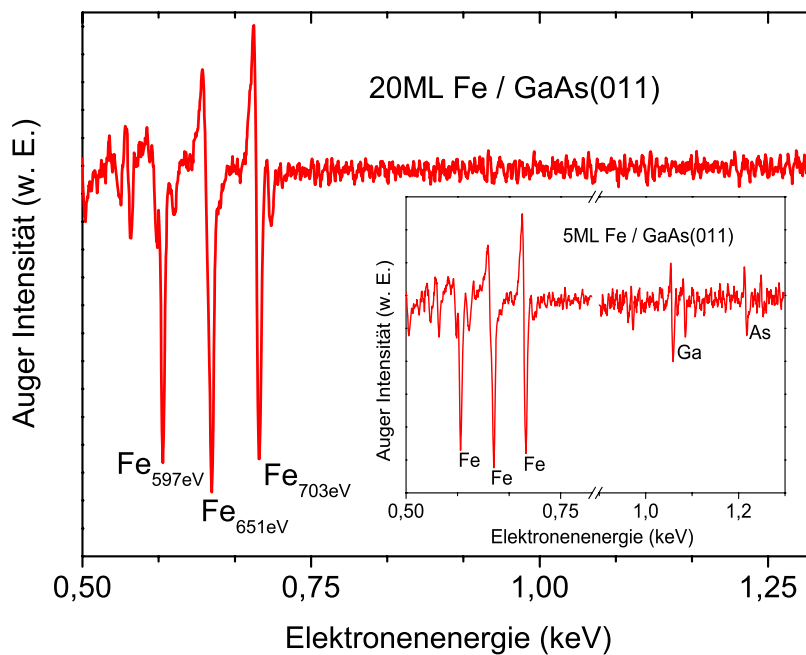


**Abbildung 4.4:** Die Energie der Bragg-Peaks als Funktion des Quadrates der Ordnung der Bragg-Reflexe. Die rote Linie ist ein linearer Fit der experimentellen Daten. Die Steigung des linearen Fits führt zum Gitterabstandsparameter. Für die letzten beiden Ordnungen sind Fehlerbalken angegeben.

### 4.1.2 Wachstum und Struktur von Fe

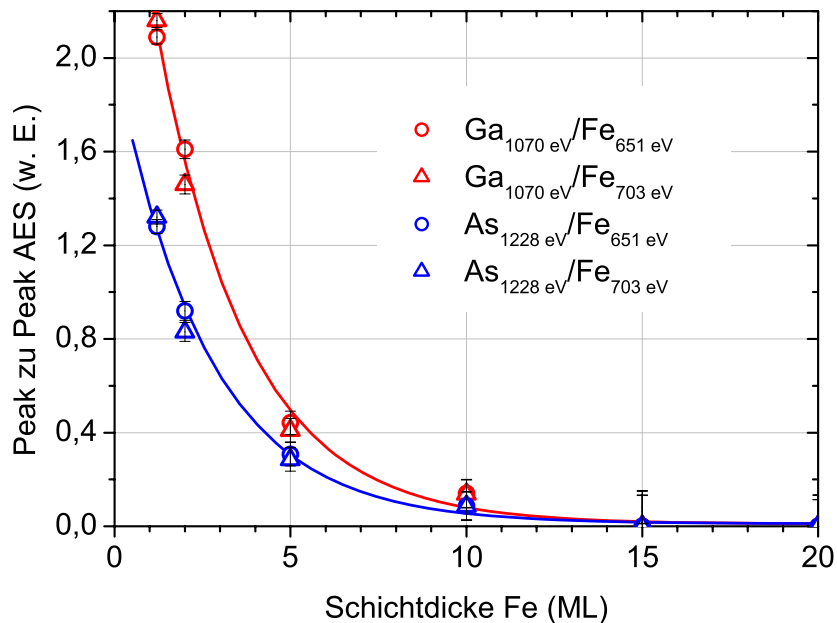
Im letzten Abschnitt wurde ausführlich diskutiert, wie ein GaAs(011)-Substrat für den Aufdampfprozess vorbereitet wird. Eine saubere und gut ausgeheilte Substratoberfläche ist eine wichtige Grundvoraussetzung für ein epitaktisches Wachstum von dünnen Schichten. Die Fe-Filme wurden mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) bei Zimmertemperatur aufgedampft. Zum Aufdampfen der Filme wurde ein Einfachverdampfer OS-Vap der Firma Oxford Scientific<sup>TM</sup> verwendet. Der Basisdruck der Kammer lag bei  $2 \times 10^{-10}$  mbar, und es hat sich herausgestellt, dass sich der Druck während des Aufdampfens bei  $< 5 \times 10^{-10}$  mbar hält, wenn man den Verdampfer vor und nach der Substratpräparation mindestens 30 Minuten ausgegast hat. Die Aufdampfrate für alle auf diesem System aufgewachsenen Fe-Filmen betrug im Durchschnitt  $0,6 \text{ \AA}/\text{min}$ . Damit außer der Substratoberfläche keine anderen Bauteile des Probenhalters mit magnetischen Materialien aufgedampft und magnetisiert wurden, wurde die Probe hinter einer Lochblende mit einer Öffnung von  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  derart positioniert, dass nur auf dem Substrat deponiert werden konnte. Nach der Positionierung wurde der Verdampfer in Betrieb genommen, wobei mit Hilfe einer Blende verhindert werden konnte, dass während dieser Phase Depositionsmaterial auf die Probe abgeschieden wurde. Erst nach Einstellen eines bestimmten Materialflusses wurde die Verdampferblende geöffnet. Um ein möglichst homogenes Wachstum zu gewährleisten, wurde der Ionenfluss des Verdampfermaterials mit Hilfe eines Fluxmonitors überwacht. Dieser konnte durch manuelle Nachregelung des Filamentstromes, der die Anzahl der zum Verdampfermaterial beschleunigten freien Elektronen bestimmt, konstant gehalten werden. Andererseits war eine Quarzwaage in etwa gleichem Abstand vom Verdampfer positioniert wie die Probe selbst. Die Schichtdicke konnte auf  $0,2 \text{ \AA}$  genau bestimmt werden. Nach Beendigung der Aufdampfprozedur wurde eine AES-Messung an der frischen Probe durchgeführt.

In der Abbildung 4.5 am Beispiel einer 20 ML dünnen Fe-Probe, werden die zu erwartenden, typischen Fe-Peaks veranschaulicht. Da eine Monolage Fe in dieser Geometrie  $2,027 \text{ \AA}$  beträgt, entspricht die Schichtdicke in diesem Fall etwa  $4 \text{ nm}$ . Die typischen Fe-Peaks liegen bei den Energien  $597 \text{ eV}$ ,  $651 \text{ eV}$  und  $703 \text{ eV}$ . Weiterhin ist der Abbildung zu entnehmen, dass das Substrat weitestgehend abgedeckt sein muss, da weder Ga- noch As-Peaks zu erkennen sind. Es ist ebenfalls anzumerken, dass die Oberfläche frisch aufgedampfter Filme frei von Verunreinigungen wie Sauerstoff und Kohlenstoff ist. Als Vergleich ist in derselben Abbildung das AES-Spektrum einer 5 ML dünnen Fe-Schicht gezeigt. Neben den Fe-Peaks sind die Substrat-Peaks noch deutlich zu erkennen. Wenn man von einer Auger-Messempfindlichkeit der Eindringtiefe von etwa  $10\text{-}12 \text{ \AA}$  ausgeht, so ist das Auftauchen der Substratpeaks bei dieser Schichtdicke verständlich. Beachtet man aber, dass 5 ML Fe gerade  $10 \text{ \AA}$  entsprechen, so sollte diese Schichtdicke eine Grenzschicht sein, bis zu der das Substrat gerade noch zu sehen ist. Daher sollte ab einer Schichtdicke von 6 ML kein Substrat mehr zu sehen sein, falls die Fe-



**Abbildung 4.5:** Typische AES-Spektren von 5 bzw. 20 ML Fe auf GaAs(011).

Schicht das Substrat vollständig abdeckt. Nun stellt sich die Frage, ab welcher Schichtdicke die Bedeckung auf GaAs(011) abgeschlossen ist. Um dies festzustellen, wurde schrittweise Eisen unterschiedlicher Dicke aufgedampft, wobei anschließend jeweils ein Augerspektrum aufgenommen wurde. Das Ergebnis dieser Messreihe ist in der Abbildung 4.6 wiedergegeben. Zur Auswertung wurden dabei Schichtdicken zwischen 1,2 ML und 20 ML berücksichtigt. Aufgetragen sind die Verhältnisse der Ga(1070 eV)- und As(1228 eV)-Peakamplituden zu der Peakamplitude der Fe-Peaks bei den Energien 651 eV und 703 eV. Es fallen dabei zwei wesentliche Merkmale auf. Zum einen zeichnet sich sowohl bei den Verhältnissen Ga/Fe als auch bei As/Fe eine exponentielle Abnahme mit zunehmender Schichtdicke ab. Zum anderen ist deutlich zu erkennen, dass erstaunlicherweise bei Schichtdicken zwischen 5-10 ML (10-20 Å) immernoch Substratpeaks vorhanden sind. Dieses kann daran liegen, dass entweder die Schicht bedingt durch ein verstärktes 3D-Inselwachstum (Volmer-Weber-Wachstum) und eine nicht abgeschlossene Koaleszenz zwischen den einzelnen Clustern nicht vollständig geschlossen ist oder das Ga bzw. As durch Interdiffusion bzw. Segregation an die Oberfläche der Fe-Schicht gelangen. So wird z.B. in [22] am Fe/InAs(001)-System von einer Segregation von As an die Oberfläche von Eisen berichtet. Erst ab einer Schichtdicke von 12 ML (24 Å) wird kaum mehr Ga und As detektiert. Folgt man dem Kurvenverlauf für beide Elemente, so kann man sagen, dass ab 15 ML Fe (30 Å) das Substrat gar nicht mehr zu sehen ist, das heißt, in diesem Schichtdickenbereich



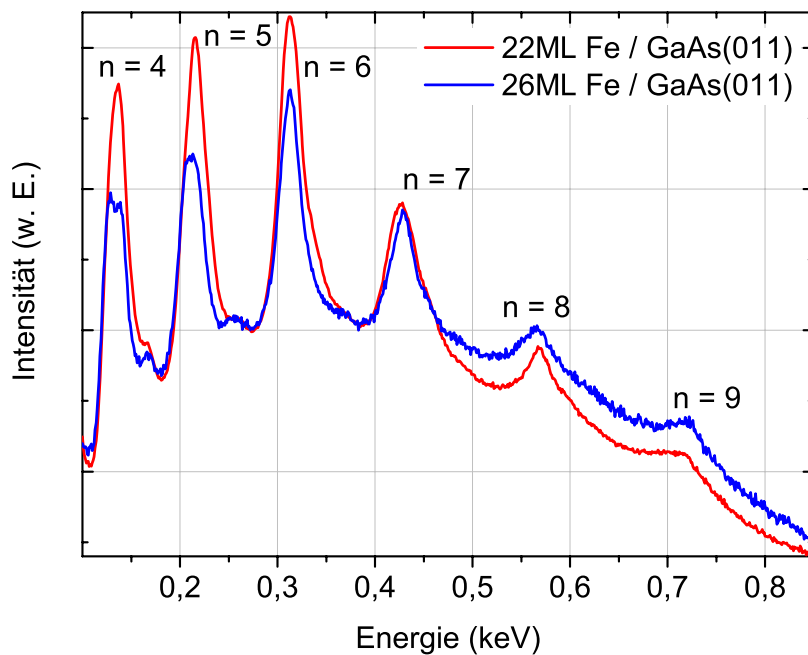
**Abbildung 4.6:** Das Verhältnis der AES Peak-zu-Peak Amplituden der Ga-Linie bei 1070 eV und der As-Linie bei 1228 eV zu den Fe-Linien bei 651 eV (offene Kreise) und bei 703 eV (offene Dreiecke), gemessen für Filme bei Zimmertemperatur aufgewachsen. Die geschlossenen Linien sind eine Führung für das Auge.

scheint die Fe-Schicht das Substrat vollständig bedeckt zu haben.

Ein Vergleich zwischen artverwandten Systemen, Fe/GaAs(011) und Fe/GaAs(001), zeigt deutliche Unterschiede auf. So wird z.B. in einer aktuellen Doktorarbeit von Kh. Zakeri [22] berichtet, dass bei dem Fe/GaAs(001)-System Ga und As etwa bei einer Schichtdicke von 8 ML (entspricht 11,5 Å) nicht mehr zu sehen sind. Es scheint, dass bei diesem System die Bedeckung wesentlich früher abschließt. Das bereits erwähnte 3D-Inselwachstum von Fe auf Galliumreichen GaAs(001) wird von einer Reihe von Gruppen berichtet, die hauptsächlich Untersuchungen mittels RHEED durchgeführt haben [56–61]. Vergleicht man das in dieser Arbeit erzielte Ergebnis mit Ergebnissen, die am System Fe/GaAs(001) bezüglich des Wachstums erhalten worden sind, so kann man sagen, dass sich das 3D-Inselwachstum bei dem hier untersuchten System noch stärker auszeichnet. Dieses Ergebnis wird sich auch bei den magnetischen Messungen bemerkbar machen, auf die in den folgenden Abschnitten eingegangen wird.

Außer diesen Messungen wurden an den hergestellten Proben auch LEED-Messungen durchgeführt. Allerdings wurden sogar bei dickeren Proben wie 22 ML und 26 ML keine klaren LEED-Bilder beobachtet. Ob es sich hierbei um ein Effekt der Schichtrauigkeit handelt, kann man mit dieser Charakterisierungstechnik nicht sagen, da man mit einem normalen LEED-





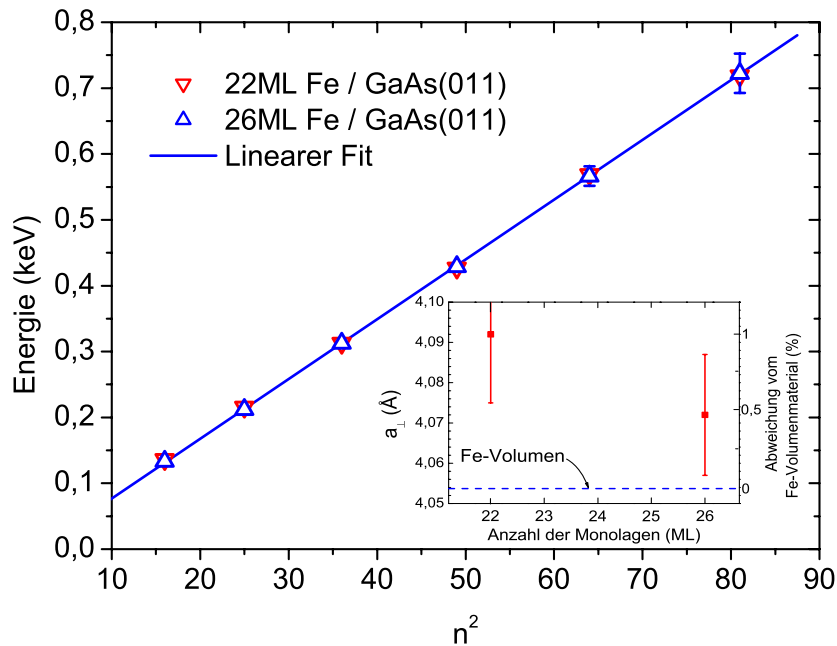
**Abbildung 4.7:** Typische IV-Profile für 22 und 26 ML Fe/GaAs(011) zur Bestimmung des vertikalen Gitterabstandsparameters, bei Zimmertemperatur gemessen. Die Zahlen repräsentieren die Ordnung der Reflexe.

Gerät eine Transferweite (der laterale Bereich, innerhalb dessen die Elektronenwellen kohärent überlagert sind, also der Bereich, aus dem man die Information erhält) von etwa 10 nm hat. Es kann z.B. sein, dass man an der Oberfläche Terrassen mit großem Höhenunterschied hat, die größer als 10 nm sind. Ist aber innerhalb der Terrassen die Ordnung gut, kann man trotz gegebener Rauigkeit ein sehr scharfes LEED-Bild sehen. Das heißt, man muss aufgrund der schlechten LEED-Bilder auf eine schlecht geordnete Oberfläche schließen, was vermutlich von dem 3D-Wachstum herrührt. Allerdings kann die Unordnung nicht auf einer sehr kleinen Fläche stattfinden, denn man hat eine kubische Anisotropie. Hier ist die sog. Austauschlänge entscheidend, das ist die Länge, auf der sich die Spins noch "sehen" können. Diese ist für Fe ca. 5 nm. Hat man aber auf größerer Längenskala Unordnung, stört diese den Magnetismus nicht, man kann aber trotzdem ein schlechtes LEED-Bild bekommen.

Trotz der Unschärfe der LEED-Bilder war es möglich, insbesondere an den Proben mit der Schichtdicke von 22 ML und 26 ML IV-LEED Messungen durchzuführen, um den vertikalen Gitterabstandsparameter der gewachsenen Fe-Filme zu bestimmen.

Der vertikale Gitterabstand eines krz-Fe-Kristalls im Volumen beträgt  $2,027 \text{ \AA}$  in der [011]-Richtung. Die Abbildung 4.8 zeigt für die 22 ML und 26 ML Proben die gemessene Intensität





**Abbildung 4.8:** Die Energie der Bragg-Peaks als Funktion von  $n^2$ . Die blaue Linie ist eine Ausgleichsgerade für die 26 ML Probe. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist die Ausgleichsgerade für die 22 ML Probe nicht eingezeichnet. Für die letzten beiden Ordnungen sind Fehlerbalken angegeben. Im Inbild ist der vertikale Gitterabstandsparameter als Funktion der Fe-Schichtdicke gezeigt. Die gestrichelte Linie repräsentiert den Gitterparameter vom Fe-Volumenmaterial.

der Beugungsreflexe als Funktion der Elektronenenergie. Es wurden jeweils insgesamt sechs Beugungsreflexe der Ordnungen  $n = 4$  bis  $n = 9$  beobachtet. Wie weiter oben beschrieben wurde, wurden auch hier die entsprechenden Energien der Beugungsmaxima ermittelt und als Funktion des Quadrates der Beugungsordnung aufgetragen. Abbildung 4.7 zeigt den am Beispiel für die 26 ML Probe durchgeführten linearen Fit mit den Messwerten. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist der lineare Fit für die 22 ML Probe nicht gezeichnet, lediglich die Messwerte werden gezeigt. Im Fall der 26 ML Probe liefert der Fit einen Wert für den vertikalen Gitterabstand von  $2,036 \text{ \AA}$ , wobei man für die 22 ML Probe einen Wert von  $2,046 \text{ \AA}$  erhält. Vergleicht man diese Werte mit dem Gitterabstand des Volumenmaterials ( $2,027 \text{ \AA}$ ), so sind beide größer als dieser. Die Abweichung bei der 26 ML Probe liegt bei etwas mehr als  $0,4 \%$  und bei der 22 ML Probe sogar bei fast  $1 \%$ . Für eine bessere Darstellung sind im Inbild der Abbildung 4.6 sowohl die absoluten als auch relativen Abweichungen der ermittelten Gitterkonstanten der 22 und 26 ML Proben in der [011]-Orientierung zu der des Fe-Volumenmaterials gezeichnet. Dieses Ergebnis ist auch zu erwarten gewesen, denn betrachtet man das Verhältnis der Gitterkonstante des GaAs ( $a_{\text{GaAs}} = 5,653 \text{ \AA}$ ) zu der des Fe ( $2a_{\text{Fe}} = 5,733 \text{ \AA}$ ), so erkennt man eine Gitterfehlpassung

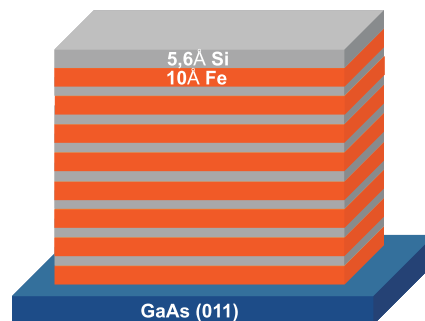
von etwa + 1,4 % an der Grenzfläche. Ein ähnliches Ergebnis wird am System Fe/GaAs(001) berichtet [22]. Dort ist der vertikale Gitterabstandsparameter unterhalb von 20 ML (28,7 Å) annähernd 3 % größer als der Wert des Fe-Volumenmaterials. Das bedeutet, in beide Systemen sind die Proben lateral gestaucht und senkrecht zur Substratoberfläche gestreckt. Allerdings scheint die Verspannung des Gitters bei der 22 ML Probe größer zu sein, während die 26 ML Probe fast relaxiert zu sein scheint. Aufgrund dieser Daten kann man davon ausgehen, dass die Fe-Proben in der krz-Gitterstruktur auf GaAs(011) wachsen.

### 4.1.3 Wachstum und Struktur von Fe/Si-Multilagen

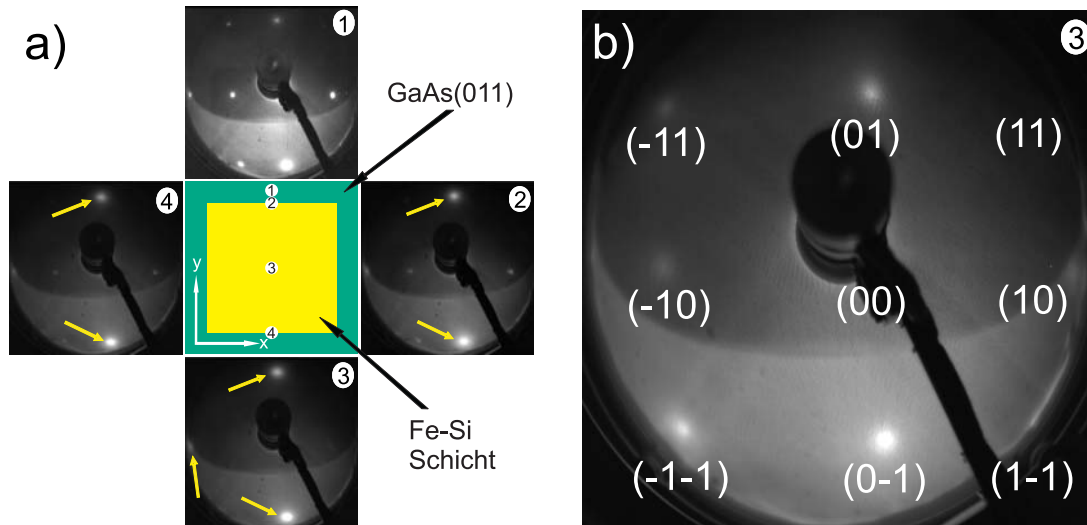
Im vorherigen Abschnitt wurden das Wachstum und die strukturellen Eigenschaften von reinen Fe-Proben auf GaAs(011) diskutiert. Zu den weiteren Aufgabenstellungen dieser Arbeit gehören die Herstellung und Charakterisierung von Eisensiliziden, insbesondere von Fe<sub>3</sub>Si auf GaAs(011). Eine wesentliche Änderung in Bezug auf die Herstellungsweise hierbei ist, dass statt Co-Verdampfen von Eisen und Silizium eine aus abwechselnd dünnen Eisen- und Siliziumschichten aufgebaute Multilage aufgedampft wurde, mit dem Ziel, durch anschließende Temperung die gewünschte strukturelle Ordnung zu erhalten.

Eine schematische Darstellung der ersten Probe, die als Prototyp hergestellt wurde, ist in der Abbildung 4.9 wiedergegeben. Die Fe/Si-Multilage ist aus insgesamt 16 Schichten zu jeweils acht Fe-Schichten und acht Si-Schichten aufgebaut. Als erste Schicht auf dem präparierten Substrat wurde Eisen aufgedampft. Diese und alle weiteren Fe-Schichten haben eine Schichtdicke von 10 Å. Die Aufdampftrate betrug 0,5 Å/Min. Um ein atomares Verhältnis von 75 % Fe und 25 % Si zu erhalten, musste ausgehend von der Fe-Schichtdicke die entsprechende Si-Schichtdicke separat berechnet werden. Die Berechnung ergab eine Schichtdicke von etwa 5,6 Å. Die Si-Schichten wurden mit einer Rate von 0,8 Å/Min. aufgedampft. Alle Schichten wurden bei einem Kammerdruck von  $< 4 \times 10^{-10}$  mbar aufgedampft. Die Gesamtschichtdicke der auf diese Weise hergestellten Fe/Si-Multilage beträgt etwa 12,5 nm.

Nach Herstellung der Probe wurde sie in der Kammer für etwa eine Stunde bei einer Tem-



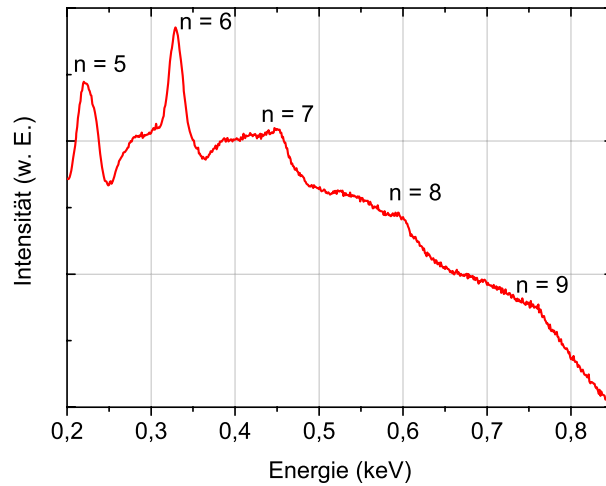
**Abbildung 4.9:** Eine schematische Darstellung einer Fe/Si-Multilage auf einem GaAs(011)-Substrat.



**Abbildung 4.10:** LEED-Messungen an der 12,5 nm Fe/Si-Multilagenprobe auf GaAs(011). In (a) sind LEED-Bilder von vier definierten Stellen der Probe gezeigt. Die Messungen wurden bei einer Energie von 111 eV durchgeführt. (b) LEED-Bild, aufgenommen bei einer Energie von 196 eV an der Position 3. Die Messungen wurden bei Zimmertemperatur durchgeführt.

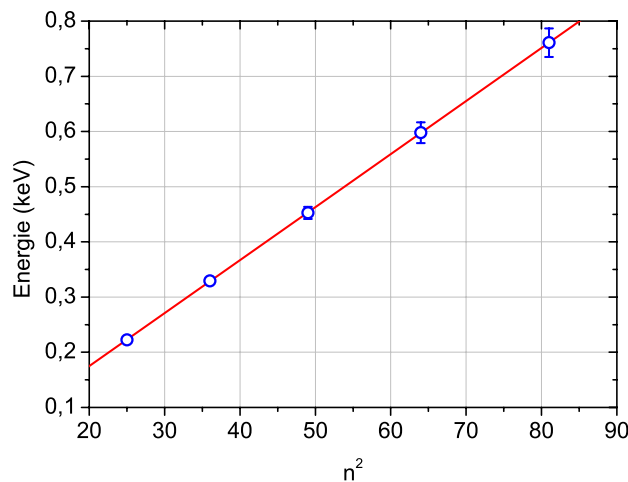
peratur von ca. 250 °C getempert. Unmittelbar nach der ersten Temperung wurden eine Reihe von LEED-Messungen durchgeführt. Als erstes wurde die Probe mittig, parallel zu einer Kante in y-Richtung gescant. Dabei wurden an vier definierten Stellen 1) - 4) der Probe und bei einer konstanten Energie von 111 eV LEED-Bilder aufgenommen wie in der Abbildung 4.10 (a) gezeigt wird. Da die Multilage mittig auf dem Substrat aufgedampft wurde, war es möglich, Stellen des Substrates ebenfalls zu sehen, wie die Position 1) deutlich zu erkennen gibt. Man kann immernoch eindeutig das Beugungsbild der präparierten, unrekonstruierten Substratoberfläche sehen. Bewegt man sich weiter zur Probe hin, so erkennt man eine Überlagerung der Beugungsbilder des Substrates und der aufgedampften Multilage, wobei die Spots des Substrates sukzessive schwächer werden und die der Multilage zunehmend an Intensität gewinnen, wie durch die gelben Pfeile angedeutet wird. An der Position 3), mittig auf der Probe, ist nur noch das Beugungsbild der Multilage vorhanden. Aus dieser Analyse kann man zwei wesentliche Merkmale festhalten. Die eine ist, dass der Film dieselbe Symmetrie wie das Substrat hat, das heißt also in der gleichen Orientierung aufwächst. Es liegt also ein paralleles Wachstum mit  $[011]_{\text{Film}} \parallel [011]_{\text{GaAs}}$  vor. Die Spots der Multilage tauchen genau an den Stellen auf, wo sich die Substratspots befinden. Zweitens sind die Spots der Multilage breiter, was auf ein pseudomorphes Wachstum hindeutet. Die Abbildung 4.10 (b) zeigt das Beugungsbild mit höheren Ordnungen der Multilage an der Position 3), welches bei einer Energie von 196 eV aufgenommen worden ist.

Auch an dieser Probe wurde zur Bestimmung des vertikalen Gitterabstandes eine IV-LEED-Messung durchgeführt. Das Ergebnis dieser Messung zeigt die Abbildung 4.11. Wie am Intensi-



**Abbildung 4.11:** Typisches IV-Profil für die 12,5 nm Fe/Si-Multilagenprobe auf GaAs(011) zur Bestimmung des vertikalen Gitterabstandsparameters, bei Zimmertemperatur gemessen. Die Zahlen repräsentieren die Ordnung der Reflexe.

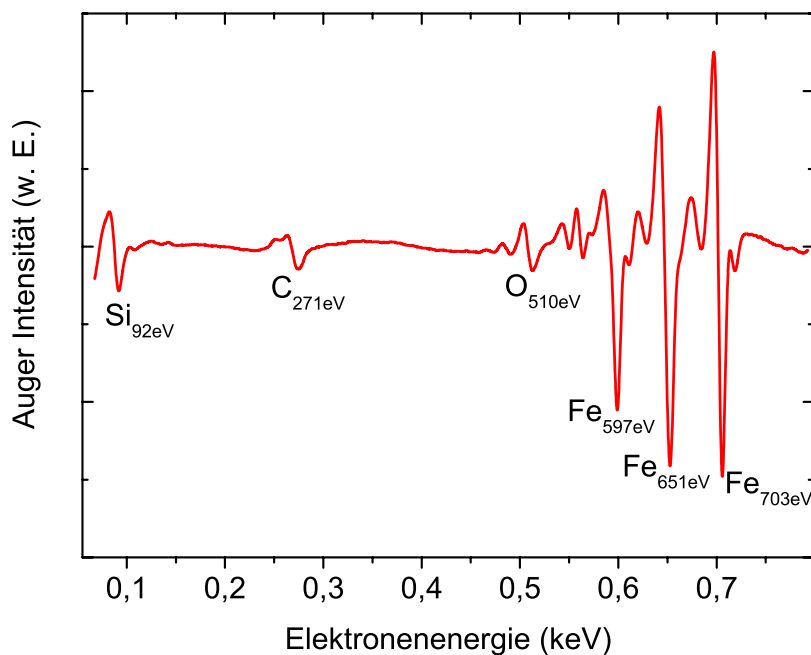
tätsverlauf zu sehen ist, konnten fünf Bragg-Reflexe der Ordnungen  $n = 5$  bis  $n = 9$  identifiziert werden, wobei die letzten drei mit einem deutlichen Fehler behaftet sind. In der Abbildung 4.12 ist die energetische Lage der Beugungsmaxima als Funktion des Quadrates der Beugungsordnung aufgetragen. Der lineare Fit durch die Messwerte liefert für den vertikalen Gitterabstand einen Wert von  $1,978 \text{ \AA}$ . Vergleicht man diesen Wert mit dem Volumenwert des  $\text{Fe}_3\text{Si}$  ( $2,001 \text{ \AA}$ )



**Abbildung 4.12:** Die Energie der Bragg-Peaks als Funktion von  $n^2$ . Die rote Linie ist eine Ausgleichsgerade für 12,5 nm Fe/Si-Multilagenprobe. Für die letzten drei Ordnungen sind Fehlerbalken angegeben.

in [011]-Richtung, so gibt es eine Abweichung von etwa -1 %. Die Gitterkonstante von  $\text{Fe}_3\text{Si}$  beträgt  $5,642 \text{ \AA}$ , während die von GaAs  $5,653 \text{ \AA}$  ist. Das bedeutet, dass bei einem epitaktischen Wachstum von  $\text{Fe}_3\text{Si}$  auf GaAs die laterale Gitterfehlpassung  $-0,23 \%$  beträgt, was zu einer Expansion des Schichtgitters in der Ebene und gleichzeitig zu einer Kompression senkrecht zur Ebene führt. Daher würde man einen geringeren vertikalen Gitterabstand erwarten. Bei der hier gemessenen Probe kommt es zu einer tendenziellen Übereinstimmung, auch wenn die Schicht in der vertikalen stärker gestaucht ist. Ein anderer Grund für den hier ermittelten Wert kann aber auch sein, dass bei der Messung des Gitterabstandsparameters über die betroffene Oberfläche gemittelt wird und damit auch eine Mittelung über Bereiche unterschiedlicher Fe/Si-Zusammensetzung stattfindet. So könnte es z.B. an der Oberfläche kleinere Bereiche existieren, wo die Fe-Konzentration größer ist. Damit würde man in diesem Bereich unter Beachtung der kleineren Gitterkonstanten von Fe auch einen kleineren vertikalen Gitterparameter bekommen. Man kann diesen Gedankengang auch für Bereiche mit größerer Si-Konzentration fortführen. Als Fazit bleibt aber, dass der hier berechnete kleinere Wert eine Mittelung über alle Bereiche mit unterschiedlichen Konzentrationen ist.

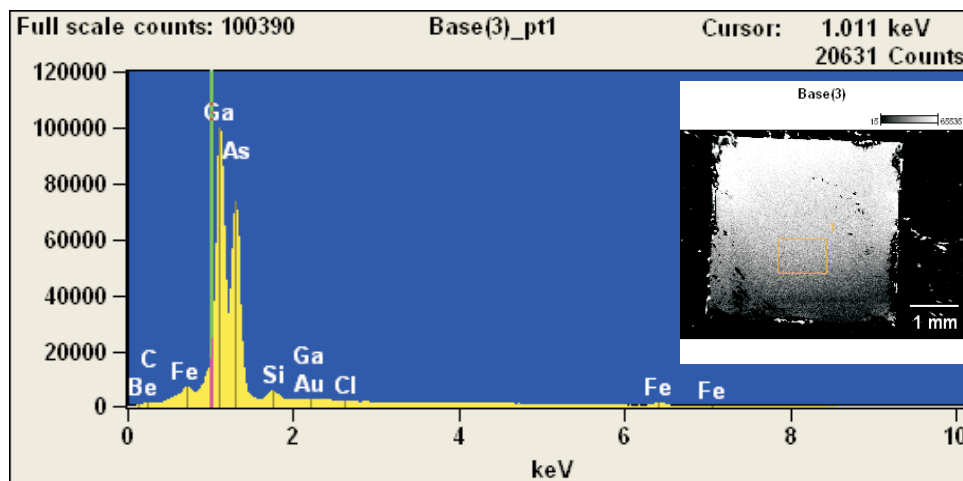
Hiernach wurde die Probe zwei weitere Male bei einer Temperatur von  $550 \text{ }^\circ\text{C}$  und für



**Abbildung 4.13:** Ein typisches AES-Spektrum der 12,5 nm Fe/Si-Multilagenprobe im Lock-In-Modus gemessen. Neben den drei typischen Fe-Peaks sieht man bei einer Energie von 92 eV das Si-Peak. Die Verunreinigungen (C und O) an der Oberfläche sind eine Folge des Temperns.

jeweils 45 Minuten getempert. Anschließend wurde eine Auger-Messung an der Probe durchgeführt. Das Ergebnis dieser Messung ist in der Abbildung 4.13 gezeigt. Das Augerspektrum zeigt die für diese Probe zu erwartenden Elemente. Man erkennt die drei typischen Fe-Peaks sowie den Peak für Silizium bei einer Energie von 92 eV. Darüberhinaus zeigt das Spektrum Kohlenstoff und auch Sauerstoff an. Allerdings handelt es sich hierbei um Oberflächenverunreinigungen, die durch Ausgasen des Heizfilaments während der Tempervorgänge verursacht worden sind, denn während des Temperns stieg der Druck zeitweise auf über  $5 \times 10^{-9}$  mbar an. Vor dem Tempern, das heißt nach der Herstellung des Films, war die Oberfläche der Fe/Si-Multilage frei von Verunreinigungen (kein C und O).

Nach Beendigung der strukturellen und chemischen Charakterisierung der Probe wurde diese aus der UHV Kammer ausgebaut, um mit EDX (Energy Dispersive X-ray Analysis) die Zusammensetzung der Probe zu untersuchen, insbesondere im Hinblick auf das atomare Verhältnis von Eisen zu Silizium. Wenn das Verhältnis der Fe- und Si-Schichtdicken und die damit verbundene Menge an Eisen und Silizium zueinander richtig gewählt ist, dann sollte die EDX Analyse ein Verhältnis von  $\text{Fe}_3\text{Si}$  widerspiegeln. Für die Analyse wurde der im SEM-Bild (Scanning Electron Microscopy, siehe Inbild von Abbildung 4.14) als orangener Rechteck dargestellte Bereich untersucht. Abbildung 4.14 zeigt das entsprechende EDX-Spektrum der getemperten Fe/Si-Multilage. Die Datenanalyse ergibt eine atomare Zusammensetzung von  $(74,1 \pm 2,4)$  At.% Fe und  $(25,9 \pm 0,4)$  At.% Si, also im Rahmen des Messfehlers ein Verhältnis von 3:1 wie im Fall des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ .

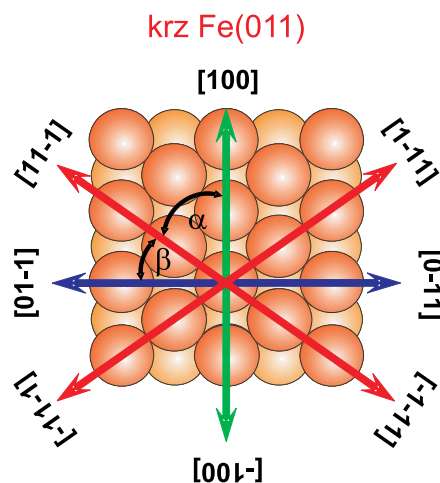


**Abbildung 4.14:** EDX-Spektrum an der 12,5 nm Fe/Si-Multilagenprobe. Die Primärenergie betrug 10 keV, so dass die Ga- und As-Peaks aufgrund der großen Eindringtiefe der Elektronen sehr ausgeprägt sind. Das Inbild zeigt eine SEM-Aufnahme der gesamten Probe. An der durch das Rechteck markierten Stelle wurde die EDX-Messung durchgeführt.

## 4.2 Magnetische Anisotropie von Fe-Schichten

Im Abschnitt 4.1.2 wurden grundlegende Ergebnisse und Eigenschaften zum Wachstum und zur Struktur von dünnen Fe-Schichten gezeigt. In diesem Unterkapitel wird ausführlich auf die Ergebnisse zur magnetischen Anisotropie von dünnen Fe-Schichten auf GaAs(011) in Abhängigkeit von der Schichtdicke eingegangen. Um die magnetische Anisotropie zu bestimmen, wurden nach Wachstum der einzelnen Filme *in situ* ferromagnetische Resonanz (FMR) Messungen bei einer Frequenz von  $f = 9,3$  GHz und bei Zimmertemperatur durchgeführt. Es sollte hierbei beachtet werden, dass eine vollständige in-plane Winkelabhängigkeitsmessung notwendig ist, um die Anisotropiekonstanten der Proben zu bestimmen.

Bevor aber auf die entsprechenden Ergebnisse der FMR-Messungen eingegangen wird, ist es sinnvoll, sich die Anordnung der Eisenatome an der (011)-Oberfläche des kubisch raumzentrierten (krz) Kristallgitters des Eisen zu betrachten. Eine schematische Darstellung der (011)-Oberfläche des Fe-Gitters ist in der Abbildung 4.15 wiedergegeben. Diese zeigt die Anordnung der ersten beiden Ebenen. Eine genaue Betrachtung zeigt, dass die Eisenatome in einer verzerrt hexagonalen Symmetrie angeordnet sind. Darüberhinaus ist diese Oberfläche durch eine weitere wichtige Eigenschaft gekennzeichnet. Es fällt nämlich auf, dass alle drei charakteristischen kristallographischen Richtungen des Gitters in ein und derselben Ebene liegen. Die jeweiligen Richtungen sind durch entsprechende Pfeile farblich gekennzeichnet. Diese charakterisieren nicht nur die Kristallrichtungen, sondern geben auch an, in welcher Richtung sich die Magnetisierung bevorzugt orientiert. Das heißt, die durch die grünen Pfeile gekennzeichneten Richtungen  $[100]$  und  $[\bar{1}00]$  sind die energetisch günstigsten Richtungen, entlang dieser sich die



**Abbildung 4.15:** Eine schematische Darstellung der Oberfläche eines krz Fe(011)-Kristalls. Die Pfeile geben die Richtung der Magnetisierung an, grüner Pfeil: leichte Richtung, blauer Pfeil: mittelschwere Richtung, blauer Pfeil: schwere Richtung.  $\alpha$  und  $\beta$  sind die Winkel der schweren Richtung in Bezug auf  $[100]$  und  $[01\bar{1}]$ .



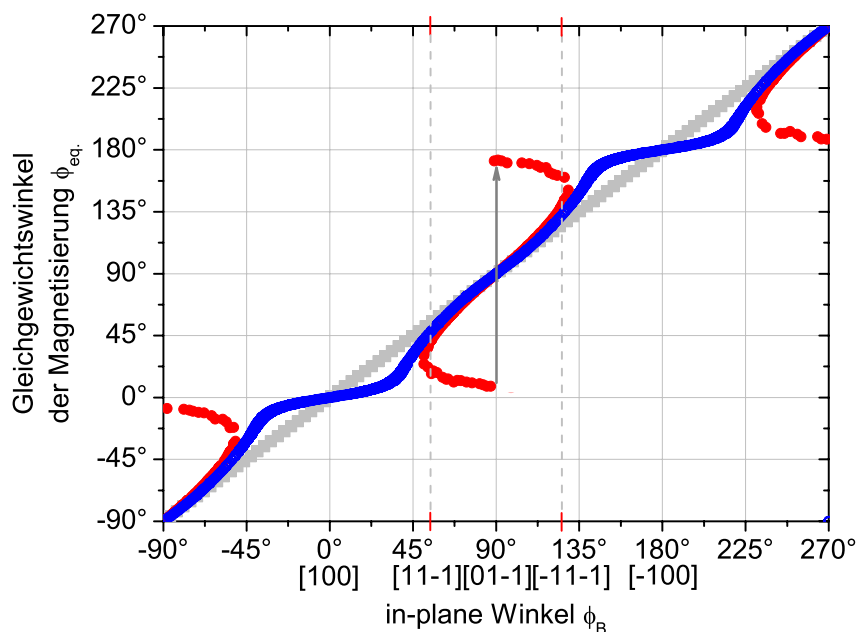
Magnetisierung bevorzugt orientiert. Man bezeichnet diese Richtung auch als die leichte Richtung der Magnetisierung. Genau um  $90^\circ$  zu der leichten Richtung gedreht orientierte Richtung liegen die sogenannten mittelschweren Richtungen der Magnetisierung (gekennzeichnet durch dunkelblaue Pfeile), die entlang der  $[01\bar{1}]$ - und  $[0\bar{1}1]$ -Richtungen zeigen. Zwischen den leichten und den mittelschweren Richtungen liegen die sogenannten schweren Richtungen der Magnetisierung. Diese sind durch die roten Pfeile gekennzeichnet, und sind entlang der kristallographischen Richtungen  $[11\bar{1}]$ ,  $[\bar{1}1\bar{1}]$ ,  $[\bar{1}\bar{1}1]$  und  $[1\bar{1}1]$  orientiert. Außerdem ist es von Bedeutung, sich die Winkel zwischen den entsprechenden Richtungen näher zu betrachten. So stellt man fest, dass der Winkel  $\alpha$  zwischen der leichten und der schweren Richtung der Magnetisierung  $54,7^\circ$  beträgt, während der Winkel  $\beta$  zwischen der mittelschweren und der schweren Richtung  $35,3^\circ$  beträgt. Demzufolge ergibt sich für den Winkel zwischen zwei schweren Richtungen mit einer mittelschweren dazwischen ein Winkel von  $70,6^\circ$ . Insbesondere wird dieser Punkt an dieser Stelle hervorgebracht, da im Nachfolgenden anhand der winkelabhängigen Messungen der Resonanzlinienlagen gezeigt wird, wie die gemessene schwere Richtung der in dieser Arbeit hergestellten Proben von der kristallographischen schweren Richtung abweicht.

Für die schichtdickenabhängige Untersuchung der magnetischen Anisotropie wurden folgende Schichtdicken hergestellt und magnetisch charakterisiert. Diese sind 15 ML, 18 ML, 20 ML, 22 ML, 26 ML und 30 ML. Für jede einzelne Schichtdicke wurden die Resonanzfelder  $B_{res}$  in Abhängigkeit vom in-plane Winkel  $0^\circ \leq \phi_B \leq 180^\circ$  aufgenommen, wobei stets zwischen zwei leichten Richtungen gemessen wurde. Es zeigt sich für alle Proben, dass die leichte Richtung der Magnetisierung in der Schichtebene liegt. Dieses Ergebnis wurde auch durch Messungen in der Polargeometrie bestätigt, bei der die Resonanzfelder in Abhängigkeit des Polarwinkels, d. h. von einer parallelen Konfiguration in der Ebene bis senkrecht zur Ebene, gemessen wurden. Diese Messungen zeigen eine schwere Richtung der Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene. In dieser Arbeit werden diese Ergebnisse nicht weiter ausgeführt, da alle relevanten Ergebnisse anhand der in-plane Messungen besser diskutiert werden können.

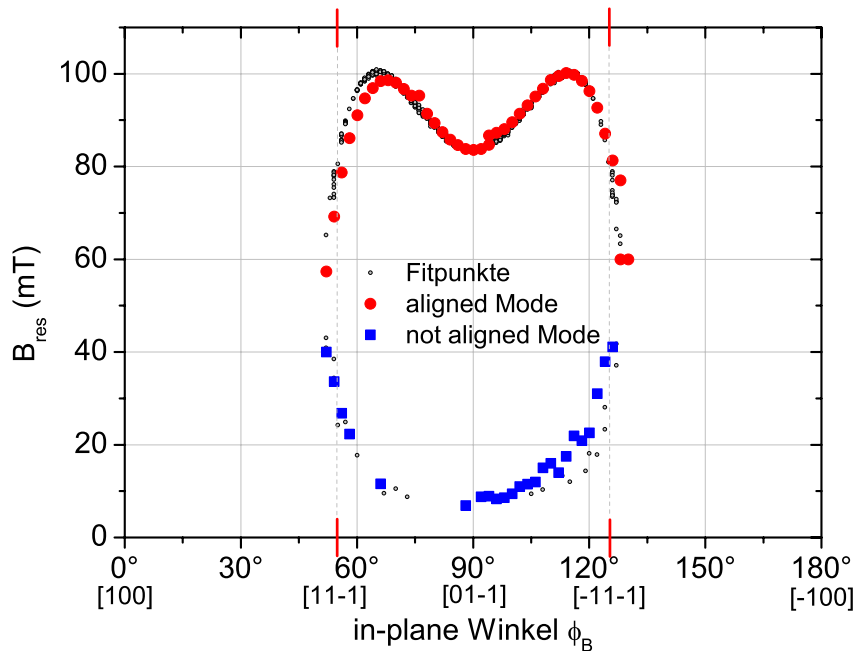
Als Beispiele für die in-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder sind die Messergebnisse der Proben für 15 ML, 18 ML, 20 ML und 22 ML in den Abbildungen 4.17 bis 4.20 wiedergegeben. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden die einzelnen Messergebnisse in separaten Graphiken dargestellt. Wie bereits oben erwähnt, wurden die Resonanzfelder in einem Winkelbereich zwischen  $0^\circ$  und  $180^\circ$  gemessen, die den leichten Richtungen  $[100]$  und  $[\bar{1}00]$  entsprechen. Zwischen diesen Richtungen liegen bei  $90^\circ$  die mittelschwere Richtung und die beiden kristallographisch schweren Richtungen, die durch entsprechende rote Markierungen gekennzeichnet sind. Neben den ermittelten Messwerten für die sogenannten aligned und not aligned Moden (siehe Grundlagen bzw. weiter unten) sind die jeweiligen Fits, als kleine schwarze Punkte dargestellt, ebenfalls in den Graphiken abgebildet. Eine genauere Betrachtung der Winkelabhängigkeiten zeigt eine Zweiteilung in Abhängigkeit von der Schichtdicke. Wie



in den Abbildungen 4.17 und 4.18 zu erkennen ist, besitzen die 15 ML und die 18 ML Probe sowohl eine aligned als auch eine not aligned Mode, während die 20 ML und die 22 ML Probe lediglich Resonanzen einer aligned Mode aufweisen (siehe Abb. 4.19 und 4.20). Darüberhinaus fällt auf, dass sich die aligned Mode bei der 20 ML und 22 ML Probe über den gesamten Winkelbereich erstreckt, während die Resonanzfelder der aligned und not aligned Mode bei der 15 ML und 18 ML Probe nur in einem engen Winkelbereich zwischen etwa  $50^\circ$  und  $130^\circ$ , d.h. also  $\pm 40^\circ$  um die mittelschwere  $[01\bar{1}]$ -Orientierung herum, liegen. Betrachtet man die Resonanzfeldwerte der aligned und der not aligned Mode genauer, so stellt man fest, dass die Resonanzen der aligned Mode in dem oben erwähnten Winkelbereich oberhalb von 50 mT und die der not aligned Mode entsprechend unterhalb von 50 mT liegen. Das gilt sowohl für die 15 ML als auch für die 18 ML Probe. Ausgehend von der  $[01\bar{1}]$ -Richtung bis zu den schweren Richtungen (Maxima der Winkelabhängigkeit) bewegen sich im Fall der 15 ML und 18 ML Proben die Resonanzlinienlagen sowohl der aligned Mode als auch der not aligned Mode zu höheren Feldwerten. Nach Erreichen des Maximums wandern die Resonanzlinien der aligned Mode zu niedrigen Feldwerten, während die der not aligned Mode weiter zunehmen, so dass beide Moden aufeinander zubewegen. Bis auf die Ausnahme der 20 ML Probe wurden die Resonanzlinienlagen in Winkelschrittweiten von  $2^\circ$  aufgenommen. Diese beträgt bei der 20 ML Probe  $5^\circ$ .

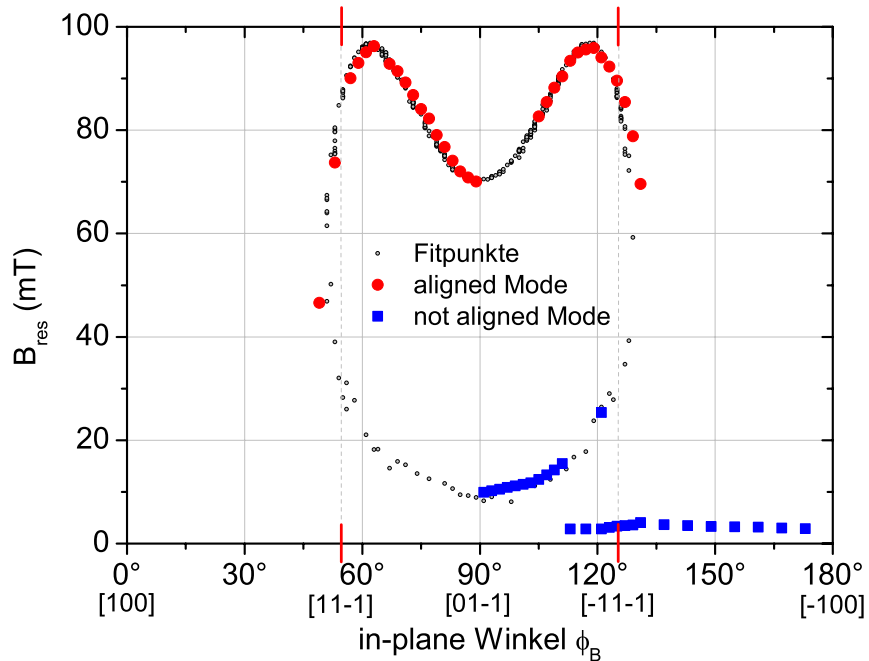


**Abbildung 4.16:** Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung in Abhängigkeit vom in-plane Winkel. Die blaue Linie widerspiegelt die Abweichung von der Winkelhalbierenden (graue Linie) z.B. einer 20 ML Fe-Probe, die roten Punkte z.B. einer 15 ML Fe-Probe.



**Abbildung 4.17:** In-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder für eine 15 ML Fe-Probe auf GaAs(011), bei Zimmertemperatur gemessen. Die roten Punkte sind die aligned und blauen Quadrate die not aligned Moden. Die Fitpunkte sind ebenfalls eingezeichnet. Die roten Markierungsstriche bezeichnen die Winkel der kristallographischen schweren Richtung der Magnetisierung.

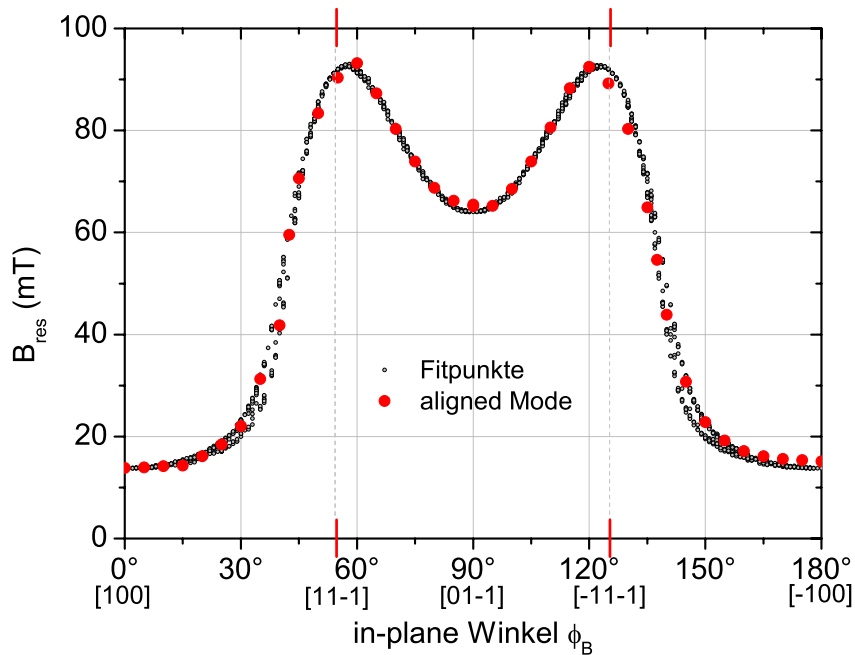
Der physikalische Ursprung für das Auftreten einer aligned und not aligned Mode in den Proben mit einer Schichtdicke von 15 ML und 18 ML ist die, dass in dem jeweiligen Winkelbereich die internen Felder der Proben, die mit den Kristallrichtungen verbunden sind, groß genug sind, dass, wenn das externe Magnetfeld nicht entlang einer leichten Richtung liegt, schon bei kleinen externen Feldern eine Präzession der Magnetisierung auch um eine Richtung erfolgen kann, die durch die internen Felder dominiert wird. Erst bei höheren Feldstärken wird die Magnetisierung in Richtung eines effektiven Magnetfeldes  $B_{\text{eff}}$  gezogen. Dieses effektive Magnetfeld, um das die Magnetisierung der Probe präzediert, ist eine Superposition aus den internen Feldern und dem angelegten externen Feld. Zur besseren Veranschaulichung dieses Sachverhalts betrachte man die Abbildung 4.16, die den Gleichgewichtswinkel  $\phi_{\text{eq}}$  der Magnetisierung in Abhängigkeit von der Orientierung des externen Magnetfeldes darstellt. Diese Gleichgewichtswinkel gehören jeweils zu den theoretisch bestimmten Resonanzlinienlagen in den Abbildungen 4.17 und 4.18 und wurden durch Minimierung der freien Energie berechnet. Dabei geben die als rote Punkte dargestellten Gleichgewichtswinkel diejenigen der 15 ML und 18 ML Proben wieder, während die blauen Punkte für die Gleichgewichtswinkel der 20 ML und 22 ML Proben stehen. Die hellgraue durchgezogene Linie ist die Winkelhalbieren-



**Abbildung 4.18:** In-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder für eine 18 ML Fe-Probe auf GaAs(011), bei Zimmertemperatur gemessen. Die roten Punkte sind die aligned und blauen Quadrate die not aligned Moden. Die Fitpunkte sind ebenfalls eingezeichnet.

de zwischen  $\phi_{eq.}$  und der Orientierung des externen Magnetfeldes. Diese entspricht dem Fall, dass an jedem Punkt dieser Winkelhalbierenden der Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung und der in-plane Winkel  $\phi_B$  dieselbe Orientierung besitzen. Mit dieser Form der Darstellung kann man am besten die Aufspaltung in zwei Resonanzlinien und deren Verhalten erklären. Der Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung entspricht der Orientierung des effektiven internen Magnetfeldes, welches für die Erfüllung der Resonanzbedingung die entscheidende Größe ist.

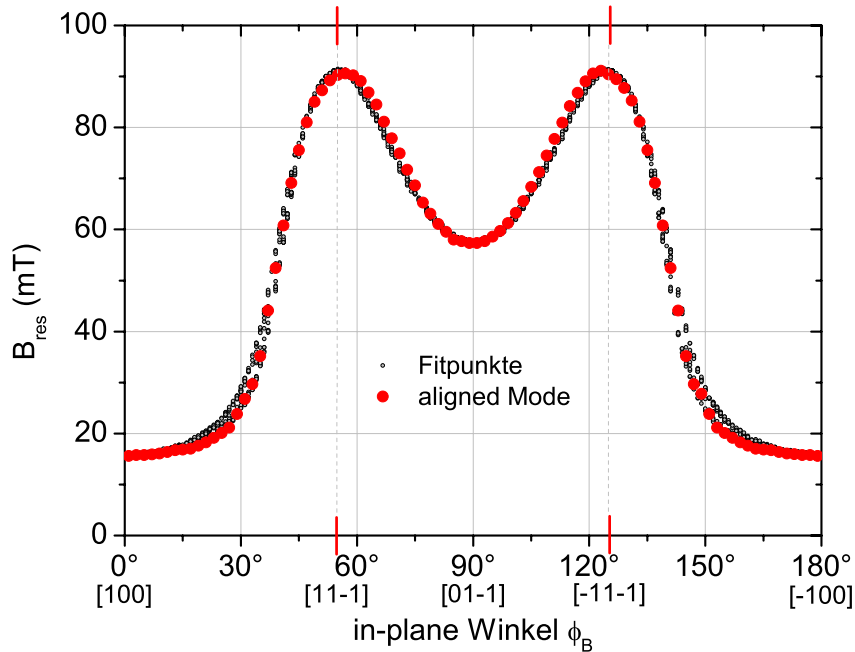
Im Folgenden wird nur auf den mit roten Punkten dargestellten Verlauf des Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung eingegangen. Bei einem Winkel des externen Magnetfeldes von etwa  $\phi_B = 50^\circ$  kommt es zu einer Aufspaltung in zwei Resonanzlinien mit einem Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung von  $\phi_{eq.} = 28^\circ$  im Fall der 15 ML Probe. Für Winkel  $\phi_B > 50^\circ$  gehen die Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung für die beiden beobachteten Resonanzlinienlagen auseinander. Für die Resonanzen im Winkelbereich  $50^\circ \leq \phi_B \leq 90^\circ$  folgt der Winkel  $\phi_{eq.}$  der Orientierung des externen Magnetfeldes. Bei einem Winkel von  $90^\circ$ , welcher der mittelschweren Richtung entspricht, stimmen beide Winkel überein. Im Fall der not aligned Mode bei tiefen Magnetfeldern, deren Existenz auf die relativ kleine Mikrowellenfrequenz im X-Band zurückzuführen ist, ist die Situation eine andere. Geht man mit der Orientierung des externen



**Abbildung 4.19:** In-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder für eine 20 ML Fe-Probe auf GaAs(011), bei Zimmertemperatur gemessen. Die roten Punkte sind die aligned Moden. Die Fitpunkte sind ebenfalls eingezeichnet.

Magnetfeldes  $B$  über  $\phi_B = 90^\circ$  hinaus, so richtet sich die Magnetisierung der not aligned Mode in Richtung der nächsten leichten Kristallrichtung aus, so dass bei  $\phi_B = 90^\circ$  ein Sprung von etwa  $170^\circ$  im Gleichgewichtswinkel  $\phi_{eq}$  stattfindet (dieser Übergang ist durch den grauen Pfeil in der Abbildung gekennzeichnet).

Betrachtet man jetzt die Resonanzlinienlagen  $B_{res}$  in Abhängigkeit vom in-plane Winkel  $\phi_B$  des angelegten externen Magnetfeldes für die 15 ML, 18 ML, 20 ML und 22 ML Proben in den Abbildungen 4.17 bis 4.20 näher, so erhält man folgende Feldwerte für die entsprechenden leichten, mittelschweren und schweren Richtungen der Magnetisierung und die dazugehörigen Winkellagen für die aligned und not aligned Moden. Im Fall der 15 ML Probe liegen die Resonanzlinien der schweren Richtung für die aligned Mode bei einem Feldwert von etwa 100 mT rechts wie links um die mittelschwere  $[01\bar{1}]$  Richtung herum. Für die mittelschwere Richtung ergeben sich aus der Darstellung ein Feldwert von 84 mT für die aligned Mode und etwa 8 mT für die not aligned Mode. Die Differenz der Resonanzlinienlagen in dieser Orientierung beträgt dementsprechend 76 mT, und diejenige zwischen der schweren und mittelschweren Richtung 16 mT. Vergleicht man die schwere Richtung in der Ebene der Probe (entspricht den beiden Maxima) mit der kristallographischen schweren Richtungen  $[11\bar{1}]$  und  $[\bar{1}1\bar{1}]$ , die als kurze rote Striche im Graphen gekennzeichnet sind, so stellt man fest, dass sie nicht übereinstimmen. Wie



**Abbildung 4.20:** In-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder für eine 22 ML Fe-Probe auf GaAs(011), bei Zimmertemperatur gemessen. Die roten Punkte sind die aligned Moden. Die Fitpunkte sind ebenfalls eingezeichnet.

bereits weiter oben erwähnt, liegt die schwere Richtung zwischen der  $[100]$ - und der  $[01\bar{1}]$ -Richtung bei einem Winkel von  $\alpha = 54,7^\circ$  bezogen auf die leichte Kristallrichtung. Allerdings liegt die schwere Richtung bei der 15 ML Probe bei einem Winkel von etwa  $\alpha' = 65^\circ$  bezogen auf die  $[100]$ -Richtung. Dieses ergibt eine Abweichung von  $10,3^\circ$ . Im Fall der 18 ML Probe beträgt für die schwere Richtung die Resonanzlinienlage  $B_{res} = 96$  mT für die aligned Mode. Für die  $[01\bar{1}]$ -Orientierung erhält man einen Feldwert von etwa 70 mT für die aligned und etwa 10 mT für die not aligned Mode, deren Differenz einen Wert von 60 mT liefert. Für die Differenz zwischen der schweren und der mittelschweren Richtung erhält man einen Wert von  $B_{res} = 26$  mT für die aligned Mode. Die schwere Richtung in der 18 ML Probe liegt bei einem Winkel von etwa  $\alpha' = 62^\circ$ , mit einer Abweichung von  $7,3^\circ$  zur  $[11\bar{1}]$ -Orientierung.

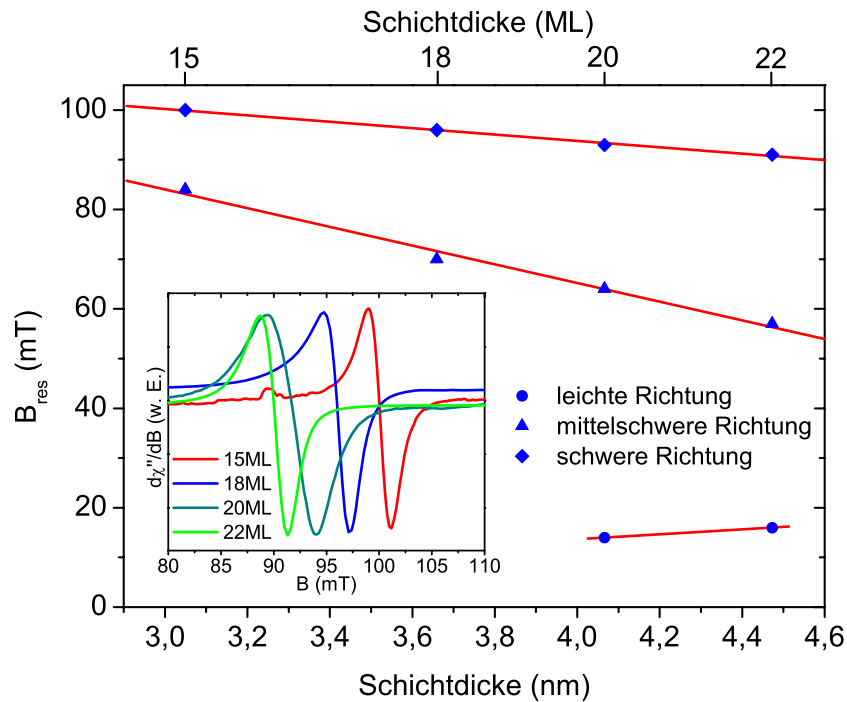
Für die Proben mit einer Schichtdicke von 20 ML bzw. 22 ML ist die Situation die folgende. Zum Einen besitzen diese Schichtdicken keine not aligned Moden und zum anderen war es möglich, die Resonanzlinienlagen für die aligned Mode im gesamten Winkelbereich  $0^\circ \leq \phi_B \leq 180^\circ$  in der Ebene zu bestimmen, wie in den Abbildungen 4.19 und 4.20 zu sehen ist. Eine nähere Analyse der graphischen Auswertung liefert einen Feldwert für die schwere Richtung von 93 mT im Fall der 20 ML Probe und 91 mT im Fall der 22 ML Probe. Die Resonanzlinie in der mittelschweren  $[01\bar{1}]$ -Orientierung liegt bei  $B_{res} = 64$  mT für die 20 ML Probe und bei

$B_{res} = 57$  mT für die 22 ML Probe. Ein jeweiliger Vergleich der beiden Richtungen ergibt eine Differenz von 29 mT (20 ML) und 34 mT. Das bedeutet, dass für die 22 ML Probe die Differenz zwischen den Resonanzfeldern in schwerer und mittelschwerer Richtung größer ist als für die 20 ML Probe. Vergleich man die Differenz zwischen der schweren und mittelschweren Richtung aller vier Schichtdicken miteinander, so erkennt man eine Tendenz, dass mit zunehmender Schichtdicke diese Differenz größer wird. Dieses Ergebnis zeigt eindeutig, dass die zweizählige uniaxiale Anisotropie in der Ebene mit zunehmender Schichtdicke kleiner wird, was auch für größere Schichtdicken zu erwarten ist. Desweiteren erhält man aus den Abbildungen, dass die Resonanzen in der leichten [100]-Richtung für die 20 ML Probe bei etwa 14 mT und der 22 ML Probe bei etwa 16 mT liegen. Die Differenz zwischen der schweren und der leichten Richtung beträgt 79 mT (20 ML) und 75 mT (22 ML). Vergleicht man beide Schichtdicken, so ergibt sich ein Unterschied von 4 mT. Das bedeutet, dass es bei der 22 ML Probe leichter ist, die Magnetisierung aus der leichten Richtung in die schwere Richtung zu drehen. Betrachtet man noch die Lage der schweren Richtung in der Ebene der beiden Proben, so stellt man fest, dass die schwere Richtung im Fall der 20 ML Probe bei einem Winkel von etwa  $\alpha' = 58^\circ$  liegt, während dieser bei der 22 ML Probe  $\alpha' = 56^\circ$  beträgt. Die Abweichung zu der kristallographischen schweren Richtung liegt bei  $3,3^\circ$  (20 ML) und  $1,3^\circ$  (22 ML).

Für eine bessere Übersicht sind in der Tabelle 4.1 die aus den graphischen Auswertungen (siehe Abb. 4.17 bis 4.20) erhaltenen Resonanzlinienlagen für die leichte, mittelschwere und schwere Richtung und die Lage der schweren Richtung in der Ebene mit den entsprechenden Abweichungen zu den kristallographischen Orientierungen ([100],[11 $\bar{1}$ ] und [01 $\bar{1}$ ]) für die hergestellten Proben 15 ML, 18 ML, 20 ML und 22 ML zusammengefasst. In der Abbildung 4.21 sind die Resonanzlinienlagen zu den jeweiligen drei charakteristischen Richtungen der Magnetisierung in Abhängigkeit von der Schichtdicke aufgetragen. Um die schichtdickenabhängige Tendenz besser nachvollziehen zu können wurden entsprechende Linien eingezeichnet. Man

Fe-Probe (ML)	leichte Richtung (mT)	mittelschwere Richtung (mT)	schwere Richtung (mT)	$\alpha'$ (°)	$\beta'$ (°)	$2\beta'$ (°)	$\alpha-\alpha'$ (°)	$\beta-\beta'$ (°)	$2\beta-2\beta'$ (°)
22	16	57	91	56	34	68	-1,3	1,3	2,6
20	14	64	93	58	32	64	-3,3	3,3	6,6
18	–	70	96	62	28	56	-7,3	7,3	14,6
15	–	84	100	65	25	50	-10,3	10,3	20,6

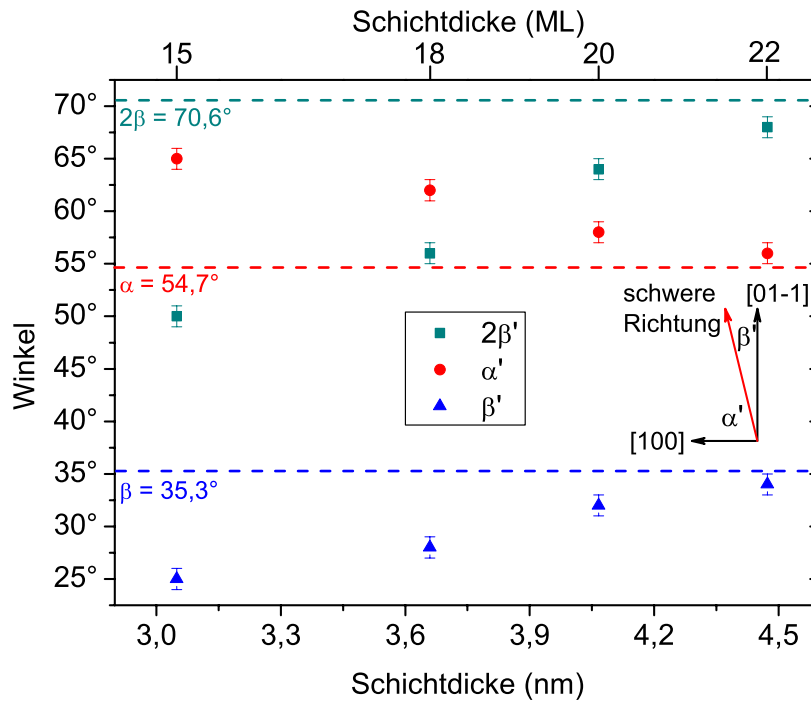
**Tabelle 4.1:** Eine Zusammenfassung der Resonanzfelder und Winkelbeziehungen für die 15, 18, 20 und 22 ML Fe-Proben auf GaAs(011). Die Winkel  $\alpha'$  und  $\beta'$  bezeichnen die Winkel der schweren Richtung in Bezug auf [100] und [01 $\bar{1}$ ].



**Abbildung 4.21:** Die Abhängigkeit der Resonanzfelder von der Fe-Schichtdicke. Im Inbild sind die aufeinander normierten FMR-Spektren für die 15, 18, 20 und 22 ML Fe-Proben gezeigt.

erkennt zwei wesentliche Tendenzen. Sowohl die Resonanzfelder der schweren als auch der mittelschweren Richtung nehmen mit zunehmender Schichtdicke ab, wobei die Abnahme in der mittelschweren Richtung größer ist. So liegt bei der 15 ML Probe das Resonanzfeld bei 84 mT und nimmt bis auf einen Wert von 57 mT bei 22 ML ab. Dieses ergibt eine Abnahme von 27 mT, während die Abnahme in der schweren Richtung lediglich bei 9 mT liegt. Auffallend ist auch, dass die Abnahme in diesem Schichtdickenbereich linear ist. In der leichten Richtung hingegen gibt es eine geringfügige Zunahme um 2 mT bei einer Erhöhung der Schichtdicke um 2 Monolagen, was etwa 4 Å entspricht.

Im Inbild der Abbildung 4.21 sind die originalen FMR-Spektren für die vier diskutierten Schichtdicken in der schweren Richtung wiedergegeben. Sie wurden bei Zimmertemperatur und bei einer Anregungsfrequenz von 9,3 GHz (X-Band) aufgenommen. Obwohl im Rahmen dieser Arbeit nicht auf die dynamischen Vorgänge eingegangen wird, ist es dennoch sinnvoll, auf eine wichtige Beobachtung hinzuweisen. Bei der Analyse der Linienbreiten ist aufgefallen, dass im Gegensatz zum System Fe/GaAs(001) bei allen auf GaAs(011) hergestellten Proben die Linienbreite der FMR-Spektren in der schweren Richtung am kleinsten und in der leichten Richtung am größten ist. Die Linienbreiten der hier abgebildeten Spektren liegen bei 2,1 mT (15 ML), 2,4 mT (18 ML), 4,5 mT (20 ML) und 2,6 mT (22 ML).



**Abbildung 4.22:** Die Abhängigkeit der Winkel in der schweren Richtung als Funktion der Fe-Schichtdicke. Die gestrichelten Linien entsprechen den Winkeln der kristallographischen schweren Richtung.

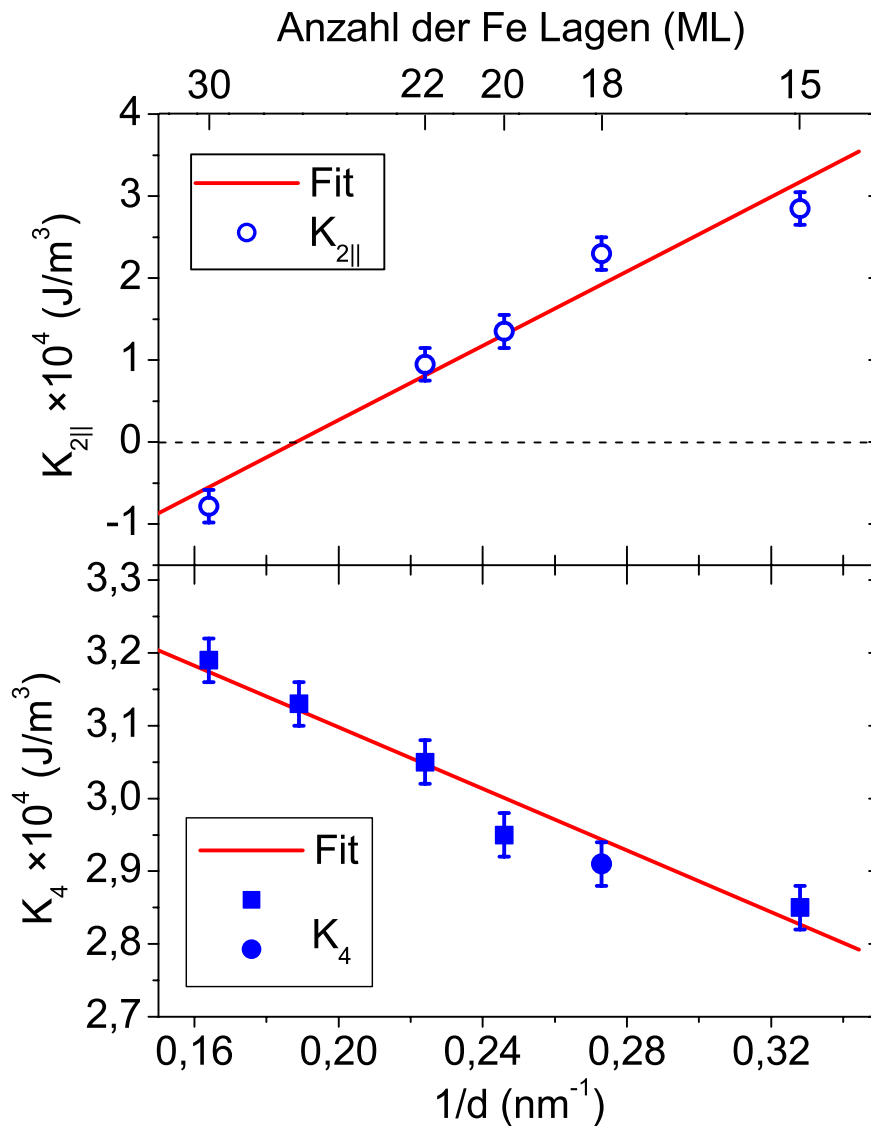
Die in der Tabelle 4.1 aufgeführte detaillierte Zusammenstellung über die Winkelbeziehungen der schweren Richtung der Magnetisierung in Verbindung mit den kristallographischen Richtungen  $[100]$ ,  $[11\bar{1}]$  und  $[01\bar{1}]$  der  $(011)$ -Ebene sind in der Abbildung 4.22 als Funktion der Schichtdicke aufgetragen. Wie bereits zu Beginn dieses Abschnittes beschrieben worden ist, ist  $\alpha$  der Winkel zwischen den Richtungen  $[100]$  und  $[11\bar{1}]$ ,  $\beta$  der Winkel zwischen den  $[11\bar{1}]$ - und  $[01\bar{1}]$ -Orientierungen und letztlich  $2\beta$  der Winkel zwischen den beiden schweren Kristallrichtungen mit der  $[01\bar{1}]$ -Orientierungen dazwischen. Zur besseren Orientierung sind diese drei Winkel als gestrichelte Linien in der Abbildung gezeichnet. Wie aus der Abbildung deutlich zu erkennen ist, nähert sich die schwere Richtung in den Proben mit zunehmender Schichtdicke immer mehr der schweren Kristallrichtung entlang der  $[11\bar{1}]$ -Orientierung an. So beträgt die Differenz zwischen  $\alpha'$ , Winkel zwischen  $[100]$ -Richtung und der schweren Richtung in den Proben, und  $\alpha$  bei der 22 ML Probe nur noch  $1,3^\circ$ . Das gleiche gilt natürlich auch für die beiden Winkel  $\beta$  und  $\beta'$ , allerdings mit einem negativem Vorzeichen. Man kann also folgendes Ergebnis festhalten. Bei allen vier untersuchten Proben liegt die schwere Richtung zwischen der  $[11\bar{1}]$ - und der  $[01\bar{1}]$ -Richtung, wobei sich diese mit zunehmender Schichtdicke zu der schweren  $[11\bar{1}]$ - Kristallrichtung nähert.



Fe-Probe (ML)	Schichtdicke (nm)	$K_4$ ( $10^4 \text{J/m}^3$ )	$K_{2\parallel}$ ( $10^4 \text{J/m}^3$ )	$\frac{K_4}{M}$ (mT)	$\frac{K_{2\parallel}}{M}$ (mT)
Fe-Bulk	Bulk	4,81	0	28,1	0
30	6,08	3,19	-0,78	18,7	-4,56
26	5,27	3,13	1,37	18,3	8,0
22	4,46	3,05	0,95	17,8	5,56
20	4,05	2,95	1,35	17,3	7,89
18	3,65	3,30	2,30	19,3	13,5
18*	3,65	2,91	0,80	17,0	4,7
15	3,04	2,85	2,85	16,7	16,7

**Tabelle 4.2:** Die gemessenen magnetokristallinen Anisotropiekonstanten von nicht abgedeckten Fe-Monolagen auf GaAs(011). Die Zahlen in der ersten Spalte repräsentieren die Anzahl der Monolagen. Alle Proben wurden *in situ* und bei Zimmertemperatur gemessen. Der Bulk-Wert ist aus [48]. Der Fehler in der Bestimmung der Anisotropiekonstanten liegt bei  $\pm 0,05 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ .

Im Folgenden wird die magnetische Anisotropie sowie die Beiträge zur magnetischen Anisotropie im Einzelnen diskutiert. Für die Bestimmung der magnetokristallinen Anisotropiekonstanten wurden insgesamt sechs Proben berücksichtigt. Dazu wurden die in-plane winkelabhängigen Resonanzfelder aller Proben mit Hilfe eines Fit-Programmes von R. Meckenstock speziell für Systeme auf GaAs(011) gefittet. Die Ergebnisse der hierdurch gewonnen magnetokristallinen Anisotropiekonstanten für Schichtdicken zwischen 15 bis 30 ML von Fe auf GaAs(011) sind in der Tabelle 4.2 aufgelistet. Bei den in der Tabelle aufgeführten Anisotropiekonstanten handelt es sich um die vierzählige kubische Anisotropiekonstante  $K_4$  (die dritte Spalte von Tab. 4.2) und die zweizählige uniaxiale Anisotropiekonstante in der Ebene  $K_{2\parallel}$  (die vierte Spalte von Tab. 4.2). In den letzten beiden Spalten sind die auf die Magnetisierung  $M$  bezogenen Anisotropiefelder  $K_4/M$  und  $K_{2\parallel}/M$  in mT aufgelistet. Da die Magnetisierung der einzelnen Proben nicht bekannt war, wurde beim Fitten aller Proben der Volumenwert der Magnetisierung von Eisen ( $M = 1.71 \times 10^6 \text{ A/m}$ ) eingesetzt. Allerdings kann man davon ausgehen, dass die tatsächliche Magnetisierung der Schichten im Allgemeinen kleiner ist als die des Fe-Volumenmaterials. Mit einer kleineren Magnetisierung würde man auch entsprechend kleinere Anisotropiekonstanten erhalten, wenn man berücksichtigt, dass die Anisotropiefelder ( $K_4/M$  und  $K_{2\parallel}/M$ ) gleich bleiben müssen. Die winkelabhängigen Messungen zeigen eine Magnetisierung, die für alle Schichtdicken in der Schichtebene liegt. Die kubische Anisotropie  $K_4$  ist für alle Schichten positiv, was bedeutet, dass die bevorzugte leichte Richtung der Magnetisierung die [100]-Richtung innerhalb der dickeren Fe-Schichten ist, welche die leichte Achse vom Fe-Volumenmaterial ist, denn dickere Schichten besitzen eine dominierende kubische Anisotropie. Man erkennt, dass



**Abbildung 4.23:** Die in-plane uniaxiale (oben) und kubische (unten) magnetokristalline Anisotropiekonstanten der Fe-Monolagen auf GaAs(011) als eine Funktion der reziproken Filmschichtdicke, bei Zimmertemperatur bestimmt.

die Werte der kubischen Anisotropiekonstanten mit zunehmender Schichtdicke größer werden. Allerdings zeigt der Wert für die dickste Probe (30 ML) immernoch eine erhebliche Abweichung von der kubischen Anisotropiekonstanten des Volumenmaterials ( $4,81 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ ). Man kann daraus schließen, dass die Schichten bis einschließlich 30 ML noch nicht relaxiert sind, was auf die strukturellen Eigenschaften der Proben zurückzuführen ist. Im Gegensatz zu diesem System verhält sich das Fe/GaAs(001)-System ganz anders. So wurde z.B. im Rahmen der Doktorarbeit

	$K_4^v$ ( $10^5 \text{J/m}^3$ )	$K_{2\parallel}^v$ ( $10^5 \text{J/m}^3$ )	$K_4^{s,\text{eff}}$ ( $10^{-5} \text{J/m}^2$ )	$K_{2\parallel}^{s,\text{eff}}$ ( $10^{-5} \text{J/m}^2$ )
<b>Diese Arbeit</b>	<b>0,35±0,01</b>	<b>-0,43±0,07</b>	<b>-2,2±0,2</b>	<b>22,7±2,7</b>
[62]	0,36±0,07	-0,27±0,08	-3,9±0,9	14,1±2,0
[22]†	0,66±0,1	0,18±0,25	-6,1±0,1	-8,9±0,4
[63]†	0,34±0,03	0,005±0,01	-2,4±0,8	-4,4±0,2

**Tabelle 4.3:** Die Volumenbeiträge zu den magnetokristallinen Anisotropiekonstanten von nicht abgedeckten Fe-Monolagen auf GaAs(011) und  $\{4 \times 6\}$ GaAs(001), gemessen bei Zimmertemperatur.

†: nicht abgedeckt.

von Kh. Zakeri [22] gefunden, dass die kubische Anisotropie mit zunehmender Schichtdicke größer wird und bei bereits 30 ML (43 Å) den Fe-Volumenwert annimmt. In diesem Fall ist die Probe nahezu vollständig relaxiert und verhält sich wie ein Einkristall. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Proben kann man dagegen nicht von einem vollständig einkristallinen Verhalten sprechen. Betrachtet man die uniaxiale Anisotropie  $K_{2\parallel}$  in der Ebene, so fällt auf, dass diese mit zunehmender Schichtdicke kleiner wird und bei der 30 ML Probe sogar einen negativen Wert annimmt. Dieses Verhalten ist ungewöhnlich, da man mit zunehmender Schichtdicke erwarten würde, dass  $K_{2\parallel}$  gegen Null strebt, wie im Fall von Fe/GaAs(001) zu sehen ist [22]. Ein wesentlicher Unterschied der  $K_{2\parallel}$ -Werte in der zitierten Arbeit ist, dass sie bis zu einer Schichtdicke von 30 ML ein negatives Vorzeichen besitzen. Hier findet kein Vorzeichenwechsel statt. Der Vorzeichenwechsel, der in dieser Schichtdickenserie gefunden wurde, zeigt, dass es zwischen 26 ML und 30 ML bei Zimmertemperatur zu einer Reorientierung der leichten Richtung der Magnetisierung kommt. Die Schichtdicke, bei der diese Reorientierung stattfindet, kann man aus dem Schnittpunkt der Ausgleichsgeraden mit dem Nulldurchgang ermitteln. Dieser ergibt sich zu 27 ML (54,7 Å). Darüberhinaus kann man aus dem negativen Vorzeichen für die 30 ML Probe sagen, dass es neben einem Oberflächenbeitrag ein zusätzlicher Volumenbeitrag zu  $K_{2\parallel}$  existiert. Folgt man der Ausgleichsgeraden zu noch höheren Schichtdicken hin, so würde sich dieser Volumenbeitrag noch weiter erhöhen. Vergleicht man z.B. für die 15 ML Probe den Wert der kubischen Anisotropie mit dem der uniaxialen Anisotropie, so erkennt man, dass beide Anisotropien den gleichen Wert von  $2,85 \times 10^4 \text{ J/m}^3$  besitzen.

Um die Volumen- und die Grenzflächen-/Oberflächenanisotropiebeiträge voneinander zu trennen, wurden die Anisotropiekonstanten als eine Funktion der reziproken Schichtdicke in Abbildung 4.23 aufgetragen. Die aus dieser Analyse resultierenden Volumen- und Grenzflächen-/Oberflächenanisotropiekonstanten sind in der Tabelle 4.3 zusammengefasst, und werden mit Ergebnissen anderer Arbeiten verglichen.

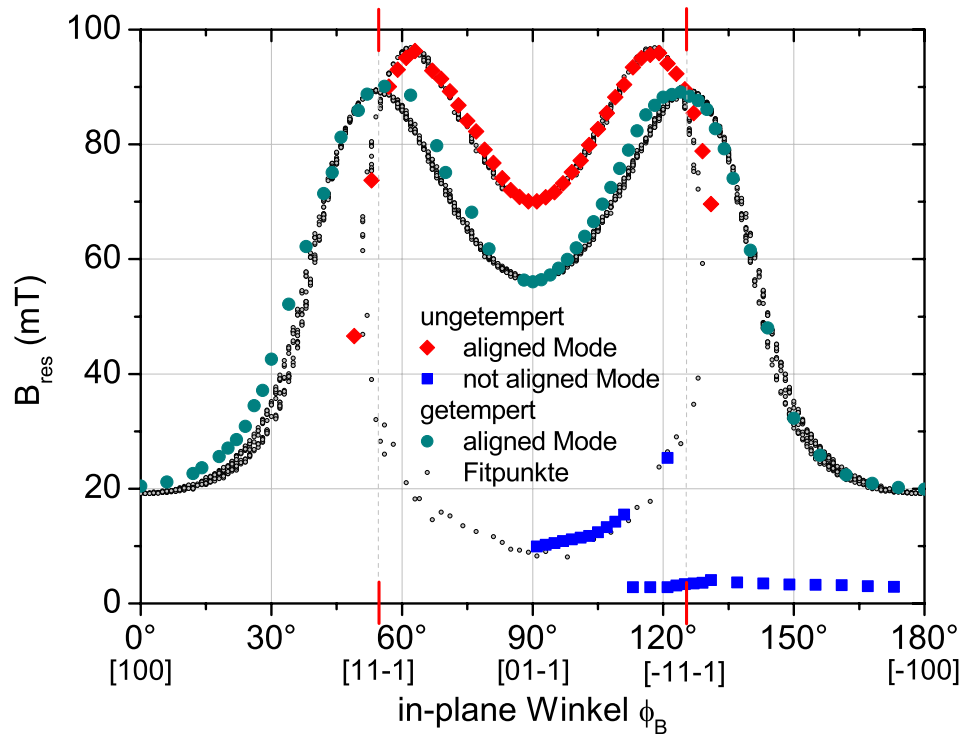
Die im Rahmen dieser Arbeit erhaltenen Beiträge zu der kubischen Anisotropie  $K_4$  und zu

der uniaxialen Anisotropie  $K_{2\parallel}$  in der Ebene sind die Folgenden. Aus den Achsenabschnitten der Ausgleichsgeraden in Abbildung 4.23 erhält man für die Volumenbeiträge die Anisotropiekonstanten  $K_4^v = (0,35 \pm 0,01) \times 10^5 \text{ J/m}^3$  und  $K_{2\parallel}^v = (-0,43 \pm 0,07) \times 10^5 \text{ J/m}^3$ , und aus den entsprechenden Steigungen die Grenzflächen-/Oberflächenbeiträge  $K_4^{s,\text{eff}} = (-2,2 \pm 0,2) \times 10^{-5} \text{ J/m}^2$  und  $K_{2\parallel}^{s,\text{eff}} = (22,7 \pm 2,7) \times 10^{-5} \text{ J/m}^2$ . Vergleicht man diese Werte mit den Ergebnissen, die in der Arbeit von Höllinger *et al.* [62] gefunden wurden, so stellt man zunächst fest, dass insbesondere der Volumenbeitrag zur kubischen Anisotropie in sehr guter Übereinstimmung steht ( $K_4^v = (0,36 \pm 0,07) \times 10^5 \text{ J/m}^3$ ). Beide Werte liegen nahe an dem des Fe Volumenmaterials ( $K_{4,\text{bulk}} = 0,48 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ ). Dagegen ist der negative Volumenbeitrag der uniaxialen Anisotropie in der Ebene nahezu doppelt so klein verglichen mit  $K_{2\parallel}^v = (-0,27 \pm 0,08) \times 10^5 \text{ J/m}^3$  [62]. Der Vergleich der Grenzflächen-/Oberflächenbeiträge zur kubischen und zur uniaxialen Anisotropie in der Ebene zeigt, dass sowohl die in dieser Arbeit ermittelte kubische Anisotropiekonstante  $K_4^{s,\text{eff}}$  als auch die uniaxiale Anisotropiekonstante in der Ebene  $K_{2\parallel}^{s,\text{eff}}$  wesentlich größer sind, im ersten Fall nahezu um den Faktor 2 und im letzten etwas mehr als das 1,5fache ( $K_4^{s,\text{eff}} = (-3,9 \pm 0,9) \times 10^{-5} \text{ J/m}^2$  und  $K_{2\parallel}^{s,\text{eff}} = (14,1 \pm 2,0) \times 10^{-5} \text{ J/m}^2$  in [62]).

Um die verschiedenen Beiträge zur magnetischen Anisotropie des in dieser Arbeit untersuchten Systems Fe/GaAs(011) und des in der Literatur vielzitierten Systems Fe/GaAs(001) gegenüberzustellen, wurden als Beispiele in den beiden letzten Zeilen der Tabelle 4.3 die entsprechenden Anisotropiekonstanten, die in den Arbeiten [22] und [63] ermittelt worden sind, aufgeführt. Auf eine detaillierte Diskussion all dieser Arbeiten wird hier verzichtet. Auffällig ist allerdings die sehr gute Übereinstimmung der in dieser Arbeit ermittelten kubischen Anisotropiekonstanten bezüglich des Volumens und der Grenzfläche-/Oberfläche mit denen in [63]. Eine ausführliche Zusammenstellung und Diskussion der Anisotropiebeiträge zum System Fe/GaAs(001) ist in einer aktuellen Dissertation [22] gegeben.

### 4.2.1 Der Einfluss des Temperns

Im folgenden Abschnitt wird an zwei ausgewählten Proben der weiter oben ausführlich diskutierten Schichtdickenserie des Systems Fe/GaAs(011) gezeigt, welchen Einfluss das Tempern auf die magnetische Anisotropie und deren Orientierung in der Schichtebene hat. Bei den hier zu betrachtenden Proben handelt es sich um die Proben mit den Schichtdicken 18 ML Fe/GaAs(011) und 26 ML Fe/GaAs(011). Zunächst wurde die jeweilige Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder in der Schichtebene der ungetemperten Proben bestimmt. Anschließend wurden die Proben für etwa 30 Minuten bei einer Temperatur von ca. 180°C in der UHV-Kammer getempert. Dabei wurde darauf geachtet, dass die Heiztemperatur unterhalb von 200°C lag, um Interdiffusion von Ga und As aus der Halbleiter/Ferromagnet-Grenzfläche in die Fe-Schicht und die damit verbundene Legierungsbildung in den ersten Monolagen der Probe zu vermeiden. Nach Abkühlen der Proben auf Zimmertemperatur wurde ein weiteres Mal



**Abbildung 4.24:** Die in-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder für (un)getemperte 18 ML Fe-Probe, bei 9,25 GHz und Zimmertemperatur gemessen.

die winkelanhängige Lage der Resonanzfelder der getemperten Proben mit Hilfe der *in situ* FMR gemessen. Die entsprechenden Ergebnisse der durchgeführten Messungen sowohl zu der (un)getemperten 18 ML Probe als auch der 26 ML Probe sind in den Abbildungen 4.24 und 4.25 wiedergegeben.

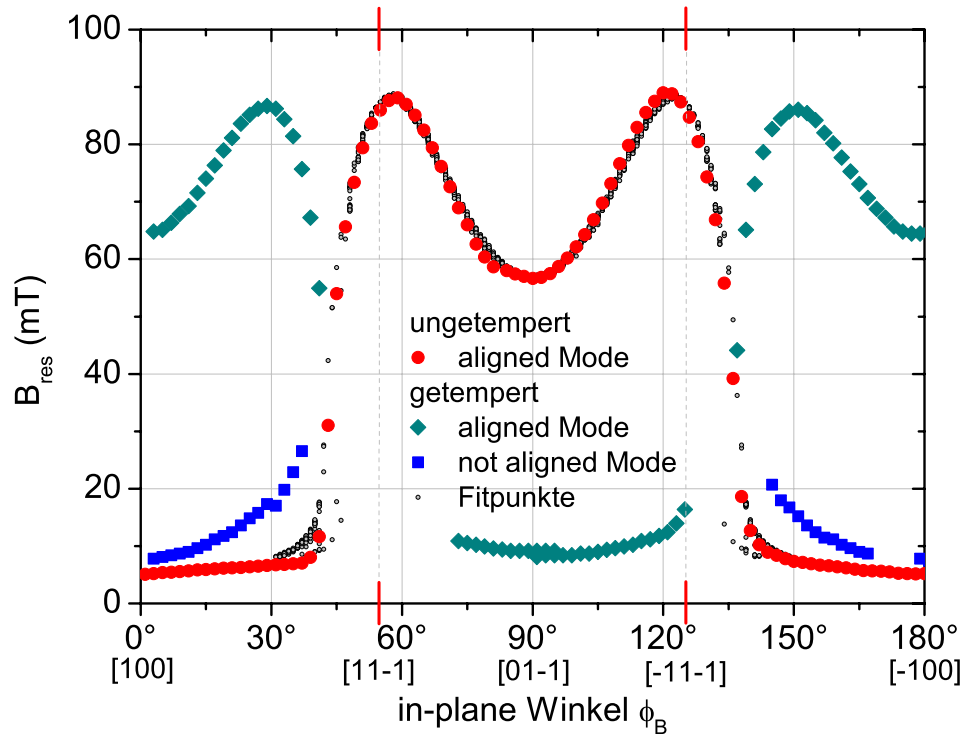
Betrachtet man die Resonanzlinienlagen der 18 ML Probe in der Abbildung 4.24, so stellt man im Vergleich zur ungetemperten Probe fest, dass die aligned Mode im getemperten Fall im gesamten Winkelbereich in der Ebene vorhanden ist, während sie im ungetemperten Fall nur in einem engen Winkelbereich zwischen  $50^\circ \leq \phi_B \leq 130^\circ$  liegt. Wie zuvor befindet sich die mittelschwere Richtung der Magnetisierung entlang der  $[01\bar{1}]$ -Richtung. Die Resonanzlinienlage in dieser Orientierung beträgt etwa 56 mT, während sie bei der ungetemperten Probe noch 70 mT betrug, also eine Abnahme um 14 mT. Es zeichnet sich ebenfalls eine Reduzierung der Resonanzfelder um etwa 7 mT entlang der schweren Richtung der Probe aus. Vor dem Tempern lag das Resonanzfeld bei noch 96 mT, nach dem Tempern ist es auf auf ca. 89 mT zurückgegangen. Betrachtet man andererseits die Winkellage der schweren Richtung in der Ebene, so kann man eindeutig erkennen, dass sie bis auf eine kleine Abweichung von rund  $1^\circ$  in Rich-

tung der kristallographischen schweren Richtungen  $[11\bar{1}]$  und  $[\bar{1}1\bar{1}]$  liegt. Die leichte Richtung der Magnetisierung in der Ebene der Probe liegt entlang der  $[100]$ - und  $[\bar{1}00]$ -Orientierung, also entlang der kristallographischen leichten Richtungen. In diesen Orientierungen beträgt das Resonanzfeld 20 mT. Das bedeutet, man benötigt eine Feldstärke von rund 70 mT, um die Magnetisierung der Probe aus der leichten Richtung in die schwere Richtung zu drehen.

Um den Einfluss des Temperns deutlicher herausstellen zu können, wurden durch Anfiten der Messwerte die Anisotropiekonstanten der getemperten Probe bestimmt, indem für die Magnetisierung wie im Fall der anderen Proben diejenige des Volumenmaterials für Eisen eingesetzt worden ist. Man erhält folgende Anisotropiekonstanten, für die kubische Anisotropie einen Wert von  $K_4 = 2,91 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ , für die uniaxiale Anisotropie in der Ebene einen Wert von  $K_{2\parallel} = 0,8 \times 10^4 \text{ J/m}^3$  und für die Oberflächenanisotropie einen Wert von  $K_{2\perp} = 1,89 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$ . Die entsprechenden Anisotropiefelder betragen  $K_4/M = 17 \text{ mT}$  und  $K_{2\parallel}/M = 4,7 \text{ mT}$ . Vergleicht man diese mit den Anisotropiefeldern der ungetemperten Probe (siehe Tab. 4.2), so stellt man eine geringe Abnahme des kubischen Anisotropiefeldes um 2,3 mT fest, aber eine dramatische Veränderung im Fall des uniaxialen Anisotropiefeldes. Hier beträgt die Abnahme 8,8 mT, also um etwa 65 %. Außer den hier beschriebenen Effekten zeigt das Tempern bei dieser Schichtdicke keine weiteren Besonderheiten auf.

Im Gegensatz zu der 18 ML Probe wurde bei der 26 ML Probe eine Reorientierung der leichten Richtung der Magnetisierung in der Ebene durch Tempern beobachtet. Betrachtet man dazu die winkelabhängigen Resonanzfeldmessungen der ungetemperten und getemperten Probe in der Abbildung 4.25, so wird diese Reorientierung augenscheinlicher. Während die leichte Richtung der Magnetisierung vor dem Tempern in der  $[100]$ -Richtung und die mittelschwere in der  $[01\bar{1}]$ -Richtung liegt, so kommt es nach dem Tempern zu einer Reorientierung dieser Achsen um genau  $90^\circ$ . Das bedeutet, dass bei der getemperten Probe die leichte Richtung bei  $[01\bar{1}]$  und die mittelschwere bei  $[100]$  liegt. Darüberhinaus kann man aus der Abbildung 4.25 entnehmen, dass die Resonanzlinienlage in der schweren Richtung der Magnetisierung vor dem Tempern bei 88 mT liegt und nach dem Tempern bei 86 mT. Es liegt hier eine Änderung von nur 2 mT vor. Dagegen liegt in der getemperten Probe das Resonanzfeld in der mittelschweren Richtung bei etwa 64 mT bzgl. der aligned Mode. Vergleicht man diese Linienlage mit der im ungetemperten Fall, so hat das Tempern die Resonanzlinie zu höheren Feldern verschoben, und zwar um etwa 7 mT (57 mT vor dem Tempern). Die leichte Richtung der Magnetisierung lag vorher bei einem Feldwert von 5 mT, nachher bei  $B_{res} = 8 \text{ mT}$ . Betrachtet man die Winkellage der schweren Richtung in der getemperten Probe, so erkennt man, dass der Winkel zwischen den schweren Richtungen  $60^\circ$  beträgt (mit der mittelschweren Richtung dazwischen) bzw.  $120^\circ$  (mit der leichten Richtung dazwischen).

Zusammenfassend kann man folgendes festhalten. Die Ergebnisse des vorherigen Abschnittes und die in diesem Abschnitt vorgestellten und diskutierten Ergebnisse zu dem Tempern von



**Abbildung 4.25:** Die in-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder für (un)getemperte 26 ML Fe-Probe, bei 9,27 GHz und Zimmertemperatur gemessen.

18 ML und 26 ML Proben zeigen erstens, dass es unabhängig von der Temperatur allein durch die Zunahme der Schichtdicke bei etwa 27 ML zu einem Reorientierungsübergang der leichten Richtung der Magnetisierung kommt, und zweitens dieser durch Tempern bereits eine Monolage früher bei 26 ML stattfindet. Da bei der 18 ML Probe dieser Effekt nicht beobachtet wurde, scheint es eine kritische Schichtdicke zwischen 18 und 26 ML zu geben, bei der durch Tempern der Probe eine Reorientierung der leichten Richtung stattfindet. Es bleibt daher noch zu klären, ab welcher Schichtdicke zwischen 18 und 26 ML sich das Reorientierungsverhalten durch Tempern einsetzt.

Im Gegensatz zu den hier angeführten Ergebnissen werden in einer Reihe von älteren Untersuchungen folgendes berichtet. So wurde in den Arbeiten von Prinz *et al.* [64], Gradmann *et al.* [65] und Fritzsche *et al.* [66] in epitaktischen, auf einkristallinen (011)-orientierten Substraten gewachsenen Fe-Filmen ein Reorientierungsübergang der magnetischen leichten Richtung der Magnetisierung von der [100]- zur  $[01\bar{1}]$ -Achse mit abnehmender Schichtdicke gefunden. Höllinger *et al.* [62] untersuchten den Reorientierungsübergang der leichten Achse für epitaktisch gewachsene Fe(011)-Filme auf GaAs(011). Dabei wurde die magnetische Anisotropie in



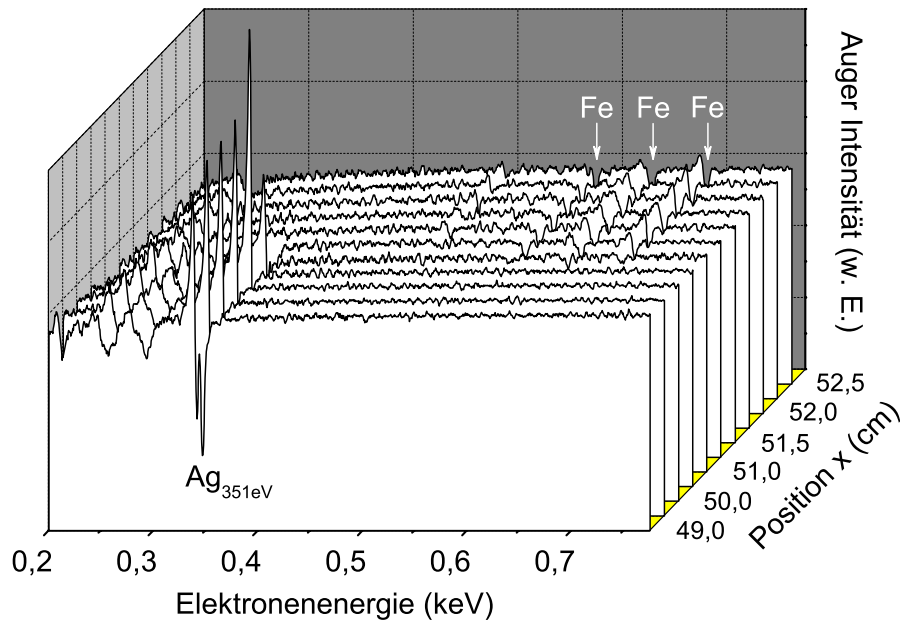
der Ebene mit Hilfe der AGM-Methode (alternating gradient magnetometry) in einem Temperaturbereich von 150 bis 295 K untersucht. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen dieser Arbeit wurde z.B. gefunden, dass im Fall einer 64 ML dicken Fe(011)-Schicht die [100]-Achse die leichte Richtung,  $[01\bar{1}]$  die mittelschwere Achse ist, und die schwere Achse zwischen  $[01\bar{1}]$  und  $[11\bar{1}]$  liegt. Darüberhinaus wurde gefunden, dass für Fe-Schichten mit einer Schichtdicke unterhalb von 24 ML bei Zimmertemperatur die  $[01\bar{1}]$ -Richtung eine leichte Achse wird. Es wird auch berichtet, dass eine 24 ML Fe-Schicht eine Reorientierung der leichten Achse mit abnehmender Temperatur zeigt. So ist oberhalb einer kritischen Temperatur von 251 K  $[01\bar{1}]$  die leichte Achse, während für tiefere Temperaturen daraus eine mittelschwere Richtung wird.

### 4.2.2 Der Einfluss des "Blitzverdampfens" von Silber

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass es bei dem System Fe auf GaAs(011) in Abhängigkeit von der Schichtdicke bei Zimmertemperatur und durch den Effekt des Temperns zu einem Reorientierungsübergang der leichten Richtung der Magnetisierung kommt. Ein vergleichbarer Effekt wurde bei einem anderen System beobachtet. Um multiple Effekte gleichzeitig zu erzielen, wurde ein 30 ML Fe-Film erstens nur zur Hälfte mit Silber abgedeckt und zweitens geschah das Aufdampfen der Abdeckschicht schlagartig, das heißt, der Abdeckvorgang ereignete sich innerhalb weniger Sekunden. Die dabei aufgedampfte Silberdeckschicht hat eine Dicke von 5,5 nm. Somit wurde bei einem einzigen Prozessschritt aus anfänglich einer Probe (nur Fe-Film) zwei Proben hergestellt. Diese klare Zweiteilung der Probe wurde mit Hilfe der Auger-Spektroskopie ebenfalls bestätigt. Dabei wurde entlang der x-Position der Probe bei verschiedenen Abständen eine AES-Messung durchgeführt. Das Ergebnis dieses Scanvorgangs ist in der Abbildung 4.26 dargestellt. Hieran sieht man sehr deutlich, wie die Probe auf der einen Hälfte nur mit Silber abgedeckt (Auger-Peak von Ag bei 351 eV) ist und auf der anderen Hälfte aus der nicht abgedeckten Fe-Probe besteht. Man kann sehr leicht die drei typischen Fe-Peaks identifizieren. Mit dem "Blitzverdampfen" von Silber wurde ein Effekt des indirekten Temperns erhofft. Dessen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften der beiden Probenhälften wird im Folgenden gezeigt und diskutiert.

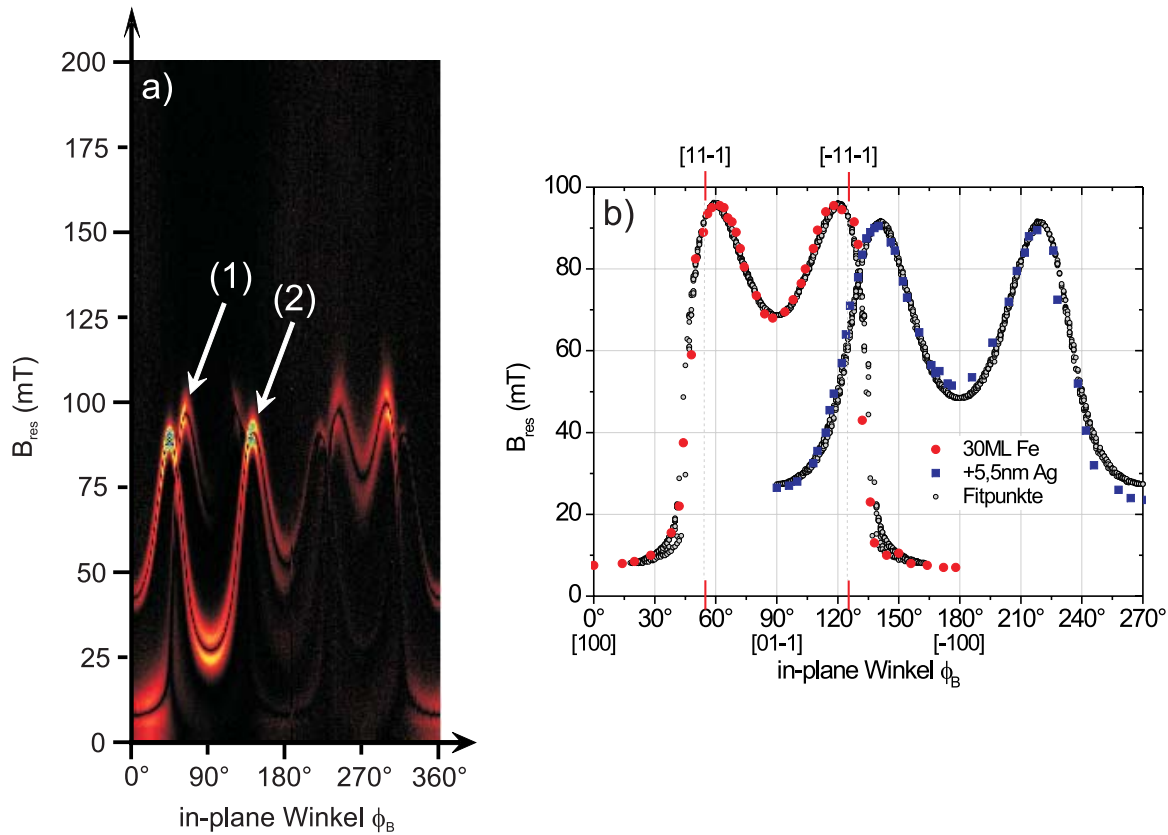
Für ferromagnetische Resonanzmessungen bei verschiedenen Mikrowellenfrequenzen wurde die Probe aus der UHV-Kammer entnommen. Zunächst wurde die gesamte Probe bei einer Anregungsfrequenz von  $f = 9,5$  GHz gemessen. Das Ergebnis dieser Messung ist in der Abbildung 4.27 wiedergegeben. Die in Abbildung 4.27 (a) gezeigte spezielle Darstellung der FMR-Spektren als Farbstufenbild dient dazu, die Winkelabhängigkeit der Signalamplitude zu verdeutlichen. Dazu wurde die Amplitudendarstellung des FMR-Messsignals gewählt, um die relativen Amplitudenveränderungen in Abhängigkeit vom Winkel zu verdeutlichen. Die Farbskala ist dabei so gewählt, dass geringe Amplituden hellfarbig abgebildet werden und hohe Amplituden dunkelfarbig. Man erkennt schon an dieser Darstellung den Amplitudenverlauf beider Proben-





**Abbildung 4.26:** Das AES-Spektrum einer mit Silber zur Hälfte abgedeckten 30 ML Fe-Probe. Der typische Silber-Hauptpeak liegt bei 351 eV. Auf der nicht abgedeckten Hälfte sieht man die drei typischen Fe-Peaks.

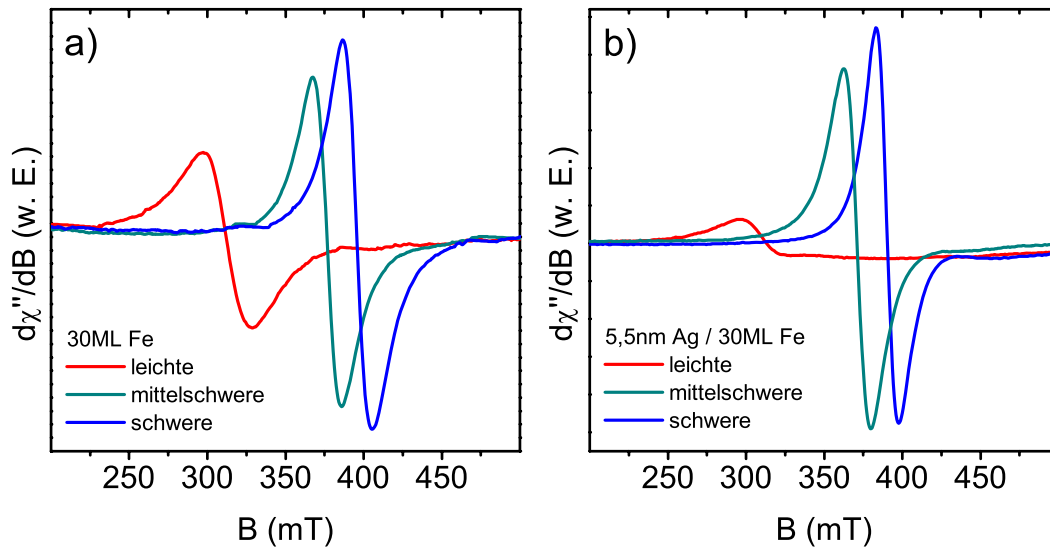
hälften. Der mit (1) gekennzeichnete Verlauf ist der der nicht abgedeckten Fe-Probenhälfte und mit (2) gekennzeichnete derjenige der mit Silber abgedeckten Probenhälfte. Beide Verläufe konnten im gesamten Winkelbereich in der Ebene unabhängig voneinander gemessen werden. Um die Anisotropiekonstanten beider Probenhälften zu bestimmen, wurden die entsprechenden Resonanzlinienlagen aus (4.27) (a) entnommen und in einer separaten Darstellung aufgetragen. In Abbildung 4.27 (b) sind die Resonanzfelder in Abhängigkeit vom in-plane Winkel in einem Bereich  $0^\circ \leq \phi_B \leq 270^\circ$  gezeigt. Neben den Resonanzfeldlinienlagen sind die entsprechenden für die Bestimmung der Anisotropiekonstanten notwendigen Fitpunkte ebenfalls dargestellt. Man kann in beiden Darstellungsformen die Reorientierung der leichten Achse um  $90^\circ$  sehr deutlich erkennen. Das heißt, die Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder der abgedeckten Probe sind um genau  $90^\circ$  gegenüber der nicht abgedeckten Probe verschoben. Während die leichte Richtung der nicht abgedeckten Probe wie gewöhnlich in der  $[100]$ - bzw.  $[\bar{1}00]$ -Richtung liegt, so liegt sie in der abgedeckten Probe in der  $[01\bar{1}]$ - bzw.  $[0\bar{1}1]$ -Richtung. Das Resonanzfeld der nicht abgedeckten Probe liegt in der leichten Richtung bei 7,5 mT, bei der abgedeckten Probe bei  $B_{res} = 26,5$  mT. In der schweren bzw. mittelschweren Richtung der nicht abgedeckten Proben betragen die Resonanzfelder 95,5 mT bzw. 68,2 mT. Bei der abgedeckten Probe befinden



**Abbildung 4.27:** (a) Eine spezielle Darstellung der FMR-Spektren als Farbstufenbild ((1): nicht abgedeckte Probe, (2): abgedeckte Probe). (b) Die in-plane Winkelabhängigkeit der aus (a) entnommenen Resonanzfelder beider Probenhälften. Die FMR-Messung wurde *ex situ* bei 9,5 GHz und Zimmertemperatur durchgeführt.

sich die Resonanzlinienlagen bei  $B_{res} = 90,5$  mT in der schweren Richtung und  $B_{res} = 50$  mT in der mittelschweren Richtung.

Zusätzlich zu der X-Band Messung bei  $f = 9,5$  GHz wurde *ex situ* eine Messung bei einer Mikrowellenfrequenz von 24 GHz (K-Band) an der selben Probe durchgeführt. In der Abbildung 4.28 sind die gemessenen FMR-Spektren für die nicht abgedeckte Probe 30ML Fe/GaAs(011) (siehe 4.28 (a)) und für die abgedeckte Probenhälfte 5,5nm Ag/30ML Fe/GaAs(011) (siehe 4.28 (b)) dargestellt. Gezeigt sind jeweils die Spektren für die leichte, mittelschwere und schwere Richtung, aus denen die Resonanzfeldlinienlagen sehr leicht zu bestimmen sind. Für die nicht abgedeckte Probe ergibt sich somit ein Wert für das Resonanzfeld von  $B_{res} = 312$  mT für die leichte Richtung,  $B_{res} = 379$  mT für die mittelschwere Richtung und  $B_{res} = 399$  mT für die schwere Richtung der Magnetisierung. Entsprechend erhält man für die abgedeckte Probe eine Resonanzlinienlage von  $B_{res} = 311$  mT für die leichte Richtung,  $B_{res} = 371$  mT für mittelschwere Richtung und  $B_{res} = 390$  mT für die schwere Richtung. Die volle in-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder und der Resonanzlinienbreiten für beide Probenhälften sind in der Abbildung 4.29 wiedergegeben. Zunächst fällt auf, dass die Reso-

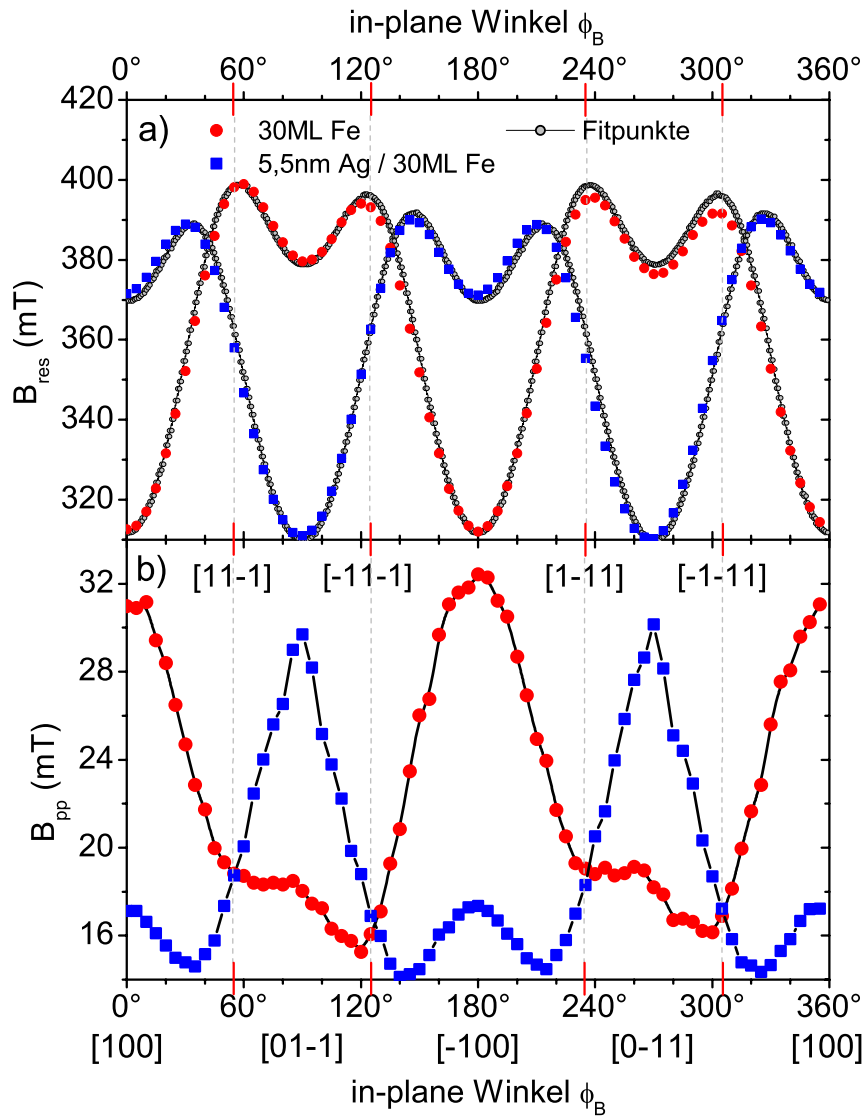


**Abbildung 4.28:** (a) FMR-Spektren der nichtabgedeckten und (b) der mit Silber abgedeckten 30 ML Fe-Probe, bei einer Mikrowellenfrequenz von 24 GHz und Zimmertemperatur gemessen. Gezeigt sind die Spektren für drei verschiedene Richtungen der Magnetisierung.

nanzfelder insgesamt zu höheren Feldern hin verschoben sind. Das lässt sich allerdings sehr einfach durch die verwendete hohe Frequenz erklären, wenn man die proportionale Beziehung zwischen der Kreisfrequenz  $\omega$  und dem magnetischen Feld  $B$  bedenkt. Genau so wie bei der X-Band Messung sieht man auch hier die zuvor angesprochene Reorientierung der leichten Richtung der Magnetisierung um  $90^\circ$ . Desweiteren fällt in der Abbildung 4.29 (a) eine leichte Asymmetrie der Resonanzlinienlagen in den jeweiligen schweren Richtungen der beiden Proben. Als Folge dieser Asymmetrie liegt in der nicht abgedeckten Probe das Resonanzfeld in der schweren Richtung (bei  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ ) bei  $B_{res} = 395$  mT, während es in der Nähe der kristallographischen schweren  $[11\bar{1}]$ -Richtung bei  $B_{res} = 399$  mT liegt. Die Asymmetrie führt also zu einer Änderung um 4 mT. Bei der abgedeckten Probe führt die Asymmetrie zu einer Änderung der Resonanzfelder um 2 mT. In der Abbildung 4.29 (a) sind die für die Bestimmung der Anisotropiekonstanten beider Probenhälften notwendigen Fitpunkte ebenfalls eingezeichnet.

In der unteren Abbildung 4.29 (b) sind die Resonanzlinienbreiten in Abhängigkeit vom in-plane Winkel aufgetragen. Auffällig ist wieder, dass bei beiden Probenhälften die Resonanzlinien in den entsprechenden leichten Richtungen am größten und in den schweren Richtungen am kleinsten sind. Wie schonmal erwähnt, ist dieses Erscheinungsbild eine allgemeine Beobachtung der in dieser Arbeit am GaAs(011)-System untersuchten Proben. Eine detaillierte Ausführung dieser Beobachtung ist in künftigen Arbeiten bzw. Veröffentlichungen zu entnehmen.

Die aus den Fits für die beiden Probenhälften (30ML Fe/GaAs(011) und 5,5nm Ag/30ML



**Abbildung 4.29:** Die in-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder (a) und -linienbreiten (b) für die mit Silber abgedeckten bzw. nicht abgedeckten 30 ML Fe-Probe, bei 24 GHz und Zimmertemperatur gemessen.

Fe/GaAs(011)) aus den X-Band und K-Band Messungen erhaltenen Anisotropiekonstanten sind in der Tabelle 4.4 zusammengefasst. Betrachtet man die Anisotropiekonstanten im Einzelnen, so stellt man zunächst fest, dass die bei der Mikrowellenfrequenz  $f = 9,5$  GHz gemessenen und aus den entsprechenden Fits resultierenden Anisotropiekonstanten für beide Probenhälften identisch sind. Auch bei diesen Fits wurde der Magnetisierungswert des Fe-Volumenmaterials ( $1,71 \times 10^6$  A/m) eingesetzt. Die daraus resultierenden Anisotropiefelder betragen im Fall der

kubischen Anisotropie  $K_4/M = 18,1$  mT und im Fall der uniaxialen Anisotropie  $K_{2\parallel}/M = 10,5$  mT. Der einzige Unterschied ist, dass der Winkel  $\delta$  zwischen der uniaxialen Orientierung und der kristallographischen [100]-Richtung bei der abgedeckten Probe  $90^\circ$  ist. Das heißt, die Drehung der uniaxialen Richtung um  $90^\circ$  in Richtung der  $[01\bar{1}]$ -Orientierung ist allein verantwortlich für die in den in-plane Winkelabhängigkeiten der Resonanzfelder beobachtete  $90^\circ$ -Drehung. Alle anderen Fit-Parameter sind gleichbleibend. Beachtet man, dass das kubische Anisotropiefeld des Fe-Volumenmaterials  $K_4/M = 28,1$  mT beträgt, so gibt es eine Abweichung von 10 mT. Das uniaxiale Anisotropiefeld mit 10,5 mT scheint im Vergleich zu  $K_4/M$  relativ hoch zu sein. Diese kann durch eine in der entsprechenden Orientierung induzierten Gitterverspannung verursacht werden. Vergleicht man dazu die für die K-Band Messung erhaltenen Anisotropiekonstanten, so stellt man fest, dass bis auf die uniaxiale Anisotropiekonstante der abgedeckte Probenhälfte sich kaum etwas verändert hat. Bei der nicht abgedeckten Probe gibt es sehr geringfügige Abweichungen von nur  $\pm 0,1 \times 10^4 \text{ J/m}^3$  was die kubische und uniaxiale Anisotropiekonstanten betrifft. Die daraus resultierenden Anisotropiefelder sind vergleichbar mit denen der X-Band Messung. Die ebenfalls in den in-plane Winkelabhängigkeiten der Resonanzfelder beobachtete Asymmetrie in der schweren Richtung wurde mit  $\delta = -2^\circ$  berücksichtigt. Den einzigen wesentlichen Unterschied zeigt der Wert der uniaxialen Anisotropie von  $K_{2\parallel} = 3,9 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ . Das entsprechende Anisotropiefeld beträgt  $K_{2\parallel}/M = 22,8$  mT und ist somit mehr als die Hälfte größer als bei den anderen uniaxialen Anisotropiefeldwerten. Wenn man bedenkt, dass zu dem Zeitpunkt der K-Band Messung die Probe etwa zwei Monate an Luft stand, so kann man davon ausgehen, dass durch Interdiffusion von Sauerstoff durch die Silberschicht an der Fe/Ag-Grenzfläche eine Oxidschicht entstanden ist. Diese womöglich antiferromagnetische Eisenoxidschicht kann zu einem Festhalten ('Pinning') der darunterliegenden ferromagnetischen Schicht führen, wodurch die drastische Vergrößerung des uniaxialen Beitrages erklärt werden kann. Auch hier widerspiegelt der Winkel  $\delta = 90^\circ$  die Drehung der uniaxialen Richtung in der Ebene der Probe.

Probe Nr.	Schichtdicke (nm)	Frequenz	$K_4$ ( $10^4 \text{ J/m}^3$ )	$K_{2\parallel}$ ( $10^4 \text{ J/m}^3$ )	$\frac{K_4}{M}$ (mT)	$\frac{K_{2\parallel}}{M}$ (mT)	$\delta$ ( $^\circ$ )
1	6,1	9,5	3,1	1,8	18,1	10,5	0
2	6,1	9,5	3,1	1,8	18,1	10,5	90
3	6,1	24	3,0	1,9	17,5	11,1	-2
4	6,1	24	3,0	3,9	17,5	22,8	90

**Tabelle 4.4:** Die magnetokristalline Anisotropiekonstanten bzw.-felder der nicht abgedeckten bzw. mit Silber abgedeckten 30 ML Fe-Probe für 9,5 GHz (1 bzw. 2) und 24 GHz (3 bzw. 4). Der Fehler in der Bestimmung der Anisotropiekonstanten liegt bei  $\pm 0,1 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ .

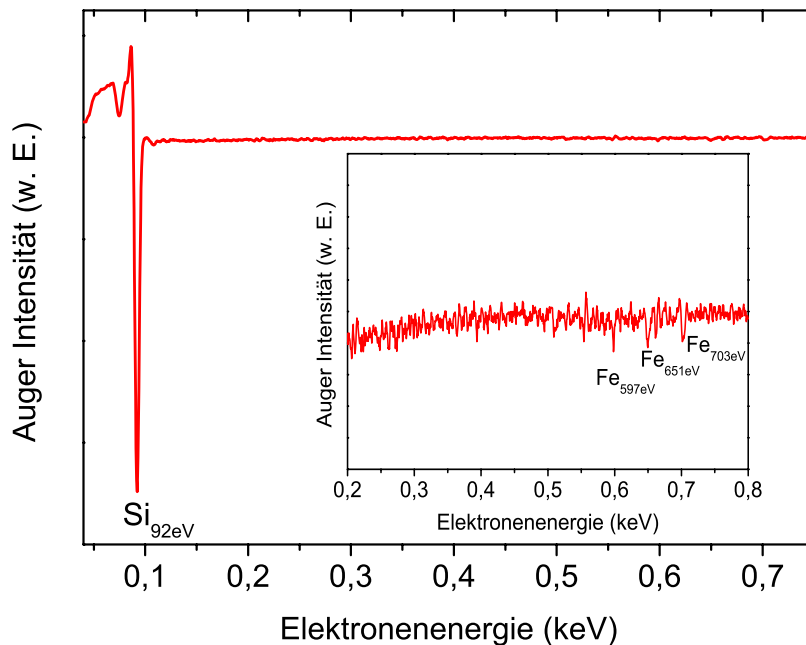
### 4.3 Magnetische Anisotropie vom Fe/Si-Schichtsystem

Neben der Herstellung und vollständigen Charakterisierung von reinen Fe-Schichten, mit den zusätzlichen Untersuchungen des Einflusses der Temperung und des Abdeckens, auf GaAs(011) war das Verdampfen von Silizium und die Herstellung sowie magnetische Charakterisierung von Eisensiliziden eine weitere Zielsetzung dieser Arbeit. Insbesondere stand die Pionierarbeit in der Herstellung von Fe<sub>3</sub>Si auf dem Halbleiter GaAs im Vordergrund.

Um erste Erfahrungswerte mit Eisen und Silizium zu sammeln, wurde zunächst ein in der Herstellung einfaches System gewählt und untersucht. Die in Kapitel 3 vorgestellte UHV-MBE-Anlage hat den großen Vorteil, dass man ein gegebenes System Schritt für Schritt *in situ*, das heißt ohne die Kammer zwischendurch belüften zu müssen, untersuchen kann. Somit hat man verhindert, dass sich die Probe von einem Schritt zum nächsten nicht wesentlich verändert, da z.B. Einflüsse wie Oxidation in Ultrahochvakuumbedingungen im Gegensatz zur Atmosphärenbedingungen verschwindend klein sind. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse des folgenden Eisensilizid Probensystems vorgestellt und diskutiert. Das Probensystem ist folgendermaßen aufgebaut: (i) zunächst wurde eine reine Fe-Schicht mit einer Schichtdicke von 20 ML (entspricht etwa 4 nm) aufgedampft, (ii) diese wurde dann mit einer 2,3 nm dünnen Si Abdeckschicht abgedeckt (die gewählte Schichtdicke entspricht einem atomaren Fe:Si-Verhältnis von 3:1), (iii) danach bei einer Temperatur von etwa 450°C für eine Stunde getempert und (iv) im letzten Schritt erneut mit Si mit einer Schichtdicke von 2 nm abgedeckt. Die Si-Schichten wurden mit einer Aufdampftrate von 1 Å/Min. respektive 0,8 Å/Min. gewachsen. Nach jedem einzelnen Schritt wurde eine vollständige in-plane Winkelabhängigkeits-(FMR)-Messung durchgeführt.

Um nach Aufdampfen der ersten Si-Abdeckschicht auf der 20 ML dünnen Fe-Schicht die chemische Zusammensetzung der Oberfläche zu untersuchen, wurde eine AES-Messung durchgeführt. Das entsprechende Auger-Spektrum ist in der Abbildung 4.30 dargestellt. Gemessen wurde bei einer Elektronenenergie zwischen 40 und 800 eV. Der sehr augenfällige Auger-Peak bei einer Energie von 92 eV ist der für Silizium typische Peak. Es fällt weiter auf, dass sich weder Kohlenstoff noch Sauerstoff auf der Oberfläche befinden. Dies ist ein Anzeichen dafür, dass beim Verdampfen von Silizium keinerlei Verunreinigungen auftreten, was insbesondere für die Herstellung von komplizierteren Eisensiliziden wichtig ist. Auffällig ist aber auch, dass bei höheren Energien und bei gegebenem Signal-zu-Rausch Verhältnis noch die drei Fe-Peaks zu den entsprechenden Peaklagen eindeutig identifiziert werden konnten. Verglichen mit der Intensität des Si-Peaks ist die detektierte Fe-Menge verschwindend gering. Das kann aber trotz einer 2,3 nm dünnen Si-Abdeckschicht möglich sein, wenn man einerseits die Messempfindlichkeit des AES hinsichtlich der Eindringtiefe der Primärelektronen bedenkt und berücksichtigt, dass es bei den hochenergetischen Fe-Peaks um Auger-Elektronen handelt, die entsprechend eine große kinetische Energie besitzen. Bei einer vergleichbaren Probe wurde fast die doppelte Menge an





**Abbildung 4.30:** Ein typisches AES-Spektrum einer mit Silizium abgedeckten Fe-Schicht. Der Silizium-Peak mit relativ großer Intensität liegt bei 92 eV. Das Inbild zeigt einen vergrößerten Bereich, in dem die drei Fe-Peaks gerade noch vom Untergrund zu trennen sind.

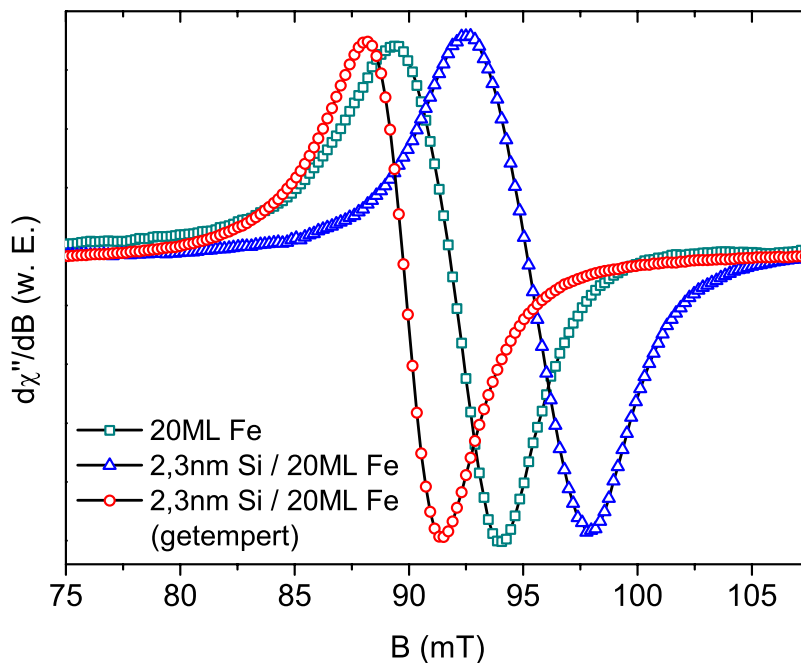
Silizium aufgedampft. Dort zeigt das Auger-Spektrum keinerlei Spuren von Fe.

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der vollständigen in-plane Winkelabhängigkeits-(FMR)-Messungen sowie die daraus ermittelten magnetischen Anisotropiekonstanten präsentiert und diskutiert.

### 4.3.1 Der Einfluss der Si-Abdeckschicht und des Temperns

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Si-Abdeckschicht und anschließende Temperierung auf eine 20 ML dünne Fe-Schicht diskutiert.

Zunächst betrachte man die aus den winkelabhängigen in-plane FMR-Messungen erhaltenen FMR-Spektren für die 20 ML Fe-Probe, die mit 2,3 nm abgedeckte Probe und die getemperte Probe. In Abbildung 4.31 ist die Feldableitung des Imaginärteils der magnetischen Suszeptibilität  $d\chi''/dB$  gegen das extern angelegte Magnetfeld  $B$  aufgetragen. Bei allen drei FMR-Spektren liegt das Magnetfeld entlang einer der schweren Richtungen in den Proben. Das Resonanzfeld der 20 ML Fe-Probe liegt bei einer Feldstärke von 92,5 mT, und das Signal hat eine Linienbreite von etwa 4,5 mT. Man erkennt, dass allein durch Abdeckung der Probe mit Silizium das Resonanzfeld sich zu leicht höheren Feldern verschiebt. Bei der abgedeckten Pro-

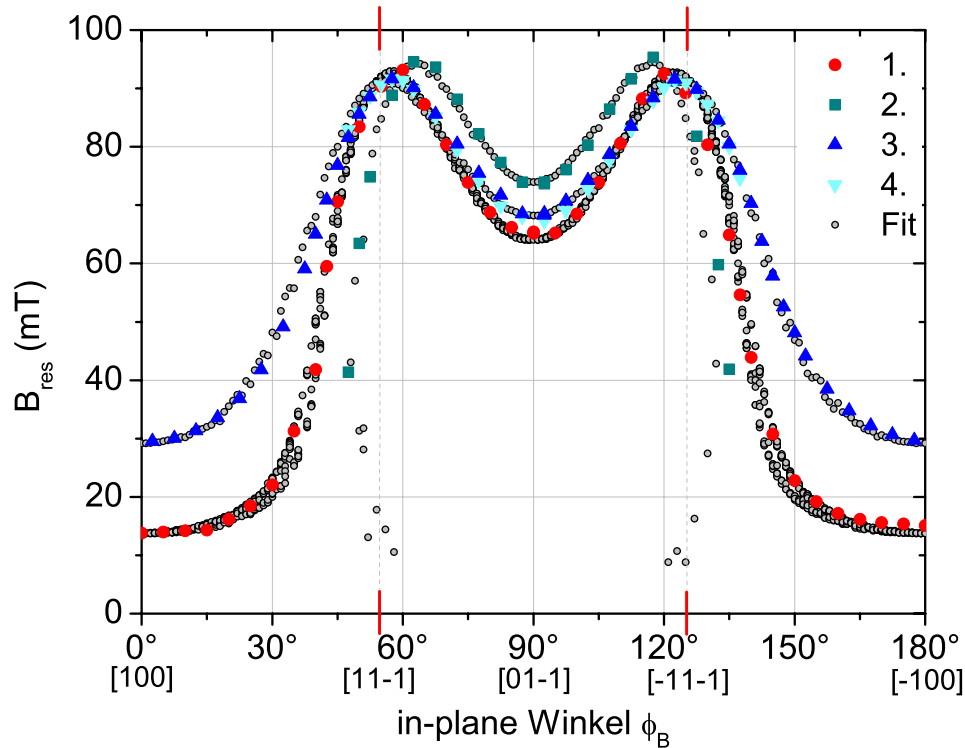


**Abbildung 4.31:** Die zueinander normierten FMR-Spektren eines Fe/Si-Schichtsystems, bei 9,26 GHz und Zimmertemperatur gemessen. Bei allen Proben liegt das externe Magnetfeld entlang einer der schweren Richtung in den Probenebene.

be beträgt das Resonanzfeld etwa 95,3 mT. Die Verschiebung beträgt demnach 2,8 mT bzw. 28 G. Neben dieser Verschiebung kommt es auch zu einer Linienverbreiterung. Diese beträgt 5,4 mT. Das Tempern zu den weiter oben angegebenen Bedingungen führt dagegen zu einer Verschiebung des Resonanzfeldes zu kleineren Feldern. In diesem Fall liegt das Resonanzfeld bei 89,8 mT, sogar um 2,7 mT kleiner als bei der reinen Fe-Schicht. Im Vergleich zur abgedeckten Schicht beträgt die Abweichung 5,5 mT. Vergleicht man alle drei Linienbreiten miteinander, so stellt man fest, dass die der getemperten Probe mit 3,3 mT am kleinsten ist.

Man sollte bei den in der Abbildung 4.31 gezeigten FMR-Spektren beachten, dass es sich hierbei nicht um die tatsächlich gemessenen Intensitäten handelt, sondern dass die Peak-zu-Peak Höhen des Imaginärteils der magnetischen Suszeptibilität der einzelnen Spektren aufeinander normiert sind. Da die Intensität, deren Fläche unter der Kurve ein Maß für die Magnetisierung ist, proportional zu der Amplitude multipliziert mit dem Quadrat der Linienbreite des Spektrums ist, ist eine genaue Bestimmung dieser Werte wichtig. Es treten allerdings während der winkelabhängigen *in situ*-Messungen Intensitätsschwankungen auf. Diese werden insbesondere die durch die Rotation der Probe bedingte Verstimmung und die damit verbundene Änderung in der Güte des Resonators verursacht. Auf Grund dessen ist die Bestimmung und der





**Abbildung 4.32:** Die in-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder des Fe/Si-Schichtsystems auf GaAs(011), bei 9,26 GHz und Zimmertemperatur gemessen. 1: 20 ML Fe, 2: 2,3 nm Si/20 ML Fe (ungetempert), 3: 2,3 nm Si/20 ML Fe (getempert), 4: 2nm Si/2,3 nm Si/20 ML Fe (getempert). Zu allen Proben sind die Fitpunkte eingezeichnet.

Vergleich von miteinander korrelierenden Spektren fragwürdig. Daher werden die Spektren nur gezeigt, um die Qualität der gemessenen Signale und die relative Lage der Resonanzfelder bzw. -linienbreiten der einzelnen Spektren zu verdeutlichen.

Um einen genaueren Einblick in Hinsicht auf den Einfluss des Abdeckens und Temperns zu gewinnen, betrachte man die in-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder der einzelnen Proben in Abbildung 4.32. Die Winkelabhängigkeit der 20 ML Fe-Probe wurde bereits im Unterkapitel 4.2 ausführlich beschrieben und diskutiert. Wie bereits erwähnt, existieren im gesamten Winkelbereich nur aligned Moden. Dies ist dadurch zu erklären, dass bei der reinen Fe-Probe die isotropen Beiträge zur freien Energie in der Ebene, die aus dem Zeeman-Term und einer effektiven Magnetisierung (Summe aus Entmagnetisierungsfeld und Oberflächenanisotropie) zusammengesetzt sind, größer sind als die der anisotropen Beiträge. Dieser Zustand ändert sich aber, wenn man die Fe-Probe mit Silizium abdeckt. Wie in Abbildung 4.32 zu erkennen ist, treten neben den aligned Moden in den jeweiligen Feldrichtungen zusätzlich not aligned

Moden auf. Dies ist dadurch zu erklären, dass mit der Abdeckung des Fe-Films ein zusätzlicher uniaxialer Beitrag in der  $[01\bar{1}]$ -Orientierung (schwere Richtung der uniaxialen in-plane Anisotropie) in der Ebene auftritt, wodurch der anisotrope Beitrag zur freien Energiedichte im Vergleich zum isotropen Beitrag größer wird. Dies führt zu einer "Herzchenbildung", also einem Schließen der Winkelabhängigkeit in der mittelschweren  $[01\bar{1}]$ -Richtung. Dieser zusätzliche uniaxiale Anisotropiebeitrag führt zu einer Verschiebung der Resonanzfelder zu höheren Feldern im Winkelbereich zwischen den beiden schweren Richtungen in der Ebene der Probe. So verschiebt sich z.B. das Resonanzfeld in der mittelschweren Richtung um etwa 9 mT zu höheren Feldern. Der Einfluss des Temperns ist in der Abbildung 4.32 ebenfalls sehr eindeutig zu sehen. Zunächst fällt auf, dass die Resonanzfelder der getemperten Probe im gesamten Winkelbereich wieder aus aligned Moden bestehen. Dieser Zustand ist plausibel, denn mit dem Tempern wurde der uniaxiale Beitrag wieder abgebaut. Desweiteren fällt auf, dass der vierzählige kubische Anisotropiebeitrag auch kleiner geworden ist. Bestimmt man nämlich die Differenz zwischen den Resonanzfeldern der schweren und leichten Richtung, so beträgt diese bei der getemperten Probe 63,4 mT, während sie noch bei der reinen Fe-Probe 78 mT betragen hat. Wenn man beachtet, dass die Resonanzen in der schweren Richtung nur geringfügig abweichen, so kommt diese Abnahme dadurch zustande, dass die leichte Richtung bei der getemperten Probe um 29,2 mT gegenüber der reinen Fe-Probe schwerer geworden ist. Das letzte Abdecken einer 2 nm dünnen Si-Schicht auf die getemperte Probe hat zu keiner weiteren Veränderung in den Resonanzlinienlagen geführt, wie in der Abbildung 4.32 zu sehen ist. Die Resonanzlinienlagen der zuletzt abgedeckten getemperten und der nur getemperten Probe weisen dieselbe in-plane Winkelabhängigkeit auf. Die letzte Abdeckschicht hat zu keiner weiteren Änderung der Anisotropiekonstanten geführt. Die letzte Abdeckschicht dient dazu, um die darunterliegende Probe vor Oxidation zu schützen, insbesondere für die weitere Charakterisierung der Probe außerhalb der UHV-Kammer.

Um eine quantitative Aussage über die einzelnen Anisotropiekonstanten durchführen zu können, wurden die entsprechenden Winkelabhängigkeiten der Resonanzlinienlagen des weiter oben diskutierten Probensystems gefittet. Die Fits sind ebenfalls in der Abbildung 4.32 dargestellt. Eine Zusammenstellung der durch die Fits gewonnenen Anisotropiekonstanten ist in der Tabelle 4.5 gegeben. Da auch hier die Absolutwerte der Magnetisierung nicht bestimmt worden sind, wurde vom Fe-Volumenwert ( $1,71 \times 10^6$  A/m) ausgegangen, und es wurden mit diesem Wert sämtliche Anisotropiekonstanten bestimmt. Für einen Vergleich der hier bestimmten Werte für die kubische und uniaxiale in-plane Anisotropie mit anderen Werten aus der Literatur sollte diese Annahme mitberücksichtigt werden. Aufgrund der für Fe-Volumenmaterial gewählten Magnetisierung sind die hier bestimmten Anisotropiekonstanten größer als für eine kleinere Magnetisierung, von der bei diesen Proben ausgegangen werden kann, zu erwarten ist. Insbesondere sollte die Magnetisierung der Probe nach dem Tempern aufgrund der Legierungs-

Probe Nr.	Schichtdicke (nm)	g-Faktor	$K_4$ ( $10^4 \text{J/m}^3$ )	$K_{2\parallel}$ ( $10^4 \text{J/m}^3$ )	$\frac{K_4}{M}$ (mT)	$\frac{K_{2\parallel}}{M}$ (mT)
1	4,05	2,09	2,95	1,35	17,3	7,89
2	4,05	2,09	2,85	2,30	16,7	13,5
3	4,05	2,09	2,36	1,02	13,8	5,96
3	5,1	2,09	2,37	1,00	13,9	5,85
3	5,1	2,075*	2,37	1,00	13,9	5,85
4	4,05	2,09	2,36	1,02	13,8	5,96
4	5,1	2,09	2,37	1,00	13,9	5,85
4	5,1	2,075*	2,37	1,00	13,9	5,85

**Tabelle 4.5:** Die magnetokristalline Anisotropiekonstanten bzw.-felder des Fe/Si-Schichtsystems auf GaAs(011), bei 9,26 GHz und Zimmertemperatur gemessen. (\*) g-Faktor 2,075 aus [22]. Probenbezeichnung: 1. reine Fe-Probe, 2. mit Si abgedeckt, 3. getempert, 4. mit Si abgedeckt. Der Fehler in der Bestimmung der Anisotropiekonstanten liegt bei  $\pm 0,05 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ .

bildung von Eisen und Silizium im Volumen wesentlich kleiner sein als  $1,71 \times 10^6 \text{ A/m}$ . Für die nachfolgende Diskussion werden die durch die Magnetisierung geteilten Anisotropiekonstanten, das heißt die Anisotropiefelder, in Betracht gezogen. Denn bei den Anisotropiefeldern kommt es lediglich auf die Verhältnisse  $K_4/M$  und  $K_{2\parallel}/M$  an. Es ist wichtig zu erwähnen, dass insbesondere für die Bestimmung der Anisotropiekonstanten der getemperten Probe (Proben-Nr. 3) drei Fallunterscheidungen gemacht worden sind. Im ersten Fall wurde von der Schichtdicke der reinen Fe-Probe und dem g-Faktor von Fe-Volumenmaterial ausgegangen. Im zweiten Fall wurde eine Schichtdicke von 5,1 nm angenommen. Diese Schichtdicke wäre für den Fall, dass die 2,3 nm dünne Si-Abdeckschicht vollständig mit der darunterliegenden Fe-Schicht durchlegiert wäre. Auch hier wurde der gleiche g-Faktor angenommen. Im letzten Fall wurde ein in der Doktorarbeit von Kh. Zakeri [22] ermittelter Wert für den g-Faktor der stöchiometrischen Verbindung  $\text{Fe}_3\text{Si}$  angenommen.

Die Anisotropiefelder für die 20 nm dünne reine Fe-Probe sind zu  $K_4/M = 17,3 \text{ mT}$  und  $K_{2\parallel}/M = 7,89 \text{ mT}$  bestimmt worden. Wie bereits in der Diskussion weiter oben erwähnt worden ist, ist durch das Abdecken dieser Probe mit Silizium ein zusätzlicher uniaxialer Beitrag in der Ebene aufgetreten. Dieser macht sich durch den relativ großen Wert für  $K_{2\parallel}/M = 13,5 \text{ mT}$  für die abgedeckte Probe bemerkbar und ist um über 70 % größer als noch für die nicht abgedeckte Probe. Dagegen hat sich der kubische Anisotropiebeitrag nur geringfügig geändert. Bei der getemperten Probe liegt das kubische Anisotropiefeld bei noch  $K_4/M = 16,7 \text{ mT}$ , also es ist eine Abnahme von lediglich 0,6 mT zustande gekommen. Im Gegensatz zum Abdecken macht sich das Tempern bei beiden Anisotropiefeldern besonders bemerkbar. So nimmt das

uniaxiale Anisotropiefeld in der Ebene drastisch ab. Betrag sie noch vor dem Tempern 13,5 mT, so beträgt sie nachher nur noch knapp 6 mT. Die Abnahme beträgt demnach mehr als die Hälfte. Sie ist auch um knapp 2 mT kleiner verglichen mit der reinen Fe-Probe. Diese große Abnahme ist auf die temperbedingte Durchmischung von Eisen und Silizium und die damit verbundene Reduzierung der Magnetisierung der Probe zurückzuführen. Die Abnahme beim kubischen Anisotropiefeld um 3 mT bzw. 3,5 mT ist im Vergleich geringer. Es beträgt bei der getemperten Probe noch 13,8 mT. Eine weitere Auffälligkeit ist, dass die gemachten Fallunterscheidungen kaum einen Unterschied in den Anisotropiekonstanten machen. Die Anisotropiekonstanten bzw. -felder der letzten abgedeckten Proben sind die selben wie die der getemperten Probe. Sie wurden einfach übernommen, weil es wie schon anhand der Winkelabhängigkeit der Resonanzlinienlagen zu erkennen war, keine Unterschiede gibt.

Nach Beendigung der Messungen dieser Probenserie und den ersten gemachten Erfahrungen mit Eisen und Silizium, wurde im nächsten Schritt versucht, auf derselben Substratoberflächenorientierung die stöchiometrische Verbindung  $\text{Fe}_3\text{Si}$  durch zunächst Aufstapeln von dünnen Fe- und Si-Schichten und anschließendes Tempern zu realisieren. An der im Abschnitt 4.1.3 hinsichtlich Struktur und Wachstum ausführlich diskutierten Probe ( $\{5,6\text{\AA Si}/10\text{\AA Fe}\} \times 8/\text{GaAs}(011)$ ) wurde darüberhinaus nach Tempern *in situ* FMR-Messung durchgeführt, allerdings nicht mit dem erzielten Erfolg. Aufgrunddessen wurde für die Herstellung und insbesondere magnetische Charakterisierung auf eine andere Substratoberflächenorientierung gewechselt, und zwar GaAs(001). Der Grund für diesen Wechsel ist, dass es hinsichtlich dieser Substratorientierung eine Reihe von Vergleichsmöglichkeiten der Ergebnisse in der Literatur existieren. Im nächsten Kapitel werden dann die ersten auf GaAs(001) erzielten tendenziell erfolgreichen Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

# 5 Fe/Si-Multilagen auf GaAs(001)

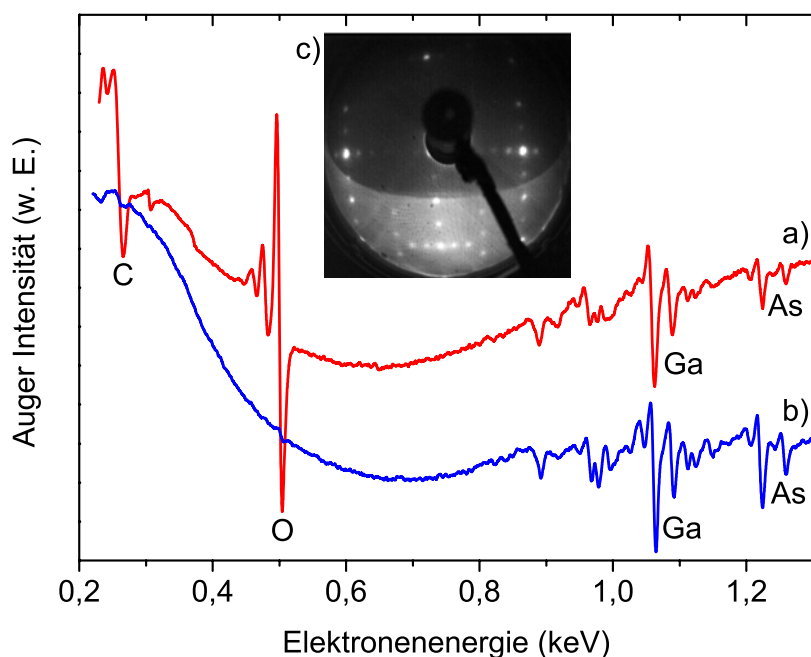
*In diesem Kapitel werden die ersten prototypischen Ergebnisse eines auf dem GaAs(001)-Substrat durch abwechselnd aufgewachsene Eisen-/Siliziumschichten und anschließendes online-Tempern hergestellten 10 nm dünnen Fe<sub>3</sub>Si-Films vorgestellt und diskutiert. Mit der in dieser Arbeit angewendeten Methode wurde gezeigt, dass das Aufstapeln von dünnen Fe-/Siliziumschichten neben dem herkömmlichen Verfahren des Co-Verdampfens tendenziell auch zu der gewünschten Struktur führen kann. Im letzten Abschnitt des Kapitels wird ein Grenzfall beschrieben, bei der unter Ultrahochvakuumbedingungen versucht wurde, Vielfache des Fe<sub>3</sub>Si-Gitters atomar aufzubauen.*

## 5.1 Probenpräparation

Im folgenden Abschnitt wird die Präparation von GaAs(001)-Substraten beschrieben und im nächsten Abschnitt auf die Herstellung von Fe/Si-Multilagen eingegangen.

### 5.1.1 Substratpräparation

Für die Herstellung der Filme in der UHV-Kammer wurden wie im Fall des GaAs(011) ebenfalls auf  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  zugeschnittene Substratstücke eines kommerziell erhältlichen n-Typ GaAs(001)-Wafers verwendet. Auch diese Substrate wurden, noch bevor sie in die UHV-Kammer eingeschleust wurden, im Ultraschallbad behandelt, indem reines Aceton und Isopropanol verwendet wurde. Die nachfolgende kurze Beschreibung der Substratpräparation ist bis auf kleine Veränderungen vergleichbar mit der des GaAs(011). Auch hier wurde zunächst nach Einschleusen des Substrates in die UHV-Kammer das Substrat ausgegast, indem die Temperatur allmählich bis zu 800 K erhöht wurde, so dass der Druck nicht über  $1 \times 10^{-8}$  mbar anstieg. Nach Beendigung der Ausgasprozedur wurde das Substrat schrittweise innerhalb von 30 Minuten auf die Zieltemperatur von etwa 875 K hochgeheizt. Nach Erreichen dieser Temperatur wurde zusätzlich die Sputtergun hinzugeschaltet und anschließend für etwa 45 Minuten bei 875 K mit Ar<sup>+</sup>-Ionen bei einem Argonpartialdruck von  $1,5 \times 10^{-5}$  mbar und einer Beschleunigungsspannung von 0,5 kV gesputtert. Danach wurde die Sputtergun ausgeschaltet und das Substrat für weitere 30 Minuten bei 875 K nachgeheizt. Mit dieser Prozedur wurde eine saubere GaAs-Substratoberfläche erhalten, wie durch Auger-Elektronen-Spektroskopie gezeigt wird. Ein Beispiel für eine AES-



**Abbildung 5.1:** (a) Ein typisches Augerspektrum eines GaAs(001)-Substrates vor der Präparation mit Verunreinigungen wie Kohlenstoff und Sauerstoff und (b) nach der Präparation mit sauberer Oberfläche mit den typischen Ga- und As-Peaks. (c) Das LEED-Bild zeigt die wohlgeordnete  $\{4 \times 6\}$ -Rekonstruktion eines bei einer Energie von 135 eV aufgenommenen GaAs-Substrates. Der in den AES-Spektren sichtbare Untergrund ist auf einen Phasengang in der Elektronik zurückzuführen, der durch die Umstellung vom *Pulse-Counting-Modus* in den *Lock-In-Modus* aufgetreten ist.

Messung ist in der Abbildung 5.1 gegeben. So widerspiegelt 5.1 (a) die Substratoberfläche vor der Präparation mit den typischen Verunreinigungen wie Kohlenstoff und Sauerstoff und (b) die Situation nach der Präparation ohne Verunreinigungen.

Die hier beschriebene Substratpräparation führt neben einer sauberen Oberfläche zu einer wohlgeordneten  $\{4 \times 6\}$ -Rekonstruktion der GaAs(001)-Oberfläche wie durch das entsprechende LEED-Bild in Abbildung 5.1 (c) gezeigt wird. Im Vergleich hierzu führte die Substratpräparation bei der GaAs(011)-Oberfläche zu keiner Rekonstruktion. Der Grund ist, dass die  $\{110\}$ -Ebenen des GaAs aus der gleichen Anzahl von Ga- und As-Atomen pro Einheitszelle bestehen und somit intrinsisch neutral sind. Die Situation bei GaAs(001) ist eine andere. Ein Blick in die Kristallstruktur zeigt, dass die  $\{100\}$ -Ebenen des GaAs-Volumenmaterials sowohl aus Kationen als auch Anionen in alternierender Weise besteht. Eine ideal begrenzte GaAs(001)-Oberfläche ist von daher polar mit einer Ga-As-Stöchiometrie von entweder 1 : 0 (vollständig Ga-terminiert) oder 0 : 1 (vollständig As-terminiert) und in beiden Fällen gibt es



jeweils zwei ungesättigte Bindungen, sogenannte *dangling bonds*, pro Oberflächenatom. Die Zusammensetzung einer realen GaAs(001)-Oberfläche weicht gewöhnlich von diesen idealen Stöchiometrieverhältnissen ab. In Abhängigkeit von der dominierenden Atomspezies werden diese als entweder Ga-reich oder As-reich klassifiziert [67,68].

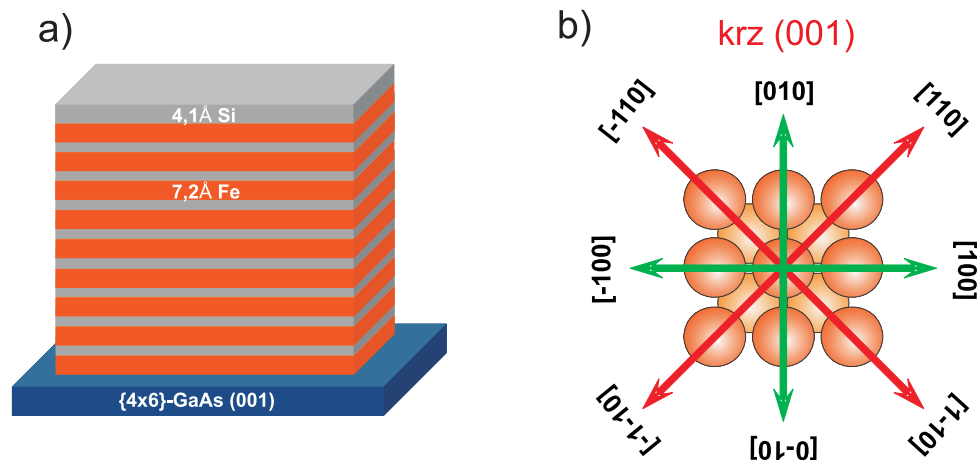
Im Gegensatz zu GaAs(011) zeigt die GaAs(001)-Oberfläche eine Reihe von Rekonstruktionen, welche zu signifikanter Umordnung der Oberflächenatome und Modifikation der Oberflächenperiodizität führt. Im Allgemeinen kann man sagen, dass die in Halbleiteroberflächen beobachteten Rekonstruktionen ein Ergebnis der großen freien Oberflächenenergie, die mit den ungesättigten Bindungen, die während der Oberflächenformung gebildet (Präparationsmethode ist entscheidend) werden, in Verbindung steht. Diese ungesättigten Bindungen sind energetisch ungünstig. Eine Möglichkeit, die Energie dieser Bindungen abzusenken, ist, dass zwei Oberflächenatome ein bindendes Orbital bilden. Man bezeichnet diese Bindungen als *Dimere*, die zu einer Veränderung der Bindungsenergien auf der Oberfläche führen. Somit ist der Haftkoeffizient vom Gitterplatz abhängig und die Desorption verschiedener Atome wird möglich.

Die hier erhaltene  $\{4 \times 6\}$ -Oberflächenrekonstruktion besteht aus zwei koexistierenden  $\{4 \times 2\}$ - und  $\{2 \times 6\}$ -Domänen, wie in einer STM (scanning tunnelling microscopy)-Studie von Biegelsen et al. [69] gefunden worden ist. So berichtet später Xue *et al.* [70], dass es zusätzlich zu dieser 'pseudo'  $\{4 \times 6\}$ -Rekonstruktion, welche weniger Ga-reich ist als die  $\{4 \times 2\}$ , eine 'echte'  $\{4 \times 6\}$ -Rekonstruktion gibt, die Ga-reicher ist als die  $\{4 \times 2\}$ .

### 5.1.2 Wachstum und Struktur von Fe/Si-Multilagen

Auf die im vorherigen Abschnitt beschriebene wohlgeordnete  $\{4 \times 6\}$ -rekonstruierte GaAs(001)-Oberfläche wurde der erste Prototyp einer Fe/Si-Multilage auf GaAs(001) hergestellt. Eine schematische Darstellung dieser Probe ist in der Abbildung 5.2 (a) gegeben. Die Fe/Si-Multilage ist aus insgesamt 18 Schichten zu jeweils neun Fe-Schichten und neun Si-Schichten aufgebaut. Als erste Schicht auf der rekonstruierten Substratoberfläche wurde Eisen aufgedampft. Diese und alle weiteren Fe-Schichten besitzen eine Schichtdicke von etwa 7,2 Å, die gerade genau fünf Monolagen (ML) Fe auf GaAs(001) entsprechen. Die Fe-Schichten wurden im Durchschnitt mit einer Aufdampfrate von 0,6 Å/Min. aufgedampft. Um ein atomares Verhältnis von 75 % Fe und 25 % Si zu erhalten, musste ausgehend von der Fe-Schichtdicke die entsprechende Si-Schichtdicke separat bestimmt werden. Diese Berechnung ergab eine Schichtdicke von etwa 4,1 Å. Die neun Si-Schichten wurden mit einer Aufdampfrate von etwa 0,7 Å/Min. aufgedampft. Der Hintergrunddruck in der UHV-Kammer während des Aufdampfens war  $< 6 \times 10^{-10}$  mbar. Die Gesamtschichtdicke der auf diese Weise hergestellten Fe/Si-Multilage beträgt etwa 10 nm.

Für die spätere Diskussion der FMR-Messergebnisse, und um ein Feingefühl für die kristallographische Orientierung der leichten bzw. schweren Richtungen in der Ebene der Probe

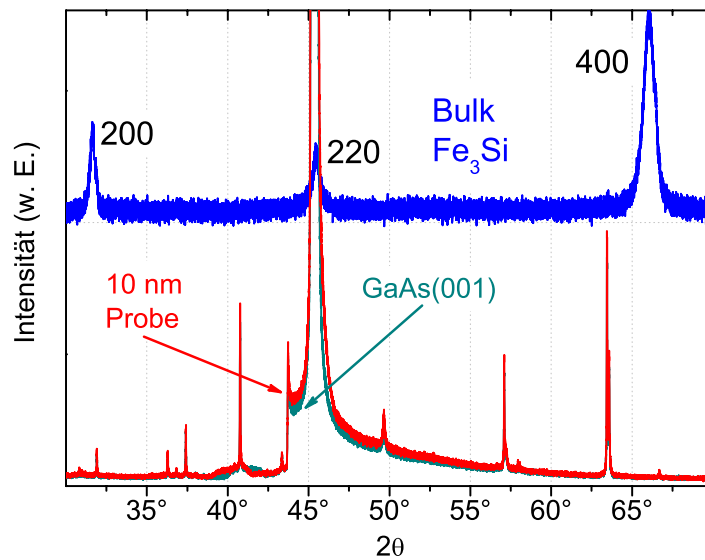


**Abbildung 5.2:** (a) Eine schematische Darstellung einer Fe/Si-Multilage auf GaAs(001) und (b) der leichten (grüne Pfeile) und schweren (rote Pfeile) Richtungen der Magnetisierung in der Ebene eines krz-Kristalls mit (001)-Orientierung.

zu gewinnen, ist es von Vorteil, die Oberfläche eines kubisch raumzentrierten (krz) Kristalls mit den dazugehörigen leichten und schweren Richtungen zu betrachten. Obwohl die Einheitszelle des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Kristallgitters kubisch flächenzentriert (kfz) ist, so kann man sich dieses Gitter aus insgesamt acht kubisch raumzentrierten Untergittern aufgebaut denken. Somit kann man die in der Abbildung 5.2 (b) dargestellte krz (001)-Oberfläche, z.B. die des Eisens, in Bezug auf die kristallographische Beziehung der leichten und schweren Richtungen heranziehen. Wie man dieser Abbildung entnehmen kann, sind die  $\langle 100 \rangle$ -Richtungen die kristallographisch leichten Richtungen, während die schweren Richtungen der Magnetisierung in einem  $45^\circ$  Winkel zu den leichten Richtungen verdreht entlang der  $\langle 110 \rangle$ -Richtungen der Kristalloberfläche orientiert sind. Im Gegensatz zu der (011)-Oberflächen gibt es hier keine mittelschwere Richtung. Die leichte und schwere Richtung der Magnetisierung sind vierzähliger Natur. Diese Vierzähligkeit wird sich in der weiter unten diskutierten Eisensilizidprobe bemerkbar machen.

Um die später getemperte Eisensilizidprobe außerhalb der UHV-Kammer auf ihre strukturellen Eigenschaften hin zu untersuchen, wurde eine Röntgenbeugungsmessung unter Verwendung von  $\text{Cu K}_\alpha$ -Strahlung in der  $\theta/2\theta$ -Geometrie durchgeführt. Bei dieser Messung ging hauptsächlich um die Klärung, ob es sich bei der getemperten Probe auch tatsächlich um die gewünschte  $\text{D0}_3$ -Kristallstruktur handelt. Um das durch das Substrat hervorgerufene Untergrundsignal vom Signal der Probe trennen zu können, wurde zunächst eine Röntgenmessung eines sauberen GaAs(001)-Substrates durchgeführt und anschließend der Probe. Die aufgenommenen Spektren sind in der Abbildung 5.3 dargestellt. Zum Vergleich ist auch das Beugungsspektrum eines  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Volumenmaterials gezeigt. Betrachtet man die Spektren, so fällt leider auf, dass die entsprechenden Peaks des Substrates und der Probe jeweils bei dem selben Winkel auftauchen. Da aber der Untergrund ein deutlich größeres Signal gibt, ist aus dieser Messung die eindeutige Bestimmung der Kristallstruktur der Probe nicht möglich. Für die z.B. auf dem Substrat MgO





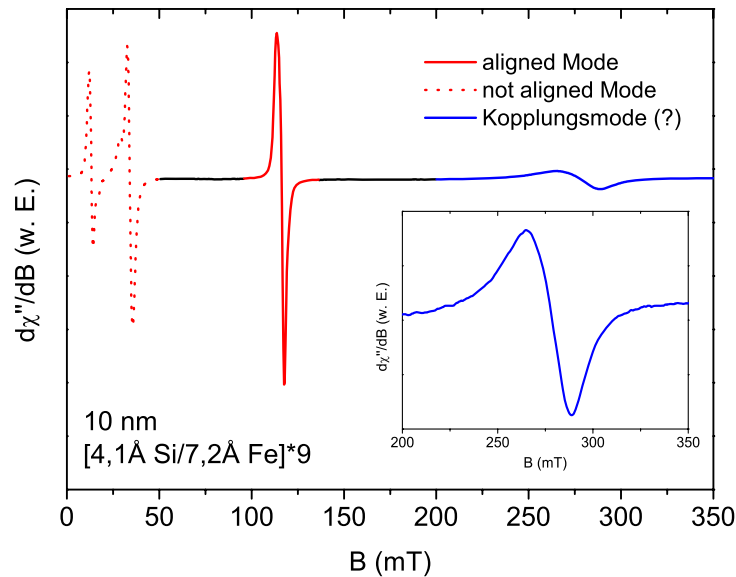
**Abbildung 5.3:** Röntgenbeugungsspektrum eines GaAs(001)-Substrates, der 10 nm Fe<sub>3</sub>Si-Probe und eines Fe<sub>3</sub>Si-Volumenmaterials mit den jeweiligen Beugungsreflexen.

aufgewachsenen Proben tritt dieses Problem nicht auf (siehe Doktorarbeit von Kh. Zakeri [22]).

## 5.2 Magnetische Anisotropie von Fe/Si-Multilagen

In diesem Abschnitt werden sowohl die Ergebnisse der ferromagnetischen Messungen als auch die aus den entsprechenden Fits resultierenden Anisotropiewerte der ungetemperten und getemperten Eisensilizidprobe, deren Herstellungsweise im vorherigen Abschnitt beschrieben worden ist, vorgestellt und diskutiert. Gemäß der Herstellungsweise wird die Eisensilizidprobe im ungetemperten Zustand durch die folgende Notation beschrieben:  $[4,1\text{\AA Si}/7,2\text{\AA Fe}] \times 9/\text{GaAs}(001)$ .

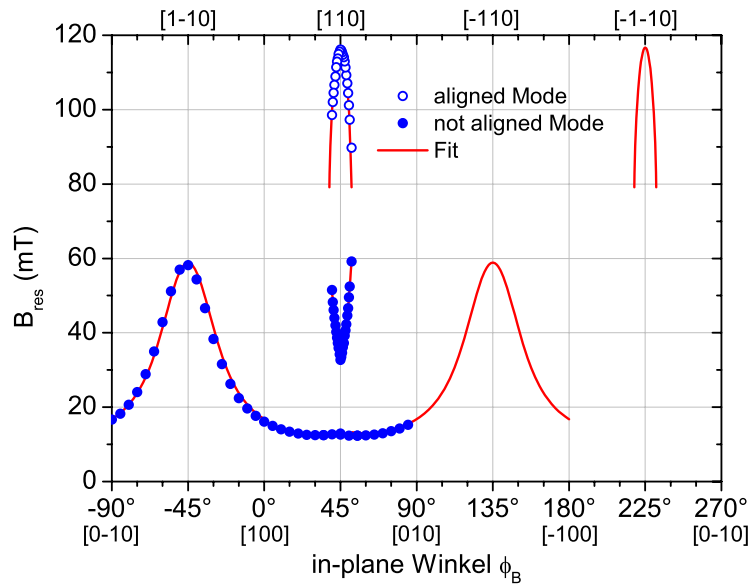
Bei der ersten FMR-Messung an dieser Probe unter UHV-Bedingungen wurde das externe Magnetfeld in Richtung einer schweren Richtung in der Ebene gelegt, wobei das Hochfrequenzfeld der Mikrowelle mit der Anregungsfrequenz von 9,26 GHz ebenfalls in der Ebene der Probe orientiert war. Das Ergebnis dieser Messung ist das in der Abbildung 5.4 gezeigte FMR-Spektrum. Bei einem ersten Blick erkennt man insgesamt vier FMR-Linien. Die ersten beiden Moden (gepunktete rote Linie) liegen bei Resonanzfeldern unterhalb von 50 mT, die dritte Mode (durchgezogene rote Linie) mit der größten Intensität bei etwa 116 mT und die letzte Mode (durchgezogene blaue Linie) mit der geringsten Intensität bei etwa 278 mT. Bei den ersten beiden Moden handelt es sich um not aligned Moden. Die dritte Mode ist dagegen eine aligned Mode mit einer großen Anisotropie. Eine genaue Zuordnung der letzten Mode ist etwas kompliziert. Man kann zwei Ursachen für die Natur dieser Mode diskutieren. Ent-



**Abbildung 5.4:** FMR-Spektrum der ungetemperten 10 nm Probe auf GaAs(001) bei Zimmertemperatur, 9,26 GHz und externem Feld parallel zur [110]-Richtung in der Schichtebene. Das Inbild zeigt die Resonanzlinie bei höheren Feldern in einem vergrößerten Ausschnitt.

weder stammt diese Mode aus bereits legierten Bereichen innerhalb des Fe/Si-Schichtsystems, die aufgrund der Fe/Si-Zusammensetzung eine kleine Magnetisierung besitzt, oder es handelt sich hierbei um eine optische Kopplungsmode wegen ihrer kleinen Intensität [71]. Das bedeutet, dass benachbarte Fe-Schichten über die Si-Zwischenschicht antiferromagnetisch gekoppelt sein könnten. So wird in einer aktuellen Arbeit von einer antiferromagnetischen Kopplung in Fe/Si/Fe-Schichtsystemen ab einer Si-Schichtdicke von etwa 0,5 nm berichtet<sup>1</sup>. Bei der in dieser Arbeit hergestellten Fe/Si-Multilage beträgt die Si-Schichtdicke etwa 0,41 nm. Diese liegt also in einem Schichtdickenbereich, wo man antiferromagnetisches Kopplungsverhalten erwarten könnte. Allerdings sollte beachtet werden, dass das Referenzsystem lediglich aus einer einzigen Si-Zwischenschicht aufgebaut ist. Im Gegensatz dazu besteht die in dieser Arbeit hergestellte Multilage aus mehreren Si-Zwischenschichten (siehe Abbildung (5.2) (a)). Damit wäre die Ursache der Kopplung, wenn es auch wirklich eine ist, wesentlich komplizierter, denn es gibt mehrere benachbarte Fe-Schichten, die über die dazwischenliegenden Si-Schichten miteinander koppeln können. Falls es sich allerdings hierbei um eine Mode handeln sollte, die aus legierten Bereichen der Probe stammt, so müssten diese Bereiche aus mindestens 50 % Fe bestehen, damit überhaupt ein ferromagnetisches Verhalten zu sehen ist. Für Legierungszusammensetzungen

<sup>1</sup>Physik Journal, Ausgabe: August/September 2007, 6. Jahrgang, Deutsche Physikalische Gesellschaft, Seite 34 ff.



**Abbildung 5.5:** Azimutale Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder der ungetemperten 10 nm Probe. Die Messungen wurden bei Zimmertemperatur durchgeführt. Die durchgezogene Linie ist eine Fitkurve zu den Messwerten.

mit einer geringeren Fe-Konzentration würden die entsprechenden Bereiche nicht magnetisch und folglich würde man auch keine Resonanzmode im FMR-Spektrum sehen können. Eine genaue Zusammensetzung solcher möglichen Bereiche ist aber nicht möglich. Daher tendiert der Autor dazu, eine Kopplung als Ursache für das Auftauchen der letzten Resonanzmode zu sehen, die wie bereits erwähnt einen antiferromagnetischen Charakter haben kann. Um genauere Informationen darüber zu bekommen, müssen noch zusätzliche Experimente hinsichtlich des Kopplungsverhaltens gemacht werden. Insbesondere die genaue Untersuchung der Kopplung zwischen zwei Fe-Schichten, die durch eine Siliziumschicht getrennt sind, könnte wegweisende Ergebnisse liefern. Aufgrund der noch fehlenden Messungen wird an dieser Stelle mit der Diskussion aufgehört, da es zu diesem Zeitpunkt nur noch zu weiteren Spekulationen führen würde. So könnte z.B. die Fe/Si-Grenzfläche, das verbesserte Wachstum oder die Kristallinität einen erheblichen Einfluss auf die Kopplung haben. Von daher wird auf künftige Arbeiten verwiesen.

Die ferromagnetische Untersuchung der ungetemperten Probe wurde dann mit der Bestimmung der Resonanzfelder in Abhängigkeit vom in-plane Winkel fortgesetzt. Das Ergebnis dieser Messung ist in der Abbildung 5.5 für die in (5.4) durch rot gekennzeichneten Linien dargestellt. Neben den Messpunkten ist auch der dazugehörige Fit gezeigt. In der Abbildung erkennt man zunächst, dass die ungetemperte Fe/Si-Multilage eine vierzählige kubische Anisotropie besitzt, die aber aufgrund eines großen uniaxialen Anisotropiebeitrages stark asymmetrisch

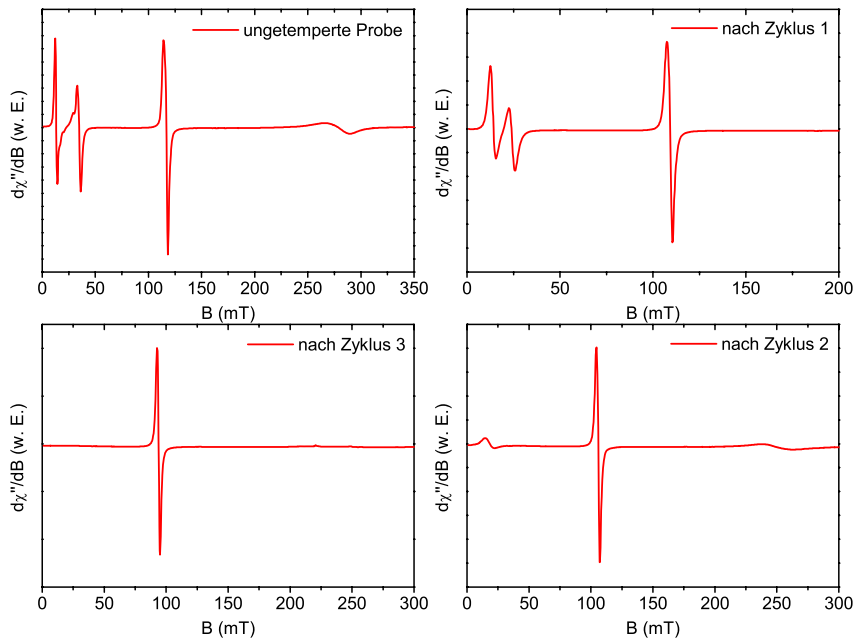
ist. Beachtet man die Winkellage der Resonanzfelder, so stellt man fest, dass die leichte Richtung dieser uniaxialen Anisotropie entlang der kristallographischen  $[1\bar{1}0]$ - und  $[\bar{1}10]$ -Richtung orientiert ist, während die schwere Richtung  $90^\circ$  gegenüber diesen gedreht in der  $[110]$ - bzw.  $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Orientierung des Kristalls liegt. In diesen Richtungen liegen gleichzeitig die schweren Richtungen der vierzähligen kubischen Kristallanisotropie. Die Überlagerung der uniaxialen Anisotropie zu der kubischen in den ausgezeichneten Richtungen führt dazu, dass der anisotrope Beitrag zur freien Energiedichte im Gegensatz zum isotropen Beitrag so groß ist, dass in diesen Richtungen neben der aligned Mode noch zusätzlich not aligned Moden auftauchen (siehe Abb. (5.4)). Dies hat zur Folge, dass durch die Vorzugsrichtung der uniaxialen Anisotropie das Resonanzfeld der aligned Mode in der  $[110]$ - bzw.  $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung einen maximalen Wert von etwa 116 mT annimmt. Der Abbildung kann weiterhin entnommen werden, dass die aligned Mode nur in einem engen Winkelbereich  $\pm 5^\circ$  um die  $[110]$ - bzw.  $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung vorhanden ist. Im Gegensatz dazu existiert die not aligned Mode im gesamten Winkelbereich.

Wie bereits erwähnt, wurde durch Fitten der Messwerte die zu der ungetemperten Probe gehörigen Anisotropiekonstanten bzw. -felder ermittelt. Da die Magnetisierung der Probe unbekannt ist, wurden statt der Anisotropiekonstanten die Anisotropiefelder bestimmt. Für das kubische Anisotropiefeld erhält man einen Wert von  $K_4/M = 19,4$  mT, für das uniaxiale Anisotropiefeld  $K_{2\parallel}/M = 14,6$  mT und für  $\mu_0 M_{eff}$  einen Wert von -1950 mT. Der Wert von 14,6 mT für das uniaxiale Anisotropiefeld spiegelt die in der Probe beobachtete große uniaxiale Anisotropie wieder.

Um aus der anfänglich als Stapelschicht hergestellten Probe die zielgesetzte  $D0_3$ -Struktur des  $Fe_3Si$  zu bekommen, wurde die Fe/Si-Multilage getempert. Auf die Vorgehensweise wird dann im nächsten Abschnitt eingegangen.

### 5.2.1 Der Einfluss des Temperns

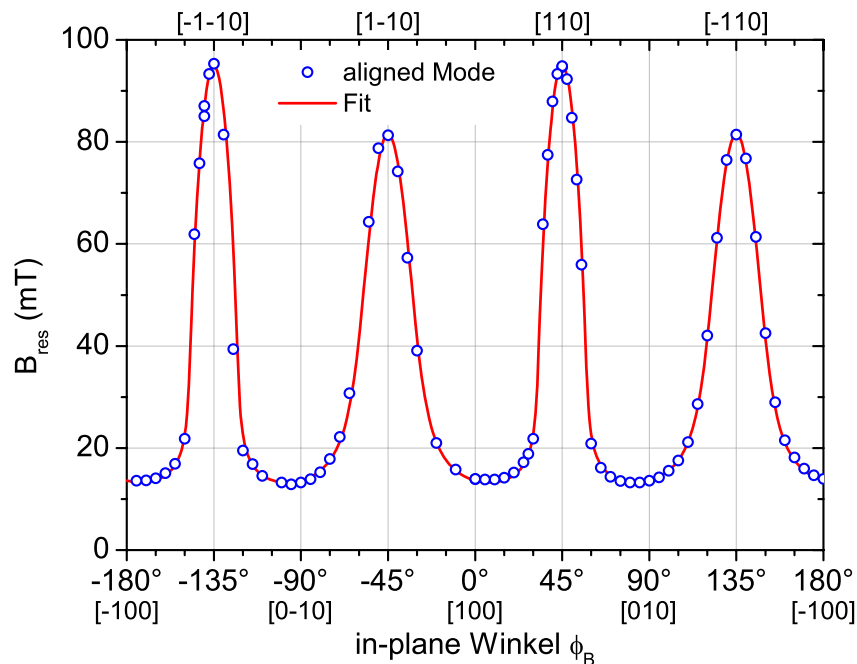
Damit man den Einfluss des Temperns besser überprüfen und verfolgen konnte, wurde ein sogenanntes online-Tempern durchgeführt. Bei diesem Verfahren wurde die Probe im Glasfinger der UHV-Anlage und im Resonator gelassen, wo nach jedem Tempersschritt die Veränderung der Probe über die Veränderung der dazugehörigen FMR-Linien verfolgt werden konnte. Die Probe wurde in mehreren Temperzyklen behandelt bis schließlich keine Veränderungen an der gemessenen FMR-Linie beobachtet wurde. Für das Tempern wurde stets eine Temperatur zwischen  $200^\circ\text{C}$  und maximal  $250^\circ\text{C}$  gewählt, um einer Verunreinigung der untersten Lagen der Probe mit Arsen aus dem Substrat vorzubeugen. Das Ergebnis dieser Temperzyklen ist in der Abbildung 5.6 dargestellt, in der ein kleiner Ausschnitt der Zwischenschritte des Temperzyklus' präsentiert werden. Das erste Spektrum ist von der noch unbehandelten Probe und das letzte (nach Zyklus 3) von dem Zustand der Probe, an der sich durch weiteres Tempern in dem gewählten Temperaturbereich nichts mehr verändert hat. Man kann anhand der hier gezeigten



**Abbildung 5.6:** Die zeitliche Veränderung der FMR-Spektren während des online-Temperns. Nach Ende eines jeden Temperzyklus wurde bei Zimmertemperatur und einer Mikrowellenfrequenz von 9,26 GHz eine Messung durchgeführt.

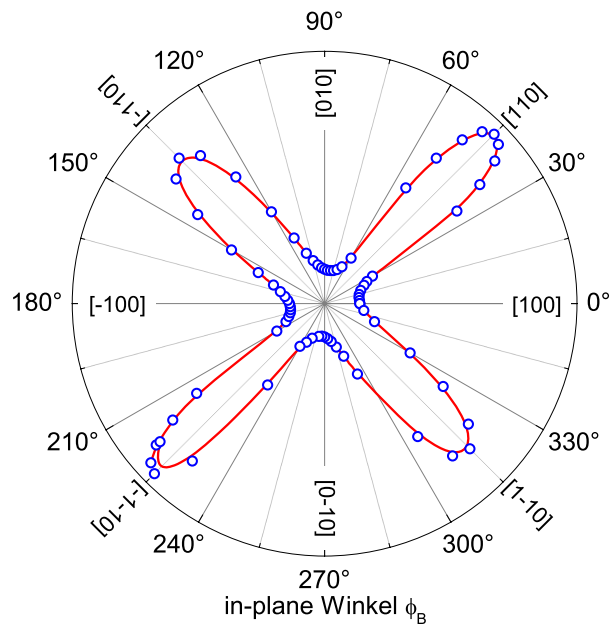
vier FMR-Spektren den Veränderungsverlauf der Probe während des online-Temperns sehr gut sehen. Insbesondere erkennt man eindeutig, wie die beiden FMR-Linien der not aligned Moden bei niedrigen Feldern verschwinden. Die vierte Resonanzmode bei hohen Feldern scheint im Verlaufe des Temperns immer mehr an Intensität zu verlieren und wandert gleichzeitig zu kleineren Feldern. Eine genaue Analyse zeigt aber, dass diese Mode dennoch vorhanden ist. Es ist durchaus möglich, dass sich innerhalb der Probe neben der geordneten Struktur auch Bereiche existieren, wo aufgrund unterschiedlicher Fe/Si-Zusammensetzungen teilweise ungeordnete Strukturen zurückgeblieben sind. Nichtsdestotrotz ist das Verschwinden der not aligned Moden und der Verlauf der vierten Mode ein Anzeichen für eine Legierungsbildung der einzelnen Stapelschichten. Es bleibt im Wesentlichen nur noch eine einzige dominante Resonanz übrig, deren Resonanzfeld sich unterhalb von 100 mT befindet. Die Frage, inwiefern die Probe in diesem Zustand die gewünschte  $\text{DO}_3$ -Kristallstruktur hat, bleibt leider noch ungeklärt.

In einem letzten Schritt wurde für die Bestimmung der Anisotropiewerte eine in-plane winkelabhängige FMR-Messung der Resonanzfelder der getemperten Probe durchgeführt. Das Ergebnis dieser Messung wird in der Abbildung 5.7 präsentiert. Insbesondere an dieser Darstellung sieht man die große Veränderung in der Probe. Sehr auffällig an der Winkelabhängigkeit ist, dass die vor dem Tempern vorhandene große uniaxiale Anisotropie weitestgehend abgebaut



**Abbildung 5.7:** Azimuthale Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder der getemperten 10 nm Probe. Die Messungen wurden bei Zimmertemperatur durchgeführt. Die durchgezogene Linie ist eine Fitkurve zu den Messwerten.

ist. Im Vergleich gibt es in der  $[110]$ - bzw.  $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung nur noch ein kleinerer uniaxialer Anisotropiebeitrag. In Verbindung dazu zeichnet sich die vierzählige kubische Kristallanisotropie deutlicher aus. So beträgt z.B. das Maximum der Resonanzfelder in der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung etwa 81,5 mT, während das Minimum der Resonanzfelder bei etwa 13,5 mT liegt. Die Differenz zwischen dem Maximum z.B. bei  $-45^\circ$  und dem Minimum z.B. bei  $-90^\circ$  ist ein Maß für die kubische Anisotropie. Sie beträgt 68 mT. In der  $[110]$ - bzw.  $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung beträgt diese Differenz 81,5 mT. In diesen schweren Richtungen liegt das Resonanzfeld bei 95 mT. Dagegen ist die Differenz der Maxima in der  $[110]$ - und  $[1\bar{1}0]$ -Richtung proportional zu der uniaxialen Anisotropie. Sie beträgt etwa 13,5 mT. Für eine bessere Darstellung der winkelabhängigen Resonanzfelder wurde ein Polardiagramm gewählt (siehe Abbildung 5.8). Mit dieser Abbildung kommt die vierzählige kubische Anisotropie, die überlagert ist mit der uniaxialen Anisotropie, wesentlich besser zum Vorschein. Die Ursache für die uniaxiale Anisotropie in der Ebene der Schicht ist wahrscheinlich eine Verspannung der Schicht in einer Vorzugsrichtung (hier  $[110]$ - bzw.  $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung), die mit den Bindungen der grenzflächennahen Schichtatomen mit denen des Substrates erklärt werden kann. Diese hängt wiederum mit der Art der Substratpräparation zusammen, denn diese ist verantwortlich für die Oberflächenrekonstruktion, die ihrerseits Einfluss auf das Wachstumsverhalten hat.



**Abbildung 5.8:** Polardarstellung der azimuthalen Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder aus Abbildung 5.7.

Für die Bestimmung der Anisotropiefelder der getemperten Probe wurde auch ein Fit durch die Messwerte gelegt, der ebenfalls in der Abbildung 5.7 gezeigt wird. Die aus diesem Fit resultierenden Anisotropiefeldwerte sind zusammen mit denen der ungetemperten Probe und Literaturwerten in der Tabelle 5.1 zusammengefasst. Vergleicht man zunächst die in dieser Arbeit hergestellte Probe für den ungetemperten und getemperten Fall, so erkennt man, dass sich das kubische Anisotropiefeld kaum verändert hat. Im Rahmen des Fehlerbalkens kann man beide Werte für gleich betrachten. Wie schon oben erwähnt, sieht man anhand der Anisotropiefelder eine drastische Abnahme des uniaxialen Anisotropiefeldwertes der getemperten Probe. Lag der Wert vor dem Tempern noch bei  $K_{2\parallel}/M = 14,6$  mT, so beträgt dieser Wert nach dem Tempern nur noch  $K_{2\parallel}/M = 3,4$  mT. Der Wert für das uniaxiale Anisotropiefeld hat sich demnach um mehr als das vierfache reduziert. Der Vergleich der effektiven out-of-plane Anisotropiefelder  $\mu_0 M_{eff}$  zeigt auch kaum einen größeren Unterschied. Bei der ungetemperten Probe liegt der entsprechende Wert bei -1950 mT, während im getemperten Fall ein Wert von  $\mu_0 M_{eff} = -1891$  mT herauskommt.

Vergleicht man die in dieser Arbeit ermittelten Anisotropiefelder mit den in der Tabelle 5.1 angegebenen Literaturwerten für auf MgO(001) und GaAs(001) hergestellten Proben unterschiedlicher Schichtdicken, so fallen auf Anhieb große Unterschiede auf. So sind z.B. die Werte der effektiven out-of-plane Anisotropiefelder dieser Arbeit etwa doppelt so groß wie die der anderen. Die Werte für das kubische Anisotropiefeld sind sogar um einen Faktor 4-5 mal



$d$ (nm)	Ref.	$\mu_0 M_{\text{eff}}$ (mT)	$K_4/M$ (mT)	$K_{2\parallel}/M$ (mT)
<b>10 nm</b>	<b>[Diese Arbeit]<sup>‡</sup></b>	<b>-1950</b>	<b>19,4</b>	<b>14,6</b>
<b>10 nm</b>	<b>[Diese Arbeit]<sup>‡</sup></b>	<b>-1891</b>	<b>19,1</b>	<b>3,4</b>
4 nm	[22]	-941	3,5	0,45
8 nm	[22]	-958	3,9	0,08
40 nm	[22]	-978	3,9	0,00
Bulk	[72,73]	-1232	5,5	—
21 nm	[15,16]	—	4,1	0,06
39 nm	[13]	-1010	4,7	0,3

**Tabelle 5.1:** Die magnetischen Anisotropiefelder von Fe<sub>3</sub>Si-Filmen für verschiedene Schichtdicken. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind im oberen Teil gezeigt (<sup>‡</sup>: ungetempert, <sup>‡</sup>: getempert). Im mittleren Teil sind die Ergebnisse der auf MgO gewachsenen Filme unterschiedlicher Dicke gezeigt, während im unteren Teil die Anisotropiefelder für eine 21 und eine 39 nm Fe<sub>3</sub>Si/GaAs(001) sowie die Werte des Volumensmaterials aufgelistet sind. Der Fehlerbalken in den Anisotropiewerten liegt bei 10 %.

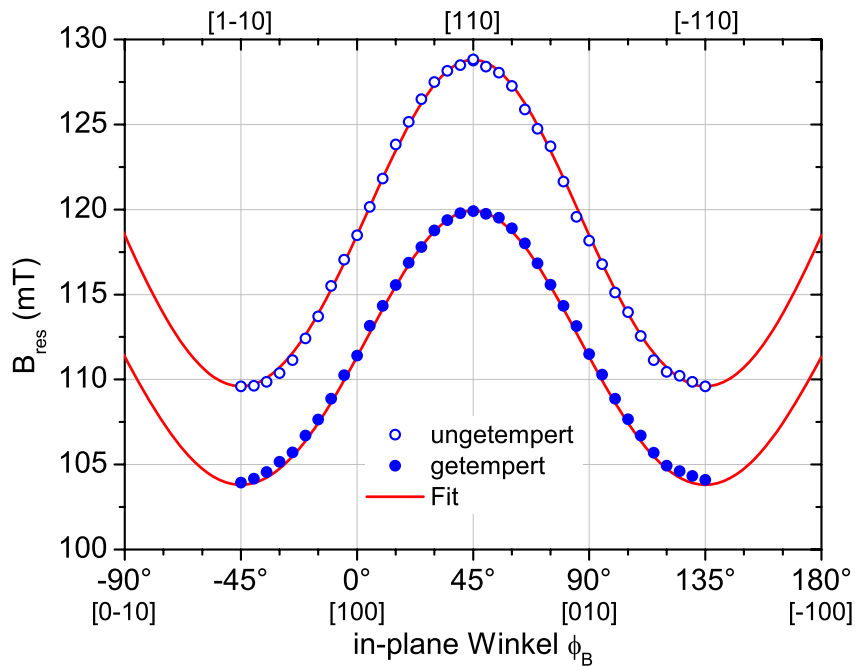
größer, während die des uniaxialen Anisotropiefeldes kaum mehr in derselben Größenordnung liegt. Gründe für diese großen Unterschiede können einerseits die unterschiedliche Substratpräparation sein und andererseits die weiter oben beschriebenen Herstellungsweise der Probe in dieser Arbeit. Während in dieser Arbeit die Probe durch Tempern einer Fe/Si-Multilage hergestellt wurde, wurden die in der Literatur beschriebenen Proben durch Co-Verdampfen und anschließendes Tempern hergestellt. Der große Wert für das kubische Anisotropiefeld kann aber auch die Tatsache widerspiegeln, dass es innerhalb der Probe Bereiche gibt, die von der erwarteten Stöchiometrie abweichen, das heißt, Fe-reich sind. Wenn man zusätzlich bedenkt, dass die kubische Anisotropie in Fe größer ist als in der geordneten DO<sub>3</sub>-Struktur, so können die Fe-reichen Bereiche zu einer Erhöhung der kubischen Anisotropie in der Probe führen.

Es bleibt festzuhalten, dass mit der in dieser Arbeit verwendeten Methode tendenziell die gewünschte Struktur des Fe<sub>3</sub>Si hergestellt werden kann, allerdings zeigt die Abweichung zu den Literaturwerten, dass eine weitere Verfeinerung der Methode notwendig ist.

### 5.3 Kontrollierter Aufbau des Fe<sub>3</sub>Si-Gitters mittels MBE

Die letzte Zielsetzung dieser Arbeit war die Herstellung einer Probe, bei der mittels der Molekularstrahlepitaxie das Fe<sub>3</sub>Si-Gitter kontrolliert aufgebaut werden sollte. Betrachtet man die Einheitszelle des Fe<sub>3</sub>Si-Kristallgitters, so sieht man, dass dieses Gitter in der (001)-Orientierung aus abwechselnd reinen Fe-Schichten (100 % Fe) und Fe-Si-Schichten zu je 50 % Fe und 50

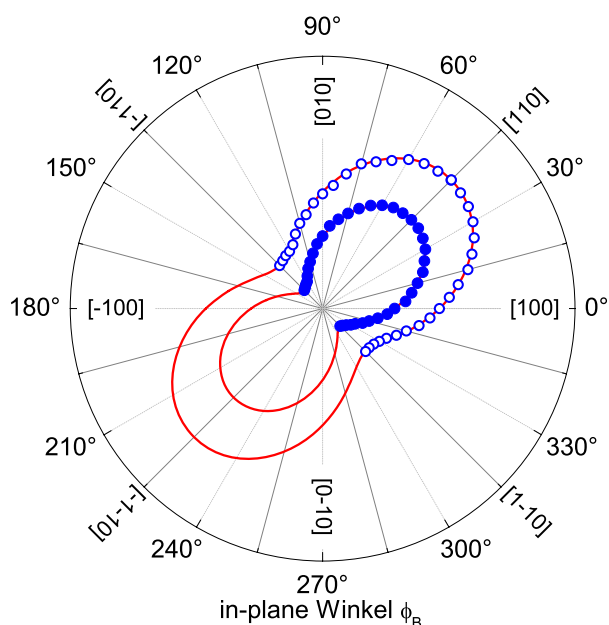




**Abbildung 5.9:** Azimuthale Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder der (un)getemperten 2,4 nm Probe. Die Messungen wurden bei Zimmertemperatur und 9,25 GHz durchgeführt. Die durchgezogenen Linien sind Fitkurven zu den Messwerten.

% Si aufgebaut ist. Von daher wurde hierfür auch die Methode der Stapelschichtherstellung verwendet. Dazu wurden Fe-Schichten mit einer Dicke von  $2,1 \text{ \AA}$ , entspricht 1,5 ML, und Si-Schichten mit einer Dicke von  $0,7 \text{ \AA}$ , entspricht 0,5 ML, nacheinander aufgedampft. Die Gesamtschichtdicke der hergestellten Probe beträgt etwa 2,4 nm. Diese entspricht gerade vier aufeinandergestapelten  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Einheitszellen bzw. neun Fe-Schichten ( $2,1 \text{ \AA}$ ) und acht Si-Schichten ( $0,7 \text{ \AA}$ ).

Nach der Herstellung dieser Probe, wurde zunächst an der ungetemperten Probe eine winkelabhängige FMR-Messung durchgeführt. Danach wurde die Probe mit der oben beschriebenen Methode des online-Temperns in mehreren Zyklen getempert und anschließend wurde erneut eine FMR-Messung durchgeführt. Die Ergebnisse der in-plane winkelabhängigen Resonanzfelder sowohl für die ungetemperte als auch die getemperte Probe sind in der Abbildung 5.9 dargestellt. Zusätzlich zu den Messergebnissen sind die für die Bestimmung der Anisotropiekonstanten bzw. -felder notwendigen Fits für beide Proben gezeigt. Man sieht die sehr gute Anpassung der Fits an die Messwerte. Betrachtet man die winkelabhängigen Resonanzfelder beider Proben genau, so erkennt man, dass es bei beiden Fällen nur eine dominierende uniaxiale Anisotropie existiert. Das heißt, die Proben besitzen keine kubische Kristallanisotropie. Die Abbildung 5.10 für die polare Darstellung widerspiegelt die beschriebene Situation wesent-



**Abbildung 5.10:** Polardarstellung der azimuthalen Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder aus Abbildung 5.9.

lich besser. Die Abbildung verdeutlicht, dass innerhalb der Probe eine dominierende uniaxiale Anisotropie in der Ebene entlang der  $[110]$ - bzw.  $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung vorherrscht. Das Maximum der Resonanzfelder liegt unter anderem in der  $[110]$ -Richtung und beträgt für die ungetemperte Probe 129 mT und getemperte Probe 120 mT. Die entsprechenden Minima liegen z.B. in der  $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung und die Resonanzen ergeben sich bei der ungetemperten Probe zu  $B_{res} = 110$  mT und für die getemperte Probe  $B_{res} = 104$  mT. Man erkennt also am Verlauf der beiden Winkelabhängigkeiten, dass nach dem Tempern der Beitrag zur uniaxialen Anisotropie kleiner wird. Diese Feststellung wird auch durch die aus den Fits resultierenden Anisotropiefelder bestätigt. Diese sind in der Tabelle 5.2 zusammengefasst. Wie erwartet liefern die Fits keinen Beitrag zur kubischen Anisotropie, bei beiden Proben ist der Wert des kubischen Anisotropiefeldes Null. Auch die Werte für die uniaxialen Anisotropiefelder widerspiegeln die Tatsache, dass die uniaxiale Anisotropie nach dem Tempern kleiner geworden ist. Letzlich weisen die effektiven out-of-plane Anisotropiefelder eine Abweichung von etwa 60 mT auf.

Unter Berücksichtigung aller Daten, kann man die Schlussfolgerung machen, dass es nicht möglich ist, auf diese Weise das Kristallgitter des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Kristalls herzustellen. Aufgrund der fehlenden kubischen Anisotropie, die bei einem kubischen Kristall wie im Fall des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Kristalls vorliegen sollte, und der in der Probe beobachteten uniaxialen Anisotropie, kann man sagen, dass das Wachstum der ersten Monolagen eine entscheidende Rolle spielt. Dieser Einfluss macht sich über die gesamte Schichtdicke hinweg bemerkbar. Es ist bekannt, dass 1,5 ML

$d$ (nm)	Ref.	$\mu_0 M_{\text{eff}}$ (mT)	$K_4/M$ (mT)	$K_{2\parallel}/M$ (mT)
<b>2,4 nm</b>	[Diese Arbeit] <sup>‡</sup>	<b>-724</b>	<b>0,0</b>	<b>5.1</b>
<b>2,4 nm</b>	[Diese Arbeit] <sup>‡</sup>	<b>-786</b>	<b>0,0</b>	<b>4,3</b>

**Tabelle 5.2:** Die magnetischen Anisotropiefelder eines 2,4 nm dünnen  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Films vor und nach dem Tempern (<sup>‡</sup>: ungetempert, <sup>‡</sup>: getempert). Der Fehlerbalken in den Anisotropiewerten liegt bei 10 %.

Fe auf einer  $\{4 \times 6\}$ -rekonstruierten GaAs(001)-Oberfläche keine geschlossene Schicht bildet. Bei dem darauffolgenden Aufdampfen von Si ist die Wahrscheinlichkeit gegeben, dass ein gewisser Teil des Si zwischen den inselartig gewachsenen Fe-Clustern anlagert. Bereits in diesem Zustand kann man nicht mehr erwarten, dass ein kontrolliertes Lagenwachstum zustande kommt und damit verbunden die Einheitszelle des  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Kristallgitters konstruiert werden kann.



## 6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Ergebnisse zu den strukturellen und magnetischen Eigenschaften von Fe-basierten Monolagen auf zwei verschiedenen Substratoberflächenorientierungen, GaAs(011) und GaAs(001), präsentiert. Die erste Aufgabe basierte auf der Untersuchung von dünnen Eisen-Filmen unterschiedlicher Schichtdicke auf GaAs(011) aus den folgenden Gründen. Zum Einen sollte Fe/GaAs(011) als Einstiegsystem dazu dienen, um kontrolliert dünne Schichten auf präparierten Substraten aufzuwachen und diese anschließend strukturell (AES, LEED) wie magnetisch (FMR) *in situ* zu charakterisieren. Zum Anderen ist dieses System sehr interessant, weil alle drei charakteristischen kristallographischen Richtungen des kubischen Kristalls, z.B. [100], [01 $\bar{1}$ ] und [11 $\bar{1}$ ], in der gewählten Orientierung in ein und derselben Ebene liegen. Darüberhinaus wurde dieses System, wie man aus der Literatur entnehmen kann, im Gegensatz zu Fe/GaAs(001) wenig untersucht, so dass dies auch dazu führte, sich intensiv mit diesem System zu beschäftigen. Die zweite wichtige Aufgabe dieser Arbeit lag darin, die binäre Heusler-Legierung Fe<sub>3</sub>Si auf GaAs herzustellen und mittels *in situ* ferromagnetischer Resonanz zu untersuchen. Für die Herstellung wurde statt des Co-Verdampfens eine andere Methode angewendet, bei der zunächst eine aus abwechselnd Fe- und Si-Schichten definierter Schichtdicke gewachsene Multilage hergestellt und durch anschließendes Tempern die gewünschte geordnete kubische D0<sub>3</sub>-Kristallstruktur von Fe<sub>3</sub>Si erzielt werden sollte. Für die Realisierung dieser Legierungen wurde im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal ein Si-Einfachverdampfer in die UHV-Kammer eingebaut und Silizium von diesem erfolgreich verdampft. Somit wurde gewährleistet, dass auch nach Abschluss dieser Arbeit weiterhin Eisensilizide unterschiedlicher Konzentrationen in der MBE-UHV-Kammer hergestellt und charakterisiert werden können. Zusätzlich zu diesen erweiternden Funktionalitäten der Anlage, wurden Detailmodifikationen am alten Probenhalter vorgenommen. Mit diesen Modifikationen wurde der Arbeitsablauf wesentlich beschleunigt und insbesondere die *in situ* FMR-Messung im Resonator vereinfacht.

Bei der Bestimmung der magnetischen Parameter der hergestellten Proben, wie z.B. die kubischen und uniaxialen Anisotropiekonstanten und Anisotropiefelder in der Ebene, wurde in dieser Arbeit die Auswertung und Diskussion der Resonanzfelder auf die azimuthale (in-plane) Winkelabhängigkeit beschränkt. Eine Ausweitung der Auswertung und Diskussion hinsichtlich dynamischer Prozesse, wie z.B. Resonanzlinienbreiten, auf die in dieser Arbeit nur quantitativ eingegangen worden ist, wird auf künftige Arbeiten und Veröffentlichungen verwiesen.

Im Folgenden werden die wesentlichen Ergebnisse der untersuchten Probensysteme zusammenfassend geschildert:

- **Fe/GaAs(011):** Im Rahmen dieser Arbeit wurden epitaktische dünne Fe-Filme mit Schichtdicken zwischen 15 und 30 ML auf GaAs(011) hergestellt und deren magnetische Eigenschaften mittels *in situ* ferromagnetischer Resonanz bei Zimmertemperatur untersucht. Strukturelle Charakterisierungen mittels IV-LEED an 22 und 26 ML Fe-Proben haben gezeigt, dass Fe auf der nicht rekonstruierten GaAs(011)-Oberfläche in der krz-Kristallstruktur wächst. Die aus den FMR-Messungen bei 9,3 GHz und Zimmertemperatur erhaltenen kubischen und uniaxialen in-plane Anisotropiekonstanten zeigen eine lineare Abhängigkeit als Funktion der reziproken Schichtdicke. Mit zunehmender Schichtdicke wird  $K_4$  größer, während  $K_{2\parallel}$  kleiner wird, wobei bei etwa 27 ML ein Vorzeichenwechsel stattfindet. Diese zeigt einen Reorientierungsübergang der leichten Richtung der uniaxialen in-plane Anisotropie. Die Volumenbeiträge zur kubischen und uniaxialen in-plane Anisotropie ergeben sich zu  $K_4^v = (0,35 \pm 0,01) \times 10^5 J/m^3$  und  $K_{2\parallel}^v = (-0,43 \pm 0,07) \times 10^5 J/m^3$ , während die Oberflächen-/Grenzflächenbeiträge folgende Werte annehmen:  $K_4^{s,eff} = (-2,2 \pm 0,2) \times 10^{-5} J/m^2$  und  $K_{2\parallel}^{s,eff} = (22,7 \pm 2,7) \times 10^{-5} J/m^2$ . Eine Reorientierung der leichten Richtung der uniaxialen in-plane Anisotropie wurde auch als Folge des Temperns bei einer 26 ML Fe-Probe sowie eines "Blitzverdampfens" bei einer zur Hälfte mit Silber abgedeckten 30 ML Fe-Probe beobachtet. An dieser Probe wurde die Reorientierung quantitativ bestimmt, sie beträgt genau  $90^\circ$ . Eine weitere interessante Beobachtung bei allen in dieser Arbeit untersuchten Probensystemen auf GaAs(011) ist, dass im Gegensatz zu Fe/GaAs(001) die Resonanzlinienbreiten in den jeweiligen schweren Richtungen in der Probenebene am kleinsten und entlang der leichten Kristallrichtungen am größten sind. Für künftige Arbeiten wäre es interessant, die *in situ* FMR-Messungen hinsichtlich Fe/GaAs(011) auch auf Schichtdicken kleiner 15 ML zu erweitern und gegebenenfalls zusätzliche temperaturabhängige Messungen durchzuführen. Für eine genaue Bestimmung der Schichtdicke, bei der durch Tempern eine Reorientierung der leichten Richtung der uniaxialen in-plane Anisotropie stattfindet, sollten Fe-Proben mit Schichtdicken zwischen 18 und 26 ML näher untersucht werden. Da die in dieser Arbeit untersuchten Proben bei Zimmertemperatur aufgedampft worden sind, wäre es sinnvoll, den Einfluss von höheren Substrattemperaturen auf das Wachstum und damit auf die magnetischen Eigenschaften näher zu untersuchen.
- **Fe/Si-Multilagen auf GaAs(011):** Da die Herstellung der binären Heusler-Legierung  $Fe_3Si$  auf GaAs eine weitere zentrale Aufgabe dieser Arbeit war, war es von großer Bedeutung, die Fe- und Si-Schichtdicken der Fe/Si-Multilagen so aufeinander abzustimmen, dass die Probe die gewünschte Zusammensetzung aufweist. Eine an einer hergestellten Fe/Si-Multilagen-Probe durchgeführte EDX-Messung zeigt die richtige Zusammen-

---

setzung der Probe. Somit wurde der erste wichtige Grundstein für die Herstellung von  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Proben gelegt. Darüberhinaus wurde in Bezug auf Eisensilizide untersucht, welchen Einfluss eine Si-Abdeckschicht und anschließendes Tempern auf die magnetischen Eigenschaften einer 20 ML Fe-Probe haben. So führte die Si-Abdeckschicht zu einer Erhöhung des uniaxialen Anisotropiefeldes in der Ebene um mehr als 70 % im Vergleich zu der nicht abgedeckten reinen Fe-Probe. Das anschließende Tempern reduzierte dieses auf mehr als die Hälfte. Das kubische Anisotropiefeld wurde, wie zu erwarten war, durch die Legierungsbildung kleiner. Eine weitere Abdeckung der getemperten Probe mit Silizium führte zu keiner weiteren Veränderung in den magnetischen Eigenschaften der Probe. Der erste Versuch einer magnetischen Charakterisierung einer auf GaAs(011) hergestellten Fe/Si-Multilagen-Probe war aufgrund der damals noch fehlenden wichtigen Erfahrungswerten nicht erfolgreich. Es wurde eine viel zu hohe Heiztemperatur für das Tempern gewählt, um die gewünschte Legierung herbeizuführen. Allerdings führte dies dazu, dass durch Interdiffusion von As und die damit verbundene Legierungsbildung die Probe stark verunreinigt wurde. Daher wurde auf die GaAs(001)-Substratorientierung gewechselt, da eine Reihe von Vergleichsmessungen zu  $\text{Fe}_3\text{Si}$  in der Literatur existieren.

- **Fe/Si-Multilagen auf GaAs(001):** Im Rahmen dieser Arbeit wurde zum ersten Mal als Prototyp eine auf einem  $\{4 \times 6\}$ -rekonstruierten GaAs(001)-Substrat durch zunächst abwechselnd aufgewachsene Eisen-/Siliziumschichten und anschließendes online-Temporn 10 nm dünne  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Probe hergestellt. Es wurde gezeigt, dass diese Methode neben dem herkömmlichen Verfahren des Co-Verdampfens tendenziell auch zu der gewünschten Struktur führen kann. An der ungetemperten Fe/Si-Multilage wurde möglicherweise ein Kopplungsverhalten zwischen den einzelnen Fe-Schichten antiferromagnetischer Natur beobachtet. Für ein besseres Verständnis ist eine genauere Analyse dieses Verhaltens an einem einfacheren System notwendig, bei dem zwei Fe-Schichten über eine Si-Zwischenschicht gekoppelt werden. Es wäre interessant, das Kopplungsverhalten in Abhängigkeit der Fe-Schichtdicken und der Dicke der Si-Zwischenschicht bei Raumtemperatur und in Abhängigkeit von der Temperatur zu untersuchen. Die ungetemperte Probe weist neben der kubischen Anisotropie eine große uniaxiale in-plane Anisotropie auf, die aber durch das Tempern infolge der eintretenden Legierungsbildung der einzelnen Schichten größtenteils abgebaut worden ist. Die getemperte Probe zeigt eine große kubische Anisotropie, die allerdings für ein geordnetes  $\text{Fe}_3\text{Si}$  untypisch ist. Es scheint, dass sich die Legierungsbildung nicht durch die gesamte Probe hinweg vollzogen hat. Wahrscheinlich existieren innerhalb der Probe Bereiche, die sowohl die geordnete Struktur aufweisen als auch Fe-reich sind. Dies kann an der Heiztemperatur und an der Heizdauer liegen. Für künftige Arbeiten mit dieser Methode wäre es daher ratsam, die einzelnen Schichten noch kleiner zu wählen und die Heiztemperatur entsprechend zu erhöhen. So-

mit würde die Diffusion der Si-Atome im Gefüge erleichtert werden. Das  $\text{Fe}_3\text{Si}$ -Gitter atomar aufzubauen war nicht erfolgreich, da aufgrund des fehlenden Lagenwachstums dieses nicht begünstigt wurde. Die hergestellte Probe weist keine kubische Anisotropie auf, sondern besitzt eine uniaxiale in-plane Anisotropie entlang der kristallographischen  $[110]$ - und  $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung sowohl für die ungetemperte als auch die getemperte Probe.



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Phasendiagramm des Systems Fe-Si . . . . .	2
1.2	D0 <sub>3</sub> -Kristallstruktur von Fe <sub>3</sub> Si . . . . .	3
2.1	Schematische Darstellung der Präzession der Magnetisierung . . . . .	10
2.2	Schematische Darstellung des Koordinatensystems zur Analyse der FMR-Daten	12
2.3	Polarplot der freien Energie für einen kubische Kristall in (001)- und (011)- Orientierung . . . . .	15
3.1	Schematische Darstellung der UHV-Kammer mit <i>in-situ</i> FMR-Konfiguration .	20
3.2	Aufbau der <i>in situ</i> FMR-Anlage . . . . .	20
3.3	Schematische Darstellung des Probenhalters . . . . .	23
3.4	Schematische Zeichnung des Rotationsmechanismus . . . . .	23
3.5	Mittlere freie Weglänge der Elektronen in Abhängigkeit von der Energie . . . .	25
3.6	Ewald-Konstruktion für Beugung an 2D Oberflächen . . . . .	27
3.7	Schematische Darstellung der Bragg-Reflektion . . . . .	28
3.8	Schematische Darstellung des Augerprozesses am Beispiel des KLL Übergangs	29
3.9	Blockdiagramm des FMR-Spektrometers . . . . .	31
3.10	Zylinderresonator mit TE <sub>012</sub> -Mode . . . . .	32
3.11	Schematische Darstellung eines FMR- Spektrums . . . . .	36
4.1	Ein typisches AES-Spektrum eines sauberen GaAs-Substrates . . . . .	38
4.2	Ein typisches LEED-Bild eines GaAs(011)-Substrates . . . . .	39
4.3	Ein typisches IV-Profil eines GaAs(011)-Substrates . . . . .	40
4.4	Die Energie der Bragg-Peaks als Funktion des Quadrates der Ordnung der Bragg-Reflexe für das GaAs(011)-Substrat . . . . .	40
4.5	Typische AES-Spektren von Fe auf GaAs(011) . . . . .	42
4.6	Das Verhältnis der AES Peak-zu-Peak Intensitäten der Ga(1070eV)- und As(1228eV)-Linien zu Fe(651eV, 703eV)-Linien . . . . .	43
4.7	Typische IV-Profile für 22 bzw. 26 ML Fe/GaAs(011) . . . . .	44

4.8	Die Energie der Bragg-Peaks als Funktion von $n^2$ für 22 und 26 ML Fe/GaAs(011)	45
4.9	Schematische Darstellung einer Fe/Si-Multilage auf GaAs(011)	46
4.10	LEED-Messungen an der 12,5 nm Fe/Si-Multilagenprobe auf GaAs(011)	47
4.11	Typisches IV-Profil für die 12,5 nm Fe/Si-Multilagenprobe auf GaAs(011)	48
4.12	Die Energie der Bragg-Peaks als Funktion von $n^2$ für die 12,5 nm Fe/Si-Multilagenprobe	48
4.13	Ein typisches AES-Spektrum einer Fe/Si-Multilage auf GaAs(011)	49
4.14	Eine EDX-Messung an der 12,5 nm Fe/Si-Multilagenprobe	50
4.15	Schematische Darstellung der Oberfläche eines krz Fe(011)-Kristalls	51
4.16	Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung	53
4.17	In-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder für eine 15 ML Fe-Probe	54
4.18	In-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder für eine 18 ML Fe-Probe	55
4.19	In-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder für eine 20 ML Fe-Probe	56
4.20	In-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder für eine 22 ML Fe-Probe	57
4.21	Resonanzfelder in Abhängigkeit von der Schichtdicke	59
4.22	Abhängigkeit der Winkel von der Schichtdicke	60
4.23	Die magnetokristallinen Anisotropiekonstanten der Fe Monolagen auf GaAs(011) als eine Funktion der reziproken Filmschichtdicke	62
4.24	In-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder für (un)getemperte 18 ML Fe-Probe	65
4.25	In-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder für (un)getemperte 26 ML Fe-Probe	67
4.26	AES-Spektrum einer mit Silber halbabgedeckten 30 ML Fe-Probe	69
4.27	In-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder der mit Silber halbabgedeckten 30 ML Fe-Probe	70
4.28	FMR-Spektren der mit Silber halbabgedeckten 30 ML Fe-Probe bei 24 GHz	71
4.29	In-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder und -linienbreiten der mit Silber (nicht)abgedeckten 30 ML Fe-Probe	72
4.30	AES-Spektrum einer mit Silizium abgedeckten Fe-Schicht	75
4.31	FMR-Spektren eines Fe/Si-Schichtsystems auf GaAs(011)	76
4.32	In-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder des Fe/Si-Schichtsystems	77
5.1	Typisches AES-Spektrum eines $\{4 \times 6\}$ -rekonstruierten GaAs(001)-Substrates	82
5.2	Schematische Darstellung einer Fe/Si-Multilage und (001)- Oberfläche eines krz-Kristalls	84
5.3	Röntgenbeugungsspektrum der Fe <sub>3</sub> Si-Probe	85
5.4	FMR-Spektrum der ungetemperten 10 nm Probe auf GaAs(001)	86
5.5	Azimuthale Winkelabhängigkeit der ungetemperten 10 nm Probe	87

5.6	Zeitliche Veränderung der FMR-Spektren während des online-Temperns . . . .	89
5.7	Azimuthale Winkelabhängigkeit der getemperten 10 nm Probe . . . . .	90
5.8	Polardarstellung der azimuthalen Winkelabhängigkeit der getemperten 10 nm Probe . . . . .	91
5.9	Azimuthale Winkelabhängigkeit der (un)getemperten 2,4 nm Probe . . . . .	93
5.10	Polardarstellung der azimuthalen Winkelabhängigkeit der (un)getemperten 2,4 nm Probe . . . . .	94



# Tabellenverzeichnis

2.1	Resonanzgleichungen für einen dünnen kubischen Film . . . . .	13
4.1	Zusammenfassung der Resonanzfelder und Winkel für Fe-Proben auf GaAs(011)	58
4.2	Die magnetokristalline Anisotropiekonstanten von nicht abgedeckten Fe-Monolagen auf GaAs(011) und {4×6}GaAs(001) . . . . .	61
4.3	Die Volumenbeiträge zu den magnetokristallinen Anisotropiekonstanten von Fe-Monolagen auf GaAs(011) und {4×6}GaAs(001) . . . . .	63
4.4	Die magnetokristalline Anisotropiekonstanten der mit Silber (nicht)abgedeckten 30 ML Fe-Probe . . . . .	73
4.5	Die magnetokristalline Anisotropiekonstanten des Fe/Si-Schichtsystems auf GaAs(011) . . . . .	79
5.1	Die magnetischen Anisotropiefelder von Fe <sub>3</sub> Si-Filmen für verschiedene Schichtdicken . . . . .	92
5.2	Die magnetischen Anisotropiefelder von einem 2,4 nm Fe <sub>3</sub> Si-Film . . . . .	95



# Literaturverzeichnis

- [1] I. Galanakis, *Phys. Rev. B* **71**, 012413 (2005)
- [2] I. Žutić, J. Fabian, und S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004)
- [3] T. B. Massalski, *Binary Alloy Phase Diagrams*, American Society for Metals, Ohio (1986)
- [4] Y. Nakamura, *Landolt-Börnstein, New Series III/19c*, Springer, Berlin (1988)
- [5] V. A. Niculescu, T. J. Burch, und J. I. Budnick, *J. Magn. Magn. Mater.* **39**, 223 (1983)
- [6] K. Trounov, *Mößbauerspektroskopische Untersuchungen und elektrischer Transport in Fe-Si Heterostrukturen*, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2005)
- [7] M. Mendik, Z. Frait, H. von Känel, und N. Onda, *J. Appl. Phys.* **76**, 6897 (1994)
- [8] N. Onda, H. Siringhaus, S. Goncalves-Conto, C. Schwarz, S. Zehnder, und H. von Känel, *Appl. Surf. Sci.* **73**, 124 (1993)
- [9] Z. Frait, *Private Communications* (2006)
- [10] S. Adoh, M. Kumano, R. Kizuka, K. Ueda, A. Kenjo, und M. Miyao, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 182511 (2006)
- [11] T. Yoshitake, D. Nakagauchi, T. Ogawa, M. Itakura, N. Kuwano, Y. Tomokiyo, T. Kajiwara, und K. Nagayama, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 262505 (2005)
- [12] R. Nakanea, M. Tanakab und S. Sugahara, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 192503 (2006)
- [13] K. Lenz, E. Kosubek, K. Baberschke, H. Wende, J. Herfort, H.-P. Schönherr, und K. H. Ploog, *Phys. Rev. B* **72**, 144411 (2005)
- [14] B. Jenichen, V. M. Kaganer, J. Herfort, D. K. Satapathy, H. P. Schönherr, W. Braun und K. H. Ploog, *Phys. Rev. B* **72**, 075329 (2005)

- [15] A. Ionescu, C. A. F. Vaz, T. Trypiniotis, C. M. Gürtler, H. Garcia- Miquel, J. A. C. Bland, M. E. Vickers, R. M. Dalgliesh, S. Langridge, Y. Bugoslavsky, Y. Miyoshi, L. F. Cohen, und K. R. A. Ziebeck, *Phys. Rev. B* **71**, 094401 (2005)
- [16] A. Ionescu, C. A. F. Vaz, T. Trypiniotis, C. M. Gürtler, M. E. Vickers, H. Garc'ia-Miquel, und J. A. C. Bland, *J. Magn. Magn. Mater.* **72**, 286 (2005)
- [17] S. H. Liou, S. S. Malhotra, J. X. Shen, M. Hong, J. Kwo, H. S. Chen, und J. P. Mannaerts, *J. Appl. Phys.* **73**, 6766 (1993)
- [18] J. Herfort, H.-P. Schönherr, und K. H. Ploog, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3912 (2003)
- [19] J. Herfort, H.-P. Schönherr, K.-J. Friedland, und K. H. Ploog, *J. Vac. Sci. Technol. B* **22**, 2073 (2004)
- [20] J. Herfort, H.-P. Schönherr, A. Kawaharazuka, M. Ramsteiner, und K. H. Ploog, *J. Cryst. Growth* **278**, 666 (2005)
- [21] K. Lenz, E. Kosubek, K. Baberschke, J. Herfort, H.-P. Schönherr, und K. H. Ploog, *Phys. Stat. Sol. (c)* **2**, 122 (2006)
- [22] Kh. Zakeri Lori, *Magnetic monolayers on semiconducting substrates: an in situ FMR study of Fe-based heterostructures*, Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen (2007)
- [23] G. Bihlmayer, *Reduced Dimensions: Magnetic Anisotropy*, in *Magnetism goes Nano*, 36th IFF Spring School, Jülich (2005)
- [24] P. Bruno, *Phys. Rev. B* **39**, 865 (1989)
- [25] P. Bruno, *Physical Origins and Theoretical Models of Magnetic Anisotropy*, in *Vorlesungsmanuskripte des 24.IFF-Ferienkurses im Forschungszentrum Jülich*, Forschungszentrum Jülich (1993)
- [26] D. Sander, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 1 (1999)
- [27] D. Sander, *J. Phys.: Condens. Matter.* **16**, R603 (2004)
- [28] T. L. Gilbert, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955)
- [29] Z. Frait und D. Fraitova, *Frontiers in Magnetism of Reduced Dimension Systems*, Bd. 49, NATO ASI Series 3, Kluver Acad. Publ. (Dordrecht) (1998)
- [30] J. Pelzl, R. Meckenstock, D. Spoddig, F. Schreiber, J. Pflaum und Z. Frait, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, S451 (2003)



- 
- [31] M. Farle, *Rep. Prog. Phys.* **61**, 755 (1998)
- [32] Kh. Zakeri, Th. Kebe, J. Lindner, C. Antoniak, M. Farle, K. Lenz, T. Toliński und K. Baberschke, *Phase Transitions* **79**, 793 (2006)
- [33] B. Heinrich und J. A. C. Bland, *Ultrathin Magnetic Structures II*, Springer, Heidelberg (1994)
- [34] J. Smit and H. G. Beljers, *Phillips Res. Rep.* **10**, 113 (1955)
- [35] L. Baselgia, M. Warden, F. Waldner, L. Hutton, E. Drumheller, Y. Q. He, P. E. Wigen, M. Maryško, *Phys. Rev. B* **38**, 2237 (1988)
- [36] Sôshin Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*, Oxford University Press, Oxford New York, 2. Aufl. (1997)
- [37] G.A. Prinz, *Chapter 1 in Vol.2 of Ultrathin Magnetic Structures*, Springer-Verlag, Berlin (1994)
- [38] S. V. Vonsovski, *Ferromagnetic Resonance*, Pergamon Press, Oxford London Edinburgh New York Toronto Paris Frankfurt (1966)
- [39] B. Heinrich, J. F. Cochran, *J. Appl. Phys.* **57**, 3690 (1985)
- [40] Z. Celinski, B. Heinrich, *J. Appl. Phys.* **70**, 5935 (1993)
- [41] M. Sparks, R. Loudon und C. Kittel, *Phys. Rev.* **122**, 791 (1961)
- [42] R.W. Damon, J.R. Eshbach, *J. Chem. Solids* **19**, 308 (1961)
- [43] C. E. Patton, C. H. Wilts, und F. B. Humphrey, *J. Appl. Phys.* **38**, 1358 (1967)
- [44] S.T. Purcell, H.W. van Kesteren, E.C. Cosman, W.B. Zeper, W. Hoving, *J. Appl. Phys.* **69**, 5640 (1991)
- [45] C. Chappert, P. Bruno, *J. Appl. Phys.* **64**, 5736 (1988)
- [46] R. Ramchal, *In situ magnetic domain imaging at the spin-reorientation transition of ultrathin Ni- an Fe/Ni-films*, Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen (2004)
- [47] F. M. Römer, *Aufbau einer Anlage zur Messung des magnetooptischen Kerr Effektes für ex und in situ Messungen: Fe<sub>3</sub>Si/MgO(001) und Co/GaAs(001)*, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2007)
- [48] C. Kittel, *Introduction to solid state physics*, John Wiley & Sons, Inc. (1996)

- [49] F. Jonat, J. A. Strozier Jr, und W. S. Yang, *J. Appl. Phys.* **45**, 527 (1982)
- [50] Oura, K. ; Lifshits, V.G. ; Saranin, A.A. ; Zotov, A.V. ; Katayama, M., Bd. 28, Springer (2003)
- [51] J.B. Pendry, Academic, London (1974)
- [52] G.E. McGuire (1979)
- [53] C. C. Chang, *Surf. Sci.* **25**, 53 (1971)
- [54] B. Heinrich und J. F. Cochran, *Adv. Phys.* **42**, 523 (1993)
- [55] W. C. Lin, C. C. Kuo, C. L. Chio und Minn-Tsong. Li, *Surf. Sci.* **478**, 9 (2001)
- [56] K. Sano und T. Miyagawa, *J. Appl. Phys.* **30**, 1434 (1991)
- [57] K. Sano und T. Miyagawa, *Surf. Sci.* **60/61**, 813 (1992)
- [58] T. L. Monchesky, B. Heinrich, R. Urban, K. Myrtle, M. Klaua und J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **60**, 10242 (1999)
- [59] M. Zöfl, M. Brockmann, M. Köhler, S. Kreuzer, T. Schweinböck, S. Miethaner, F. Bensch and G. Bayreuther, *J. Magn. Magn. Mater.* **175**, 16 (1997)
- [60] F. Bensch, G. Garreau, R. Moosbühler, G. Bayreuther und E. Beaurepaire, *J. Appl. Phys.* **89**, 7133 (2001)
- [61] Y. B. Xu, E. T. M. Kernohan, D. J. Freeland, M. Tselepi, A. Ercole und J. A. C. Bland, *J. Magn. Magn. Mater.* **198-199**, 703 (1999)
- [62] R. Höllinger, M. Zöfl, R. Moosbühler, und G. Bayreuther, *J. Appl. Phys.* **89**, 7136 (2001)
- [63] M. Madami, S. Tacchi, G. Carlotti, G. Gubbiotti und R. L. Stamps, *Phys. Rev. B* **69**, 144408 (2004)
- [64] G. A. Prinz, G. T. Rado und J. J. Krebs, *J. Appl. Phys.* **53**, 2087 (1982)
- [65] U. Gradmann, *Handbook of Magnetic Materials*, Bd. 17, Elsevier Science Publishers (1993)
- [66] H. Fritzsche, H. J. Elmers, und U. Gradmann, *J. Magn. Magn. Mater.* **135**, 343 (1994)
- [67] W. Mönch, *Semiconductor Surfaces and Interfaces*, Bd. 26 von *Springer Series in Surface Sciences, Second edition*, Springer-Verlag, Berlin (1995)

- [68] S.D. Mukherjee und D.W. Woodard, *Etching and surface preparation of GaAs for device fabrication*, Gallium Arsenide, chapter 4, First edition, John Wiley and Sons Inc., New York (1985)
- [69] D.K. Biegelsen, R.D. Bringans, J.E. Northrup und L.-E. Swartz, *Phys. Rev. B* **41**, 9 5701–5706 (1990)
- [70] Q. Xue, T. Hashizume, J. M. Zhou, T. Sakata, T. Ohno und T. Sakurai, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3177 (1995)
- [71] J. Lindner, K. Baberschke, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R193 (2003)
- [72] M. Goto und T. Kamimori, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 3710 (1983)
- [73] W. A. Hines, A. H. Menotti, J. I. Budnick, T. J. Burch, T. Litrenta, V. Niculescu, und K. Raj, *Phys. Rev. B* **13**, 4060 (1976)



# Danksagung

Ich möchte im Folgenden meinen Dank an jene Personen aussprechen, die durch ihre Hilfe und ihren Einsatz dazu beigetragen haben, dass diese Arbeit inhaltlich und stilistisch diese Form annehmen und erfolgreich abgeschlossen werden konnte.

Dennoch möchte ich an dieser Stelle kurz einige Namen noch einmal ausdrücklich erwähnen:

Mein besonderer Dank geht an Prof. Dr. Michael Farle, der mich freundlich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen hat und damit das erfolgreiche Abschließen des Studiums der Physik ermöglichte. Er gab mir den nötigen Freiraum und die Möglichkeit, diese Arbeit nach meinen Wünschen und Vorstellungen durchzuführen.

Desweiteren geht mein Dank an:

Prof. Dr. Mehmet Acet, Dr. Ralf Meckenstock, Dr. Khalil Zakeri Lori, Dr. Jürgen Lindner, Igor Barsukov, Florian M. Römer, Anastasia Trounova, Christoph Hassel, Seda Aksoy, Dieter Schädel, Helga Mundt und Sabina Grubba.



# Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Duisburg, 19. November 2007 \_\_\_\_\_  
Cihan Tomaz