



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 7169

**Entwicklung neuartiger
thermisch stabiler
weichmagnetischer
Fe-Co-Al-N und Fe-Co-Ta-N
Dünnschichtmaterialien für
Hochfrequenzanwendungen**

V. Bekker

Institut für Materialforschung

September 2005

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7169

Entwicklung neuartiger thermisch stabiler
weichmagnetischer Fe-Co-Al-N und Fe-Co-Ta-N
Dünnschichtmaterialien
für Hochfrequenzanwendungen

Viacheslav Bekker

Institut für Materialforschung

von der Fakultät für Maschinenbau
der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2005

Impressum der Print-Ausgabe:

**Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)**

ISSN 0947-8620

urn:nbn:de:0005-071693

**Entwicklung neuartiger thermisch stabiler weichmagnetischer
Fe-Co-Al-N und Fe-Co-Ta-N Dünnschichtmaterialien
für Hochfrequenzanwendungen**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Viacheslav Bekker
aus Ust-Kamenogorsk

Tag der mündlichen Prüfung: 06.07.2005

Hauptreferent: Prof. Dr. H. Holleck

Korreferent: Prof. Dr. V. Saile

Kurzfassung

In der vorliegenden Dissertation wird die Entwicklung, Herstellung und Untersuchung weichmagnetischer Fe-Co-Al-N und Fe-Co-Ta-N Dünnschichtmaterialien sowie ihre Strukturierung und gezielte Optimierung für die Anwendung als magnetisches Kernmaterial in HF-Mikroinduktoren beschrieben. Diese Materialien wurden nach entsprechender Analyse vorhandener Literaturdaten und theoretischer Ausarbeitung der allgemeinen HF-Materialanforderungen für den Einsatz im GHz-Frequenzbereich konzipiert und entwickelt. Die Schichten wurden mittels reaktiver Magnetronkathodenzerstäubung abgeschieden und nach der Abscheidung in einem statischen Magnetfeld wärmebehandelt. Die Targetzusammensetzung, die Abscheideparameter sowie die Temperatur und Dauer der Wärmebehandlung wurden optimiert, um Materialien mit einem thermisch stabilen nanokristallinen Gefüge und guten weichmagnetischen Eigenschaften herzustellen, bei denen das Einprägen einer starken uniaxialen Anisotropie möglich ist. Dieses Ziel konnte in Schichten mit optimaler chemischer Zusammensetzung $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{29}\text{Al}_{13}\text{N}_{18}$ und $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ At. % erreicht werden. Die Sättigungspolarisation J_s belief sich auf 1,1 bis 1,25 T, wobei die Schichten Koerzitivfelder $\mu_0 H_c$ von 0,2 bis 0,4 mT, eine hohe Abfangspermeabilität μ_{anf} von 240 bis 330 und eine hohe Resonanzfrequenz f_R von 1,9 bis 2,1 GHz zeigten. Der spezifische elektrische Widerstand ρ betrug für diese Materialien 1,55 bis 1,88 $\mu\Omega\text{m}$, wodurch nur geringe Wirbelstromverluste bis zu einer Schichtdicke d^* von 0,75 μm auftraten. Aufgrund des nanokristallinen Aufbaus zeigten optimierte Fe-Co-Al-N und Fe-Co-Ta-N Schichten eine gute thermische Stabilität bis 500 $^{\circ}\text{C}$ und sind dadurch kompatibel mit den Herstellungsprozessen der Mikroelektronik (CMOS). Auf der Basis dieser Dünnschichtmaterialien, die mithilfe gezielter theoretischer und experimenteller Untersuchungen des frequenzabhängigen Verlaufs der komplexen Permeabilität optimiert wurden, konnten neuartige HF-Mikroinduktoren mit magnetischen Dünnschichtkernen entwickelt werden. Entsprechende Dünnschichtmikroobjekte wurden mithilfe der Fotolithografie und Trockenätztechnik hergestellt und für den Einsatz in HF-Mikroinduktoren in ihren Abmessungen bezüglich der Domänenstruktur und Magnetisierungsdynamik optimiert. Die Mikroinduktor-Demonstratoren mit magnetischen Dünnschichtkernen wurden in einem für die Mikroelektronik geeigneten Herstellungsprozess realisiert. Die anschließende Charakterisierung der HF-Mikroinduktoren mit einem Netzwerk-Analysator zeigte eine effektive Verstärkung des HF-Feldes durch die Induktorkerne und damit Induktivitäten zwischen 1 und 2 nH bis in den Frequenzbereich bis 2 GHz.

Development of new thermo stable, soft magnetic Fe-Co-Al-N and Fe-Co-Ta-N thin-film materials for high frequency applications

Abstract

This thesis describes the development, manufacturing and analysis of soft magnetic Fe-Co-Al-N and Fe-Co-Ta-N thin-film materials. It is also concerned with the structuring and specific optimisation of these materials for implementation within magnetic cores in high frequency microinductors. The materials have been conceived and developed on the basis of readily available published data and theoretical analysis of general requirements for the implementation of such materials at GHz-frequencies. The films have been obtained by means of reactive magnetron sputtering and subsequent field annealing. The target composition, deposition conditions as well as temperature and duration of field annealing have been optimised to produce materials with good soft ferromagnetic properties, high electrical resistivity and thermo stable microstructure with induced uniaxial anisotropy. These requirements could be achieved in the films of optimal chemical composition namely $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{29}\text{Al}_{13}\text{N}_{18}$ and $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ at. %. The films showed a saturation polarisation J_s of 1.1 - 1.25 T, a coercive field $\mu_0 H_c$ of 0.2 - 0.4 mT, a high initial permeability μ_{low} of 240 - 330 and a high resonance frequency f_R of 1.9 - 2.1 GHz. The electrical resistivity of these films $\rho = 1.55 - 1.88 \mu\Omega\text{m}$ provided low eddy current losses until the thickness of 0.75 μm . A good thermal stability of the new Fe-Co-Al-N and Fe-Co-Ta-N films at temperatures of up to $T = 500^\circ\text{C}$ has been achieved due to their nanocrystalline microstructure. This feature provides a high compatibility with the main manufacturing processes in the microelectronic industry (CMOS). On the basis of these materials optimized by means of theoretical and experimental investigations of the frequency dependent, complex permeability the novel high frequency microinductors with thin-film cores were developed. Appropriate thin-film micro objects have been produced by means of photolithography and dry-etching technique. The dimensions of these micro objects have been optimised to allow the implementation in high frequency microinductors. Such optimisation has been performed by means of the domain structure and magnetisation dynamics investigations. The sample microinductors with magnetic cores have been obtained by a manufacturing process, which is suitable for the semiconductor industry. The further analysis of microinductors by means of a network analyser showed an efficient amplifying of the high frequency magnetic field in the cores. As a result of this, the inductor inductance took the values between 1 and 2 nH at the frequencies of up to 2 GHz.

Inhaltsverzeichnis

1 EINLEITUNG UND AUFGABENSTELLUNG	1
2 GRUNDLAGEN UND LITERATURÜBERSICHT	3
2.1 Grundlagen des Magnetismus	3
2.1.1 Magnetische Materialien	3
2.1.2 Magnetische Energie	4
2.1.2.1 Austauschenergie	4
2.1.2.2 Feldenergie	5
2.1.3 Magnetische Anisotropie	7
2.1.3.1 Magnetokristalline Anisotropie	8
2.1.3.2 Magnetoelastische Anisotropie	9
2.1.3.3 Austauschanisotropie	12
2.1.3.4 Induzierte Anisotropie	13
2.1.3.5 Grenzflächenanisotropie	14
2.1.4 Magnetische Domänenstruktur	16
2.2 Magnetismus bei Hochfrequenz	23
2.2.1 Abschirmströme	25
2.2.2 Ferromagnetische Resonanz	28
2.2.2.1 Einfluss der Form und Abmessungen	32
2.2.2.2 Einfluss der magnetischen Domänenstruktur	34
2.3 Magnetische Werkstoffe für die Hochfrequenztechnik	36
2.3.1 Hochfrequenztaugliche magnetische Materialien	37
2.3.2 Oxidische nanokristalline Materialien	39
2.3.3 Nitridische nanokristalline Materialien	41
2.4 Grundlagen der Schichtabscheidung und des Schichtwachstums	44
2.4.1 Schichtabscheidung	44
2.4.2 Schichtwachstum	45
2.5 Hochfrequenzanwendungen weichmagnetischer	49
Dünnschichtmaterialien	
2.5.1 HF-Mikroinduktoren	49
2.5.2 HF-Mikrotransformatoren	53
3 EXPERIMENTELLE METHODEN	55
3.1 Schichtherstellung	55

3.1.1 Beschichtungsapparatur	55
3.1.2 Wärmebehandlung	58
3.2 Schichtstrukturierung	60
3.2.1 Lithographie	60
3.2.2 Plasmaätzen	61
3.2.3 Reaktives Ionenätzen	62
3.3 Schichtcharakterisierung	63
3.3.1 Schichtaufbau	63
3.3.1.1 Zusammensetzung	63
3.3.1.2 Struktur und Gefüge	65
3.3.1.3 Schichtdicke	67
3.3.2 Schichteigenschaften	68
3.3.2.1 Eigenspannungen	68
3.3.2.2 Spezifischer elektrischer Widerstand	69
3.3.2.3 Magnetische Polarisation, Koerzitivfeld und Anisotropiefeld	70
3.3.2.4 Magnetische Domänenstruktur	71
4 ERGEBNISSE	73
4.1 Ausarbeitung einer neuen Theorie zur Beschreibung der Magnetisierungsdynamik dünner ferromagnetischer Schichten zur Optimierung der HF-Eigenschaften	74
4.2 Eigenentwicklungen der experimentellen Methoden zur Messung der Permeabilität	78
4.2.1 Messung der komplexen frequenzabhängigen Permeabilität	78
4.2.2 Messung der Anfangspermeabilität	83
4.3 Charakterisierung der Eigenschaften von Fe-Co-Al-N- und Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtmaterialien	84
4.3.1 Konzept thermisch stabiler weichmagnetischer Materialien mit uniaxialer Anisotropie	84
4.3.2 Fe-Co-Al-N-Schichten	89
4.3.2.1 Eigenschaften der Schichten in Abhängigkeit des Stickstoffanteils im Sputtergas	89

4.3.2.2	Eigenschaften der Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur	95
4.3.2.3	Abhängigkeit der frequenzabhängigen Permeabilität von der Schichtdicke	102
4.3.3	Fe-Co-Ta-N-Schichten	104
4.3.3.1	Eigenschaften der Schichten in Abhängigkeit des Stickstoffanteils im Sputtergas	104
4.3.3.2	Eigenschaften der Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur	109
4.3.3.3	Abhängigkeit der frequenzabhängigen Permeabilität von der Schichtdicke	115
4.4	Magnetische Dünnschichtmikroobjekte auf der Basis von Fe-Co-Ta-N-Materialien	117
4.4.1	Herstellung magnetischer Dünnschichtmikroobjekte	118
4.4.2	Charakterisierung der magnetischen Domänenstruktur	118
4.4.3	Magnetisierungsdynamik der Mikroobjekte im HF-Feld	120
4.5	Mikroinduktoren mit magnetischem Kern auf der Basis von Fe-Co-Ta-N-Dunnschichtmaterialien	125
4.5.1	Mikroinduktoren für Hochfrequenzanwendungen	125
4.5.2	Herstellung der HF-Mikroinduktoren	126
4.5.3	Charakterisierung der HF-Mikroinduktoren	128
4.5.3.1	Messung und theoretische Modellierung der Induktivität und Güte der Mikroinduktoren	128
4.5.3.2	Frequenzabhängiger Verlauf der Induktivität und Güte der Mikroinduktoren	130
5	ZUSAMMENFASSENDE DISKUSSION	136
5.1	Neues theoretisches Modell zur Beschreibung der Magnetisierungsdynamik in elektrisch leitenden ferromagnetischen Dünnschichten	136
5.2	Neuartiges Streifenleiter-Permeameter für die Messung der komplexen frequenzabhängigen Permeabilität dünner ferromagnetischer Schichten	137

5.3 Hochfrequenztaugliche thermisch stabile weichmagnetische Fe-Co-Al-N und Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtmaterialien	138
5.3.1 Chemische Zusammensetzung	138
5.3.2 Eigenspannungen	139
5.3.3 Schichtstruktur	140
5.3.4 Spezifischer elektrischer Widerstand	141
5.3.5 Sättigungspolarisation	142
5.3.6 Koerzitivfeld	143
5.3.7 Uniaxiale Anisotropie	145
5.3.8 Frequenzabhängige Permeabilität	146
5.3.9 Optimale Schichten	148
5.4 Magnetische Dünnschichtmikroobjekte auf der Basis von Fe-Co-Ta-N-Materialien	150
5.4.1 Domänenstruktur der Dünnschichtquadrate	151
5.4.2 Frequenzabhängige Permeabilität der Dünnschichtquadrate	152
5.5 Anwendungen thermisch stabiler weichmagnetischer Fe-Co-Ta-N-Dünnschichten in HF-Mikroinduktoren	155
6 AUSBLICK	157
7 LITERATUR	158
8 ABKÜRZUNGEN	166
9 VERZEICHNIS DER SYMBOLE	167

1 Einleitung und Aufgabenstellung

In der modernen Mikrosystemtechnik finden Mikrofertigungsprozesse der Mikroelektronik neben anderen Methoden wie LIGA-Verfahren, Laserstrukturierung und Mikrospritzgießen eine breite Anwendung bei der Herstellung integrierter Mikrosysteme mit unterschiedlichen Funktionen. Dabei werden Formgedächtnis-, Piezo-, ferroelektrische, magnetostruktive sowie ferromagnetische Funktionsmaterialien als dünne Schichten in Mikrosysteme integriert, in denen sie eine bestimmte Funktion erfüllen. Die Herstellung solcher Mikrosysteme stellt eine komplexe Aufgabe dar, die neben der gezielten Materialentwicklung die entsprechende Implementierung und Prozessierung der Funktionsschichten mittels Aufbau und Verbindungstechnik beinhaltet. In der modernen Mikroelektronik besteht z.B. ein großer Entwicklungsbedarf im Bereich passiver induktiver HF-Komponenten für integrierte Schaltungen. Besonders in der modernen Telekommunikations- und Mobilfunktechnik werden induktive Komponenten (Mikroinduktivitäten) in HF-Verstärkern, Filtern, Oszillatoren, Transformatoren und Anpassungsnetzwerken verwendet. Angesichts der schnellen Entwicklung der Mobilfunktechnik (533,4 Mio. verkaufte Telefone im Jahr 2003) stellt die Steigerung der Leistungsfähigkeit sowie die Miniaturisierung der Mikroinduktivitäten ein wichtiges Ziel dar. Konventionelle Mikroinduktivitäten werden in der industriellen Fertigung als planare, spiralförmige Leiterbahnstrukturen auf Si-Wafer realisiert. Solche Planarspiralen benötigen im Vergleich zu anderen elektronischen Komponenten einen hohen Anteil der Chipfläche und besitzen darüber hinaus eine Reihe von Nachteilen. Starke kapazitive Kopplung und Wirbelstromverluste im elektrisch leitenden Si-Substrat sowie ineffiziente Leiterbahnstrukturen mit hohem ohmschem Widerstand begrenzen die Induktivität und Güte der planaren Mikrospiralen. Die Induktivität der Mikroinduktoren wird durch die Geometrie und Windungszahl der Spirale bestimmt und liegt i.d.R. im nH-Bereich. Die Güte, die als Quotient des induktiven und ohmschen Widerstands definiert wird $\left(Q = \frac{\omega L}{R}\right)$, ist bei den für die Telekommunikation relevanten Frequenzen von 0,9 bis 1,9 GHz relativ gering ($Q < 20$). Eine Steigerung der Güte und damit der Leistungsfähigkeit der Mikroinduktivitäten kann durch Steigerung der Induktivität bzw. Verringerung des ohmschen Widerstands erreicht werden. In diesem Zusammenhang ist die Integration von magnetischen Materialien in Mikroinduktivitäten ein konsequenter Entwicklungsschritt, da eine hohe Permeabilität zur Steigerung der Induktivität bzw. die entsprechende Verkleinerung der Leiterbahnstruktur zur Reduzierung des ohmschen Widerstands führt.

Wie internationale Forschungsarbeiten [1, 2] zeigen, stellt die Entwicklung, Untersuchung und Optimierung von hochfrequenztauglichen weichmagnetischen Materialien eine der wichtigsten Aufgaben für die Realisierung leistungsfähigerer Mikroinduktivitäten dar. Das magnetische Material dieser Mikroinduktivitäten muss eine Reihe von Anforderungen erfüllen und auf die entsprechende Leiterbahnstruktur geometrisch angepasst werden. Das Hauptziel der vorliegenden Arbeit war dementsprechend die Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung von weichmagnetischen Dünnschichtmaterialien, die eine hohe Permeabilität bis in den GHz-Frequenzbereich besitzen, kleine Ummagnetisierungsverluste aufweisen und diese Eigenschaften bei hohen Temperaturen der Wärmebehandlungsprozesse in der Halbleiterindustrie (CMOS bei 400 bis 500 °C) nicht verlieren. Die Schichten sollten mittels Magnetronkathodenzerstäubung abgeschieden und ihnen in einer nachträglichen Wärmebehandlung im Magnetfeld eine starke uniaxiale Anisotropie eingeprägt werden. Ausgehend von den Ergebnissen der Literaturrecherche und der am Institut durchgeführten Vorarbeiten [2] sollten eine optimale Schichtzusammensetzung und entsprechende Herstellungsparameter bestimmt werden, die ein thermisch stabiles nanokristallines Gefüge der Schichten mit kleinem Koerzitivfeld, hoher Sättigungspolarisation und hohem elektrischem Widerstand gewährleisten. Das frequenzabhängige Verhalten der Permeabilität von ferromagnetischen Schichten sollte sowohl mithilfe einer geeigneten Theorie beschrieben als auch experimentell untersucht werden. Aufgrund dieser Untersuchungen sollten die entwickelnden Dünnschichtmaterialien für den Einsatz in GHz-Frequenzbereich optimiert werden.

Die entwickelnden hochfrequenztauglichen Dünnschichten sollten im Rahmen des industrieorientierten Forschungsprogramms „Mikrosystemtechnik“ in neuartigen HF-Mikroinduktoren als magnetische Kerne implementiert werden. Dies beinhaltete eine Strukturierung der magnetischen Schichten mittels Fotolithographie und Trockenätzverfahren sowie eine Untersuchung und Optimierung des HF-Verhaltens der magnetischen Kerne. Als weiteres Entwicklungsziel war die vollständige Prozessierung und Charakterisierung von Mikroinduktor-Demonstratoren mit magnetischen Kernen vorgesehen.

2 Literaturübersicht

2.1 Grundlagen des Magnetismus

Die Entwicklung und Anwendung neuer magnetischen Materialien ist ohne das Verständnis der Natur magnetischer Phänomene und Eigenschaften nicht möglich. In diesem Kapitel werden daher die für diese Arbeit wesentlichen Grundlagen des Magnetismus und insbesondere die magnetische Anisotropie kurz erläutert.

2.1.1 Magnetische Materialien

Die Magnetisierung \overline{M} stellt das mittlere magnetische Moment eines Materials pro Volumeneinheit dar, welches dieses Material besitzt oder in einem äußeren Magnetfeld gewinnt.

$$\overline{M} = \lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \overline{s}_i \right) \quad (2.1)$$

V ist das Volumen des Materials, \overline{s}_i das magnetische Moment der i -ten Volumeneinheit und n die Zahl der Volumeneinheiten im Volumen.

In schwachen bis mittleren Feldern ist die Magnetisierung des Materials proportional zur Feldstärke $M = \chi \cdot H$. Der Proportionalitätsfaktor χ , den man als Suszeptibilität bezeichnet, zeigt dabei die Veränderung der Magnetisierung des Materials unter der Einwirkung des äußeren magnetischen Feldes. Nach der Größe und dem Verhalten der Suszeptibilität unterscheidet man neben den nichtmagnetischen ($|\chi| = 10^{-3} - 10^{-6}$) Para- ($\chi > 0$) und Diamagnetika ($\chi < 0$) drei Gruppen von magnetischen Materialien mit $\chi \gg 1$: Ferro- Ferri- und Antiferromagnetika. Die hohe Suszeptibilität dieser magnetischen Materialien ist auf eine quantenmechanische Austausch-Wechselwirkung zurückzuführen, die in den Übergangsmetallen Fe, Ni, Co und seltenen Erden wie Sm, Gd, Dy usw. mit den unvollständig aufgefüllten Elektronenschalen $3d$ bzw. $4f$ auftritt. In Folge dieser Wechselwirkung entsteht eine energetisch günstige Konfiguration der magnetischen Momente der Elektronen – Spins mit paralleler (Ferromagnetismus) oder antiparalleler (Ferri- und Antiferromagnetismus) Orientierung. In Ferrimagnetika existieren zwei ferromagnetische Untergitter mit entgegengesetzten magnetischen Momenten. Die Summe der Elektronenspins

in den antiparallelen Richtungen ist unterschiedlich groß, wodurch das ferrimagnetische Material eine resultierende Gesamtmagnetisierung aufweist. Die Antiferromagnetika stellen einen Spezialfall der Ferrimagnetika dar. Hier besitzen beide entgegengesetzte Untergitter das gleiche magnetische Moment, und die Gesamtmagnetisierung ist Null. Ferro- und ferrimagnetische sowie antiferromagnetische Materialien behalten ihre magnetischen Eigenschaften nur bis zu einer bestimmten Temperatur. Für Ferro- und Ferrimagnetika ist dies die Curie-Temperatur T_c und für Antiferromagnetika die Néel-Temperatur T_N . Oberhalb T_c bzw. T_N werden die Materialien paramagnetisch.

Das Verständnis der Natur von ferro- und ferrimagnetischen Materialien benötigt eine quantenmechanische Darstellung der Spinstruktur auf atomarer Skala. Für größere Systeme kann die quantenmechanische Betrachtung durch die kontinuierliche Theorie der Magnetisierung ersetzt werden. Sie basiert auf der klassischen Definition des Magnetisierungsvektors entsprechend (2.1). Dabei wird die Länge des Magnetisierungsvektors als eine Materialkonstante $|\overline{M}| = M_s$ (Sättigungsmagnetisierung) betrachtet. Die Richtung des Magnetisierungsvektors wird entsprechend dem sog. Variationsprinzip durch das Minimum der gesamten magnetischen Energie gegeben.

2.1.2 Magnetische Energie

Die magnetische Energie F setzt sich aus verschiedenen Energiebeiträgen zusammen. Im einzelnen unterscheidet man die Austauschenergie F_W , die Feldenergie F_F und unterschiedliche Anisotropieenergien F_A .

$$F = F_W + F_F + F_A \quad (2.2)$$

Die einzelnen Energiebeiträge können auch durch ihre auf das Einheitsvolumen bezogene Energiedichte f dargestellt werden. Dann ist die gesamte magnetische Energie die Summe entsprechender Volumenintegrale.

$$F = \int_V (f_W + f_F + f_A) dV \quad (2.3)$$

2.1.2.1 Austauschenergie

Die Austauschenergie F_W beschreibt das Streben der magnetischen Momente in einem magnetischen Material sich in die selbe Richtung zu orientieren. Diese fundamentale

Eigenschaft ist quantenmechanischen Ursprungs und wird in der Kontinuumstheorie durch folgenden phänomenologischen Ausdruck dargestellt.

$$F_w = \frac{A}{M_s^2} \int_V [(\nabla M_x)^2 + (\nabla M_y)^2 + (\nabla M_z)^2] dV \quad (2.4)$$

A – [J/m] ist die Austauschkonstante.

Das Minimum der Austauschenergie entspricht einer ideal homogenen Magnetisierung des magnetischen Materials. Jede Abweichung der lokalen Magnetisierung von der idealen Richtung kostet Energie, die mit dem Energieterm (2.4) beschrieben wird.

2.1.2.2 Magnetische Feldenergie

Die gesamte Energie des magnetischen Feldes F_F kann in die Energie des äußeren Feldes F_{ex} und die Streufeldenergie F_D aufgeteilt werden.

Magnetostatische Energie

Die Energie des äußeren Feldes oder die magnetostatische Energie charakterisiert die Wechselwirkung der Magnetisierung mit dem äußerem Feld \vec{H}_{ex}

$$F_{ex} = -\mu_0 \int_V (\vec{H}_{ex} \cdot \vec{M}) dV \quad (2.5)$$

mit der magnetischen Feldkonstante $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m. Entsprechend der Definition (2.5) hängt die magnetostatische Energie in einem homogenen äußeren Feld ($H_{ex} = \text{Konst.}$) nur von der mittleren Magnetisierung des Körpers ab. Sie ist minimal wenn das externe Magnetfeld senkrecht zu mittlerem Magnetisierungsvektor des Körpers orientiert ist.

Streufeldenergie

Die Streufeldenergie ist mit dem magnetischen Feld verbunden, das von dem magnetischen Körper selbst hervorgerufen wird. Sie wird als die magnetische Energie eines effektiven Streufeldes \vec{H}_D definiert, das durch die Divergenz der Magnetisierung in einem magnetischen Körper erzeugt wird.

$$F_D = -\frac{1}{2} \mu_0 \int_V (\vec{H}_D \cdot \vec{M}) dV \quad (2.6)$$

Das Streufeld \bar{H}_D eines magnetischen Körpers ist eine Funktion der räumlichen Anordnung der magnetischen Momente und hängt sowohl von der Magnetisierungsverteilung in der Probe, als auch von ihrer Form ab. Es wird im allgemeinen durch das skalare magnetische Potential $\Phi_D(\bar{r})$ beschrieben.

$$\bar{H}_D = -\bar{\nabla}\Phi_D(\bar{r}) \quad (2.7)$$

$$\Phi_D(\bar{r}) = \frac{1}{4\pi} \left[\int_V \frac{-\bar{\nabla} \cdot \bar{M}(\bar{r}')}{|\bar{r} - \bar{r}'|} dV' + \int_S \frac{\bar{M}(\bar{r}') \cdot \bar{u}}{|\bar{r} - \bar{r}'|} dS' \right] \quad (2.8)$$

Der Vektor \bar{u} ist hier der Einheitsvektor der Oberflächennormale, r und \bar{r} sind Koordinatenvektoren, S und S' die Integrationsflächen und V und V' die Integrationsvolumina.

In einigen Fällen kann das Streufeld eine einfache Form annehmen. Zum Beispiel ist das Streufeld in einem Ellipsoiden homogen, wenn der Ellipsoid durch das äußere Feld homogen magnetisiert ist. Das Streufeld wirkt innerhalb der Probe als ein Entmagnetisierungsfeld der Größe

$$\bar{H}_D = -N \cdot \bar{M} \quad (2.9).$$

N ist hier der symmetrische Entmagnetisierungstensor, der nur von der Geometrie des Körpers bestimmt wird. Die entsprechende freie Streufeldenergiedichte f_D eines homogen magnetisierten Ellipsoiden ist

$$f_D = \frac{\mu_0}{2} \bar{M} \cdot N \cdot \bar{M} \quad (2.10).$$

Die Komponenten des Entmagnetisierungstensors entsprechen der Bedingung $N_x + N_y + N_z = 1$. Für dünne Schichten gilt in der xy-Ebene $N_x = N_y = 0$, $N_z = 1$, und die Dichte der Streufeldenergie ist durch den folgenden Satz gegeben

$$f_D = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} \sin^2 \vartheta \quad (2.11).$$

ϑ ist der Winkel zwischen Magnetisierungsrichtung und der Schichtebene.

Die Streufeldenergie homogen magnetisierter Körper zeichnet sich durch eine besondere Eigenschaft aus. Sie hängt von der Form des magnetischen Objektes ab, wobei sich das Entmagnetisierungsfeld entsprechend der Objektform ändert. Man bezeichnet dies auch als *Formanisotropie*. Die unterschiedlichen magnetischen Anisotropien stellen eine allgemeine Eigenschaft der magnetischen Materialien dar und werden im nächsten Unterkapitel beschrieben.

2.1.3 Magnetische Anisotropie

Die magnetischen Anisotropieerscheinungen äußern sich in Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der Orientierung der Magnetisierungsrichtung. Für die Beschreibung der magnetischen Anisotropieen verwendet man in der Kontinuumstheorie einen makroskopischen Ansatz, bei dem die einzelnen Beiträge zur Gesamtenergie des magnetischen Körpers phänomenologisch ohne Rücksicht auf deren Ursprung betrachtet werden. Die magnetische Anisotropieenergie wird also als ein Teil der gesamten Energie des Körpers dargestellt, die von der Richtung der Magnetisierung abhängt.

Im allgemeinen wird die Anisotropieenergie als eine Energie definiert, die benötigt wird, um den Magnetisierungsvektor, der unter dem Einfluss der Anisotropie in eine bestimmte Richtung gezwungen wird, aus dieser Richtung herauszudrehen. Die magnetische Anisotropie kann auch durch das sog. *effektive Anisotropiefeld* \bar{H}_A beschrieben werden. Die Wirkung dieses effektiven Feldes zwingt den Magnetisierungsvektor bei Abweichung von der Richtung des lokalen bzw. globalen Energieminimums, sich wieder in die ursprüngliche Richtung zu drehen (Abb. 2.1).

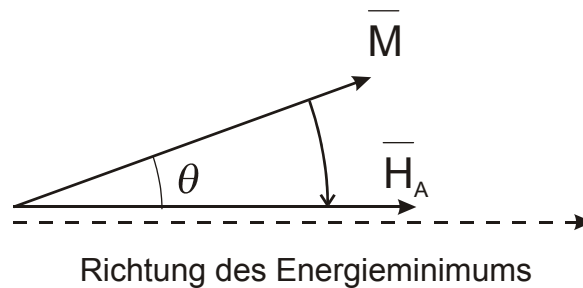


Abb. 2.1: Darstellung der Wirkung eines Anisotropiefeldes H_A in einem anisotropen magnetischen Material.

Einen entsprechenden mathematischen Ausdruck erhält man in der Form [3]*:

$$H_A = \frac{1}{\mu_0 \cdot M_s} \left(\frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta^2} \right)_{\vartheta=0} = \frac{1}{J_s} \left(\frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta^2} \right)_{\vartheta=0} ; \quad (2.12)$$

wobei $\vartheta = 0$ die Richtung des Energieminimums $\left(\frac{\partial f}{\partial \vartheta} \right)_{\vartheta=0} = 0$, $\left(\frac{\partial^2 f}{\partial \vartheta^2} \right)_{\vartheta=0} > 0$ ist.

* Seite 335

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m ist die magnetische Feldkonstante, ϑ der Winkel zwischen der Richtung des Energieminimums und der Magnetisierungsrichtung und f die magnetische Energiedichte.

2.1.3.1 Magnetokristalline Anisotropie

Die magnetokristalline Anisotropie ist eine charakteristische Eigenschaft der kristallinen Materialien. Sie zeichnet sich durch die Abhängigkeit der magnetischen Energie von der Orientierung der Magnetisierung gegenüber den Kristallachsen aus. Für die Beschreibung der Kristallanisotropie benutzt man gewöhnlich ein kartesisches oder Polarkoordinatensystem (Abb. 2.2).

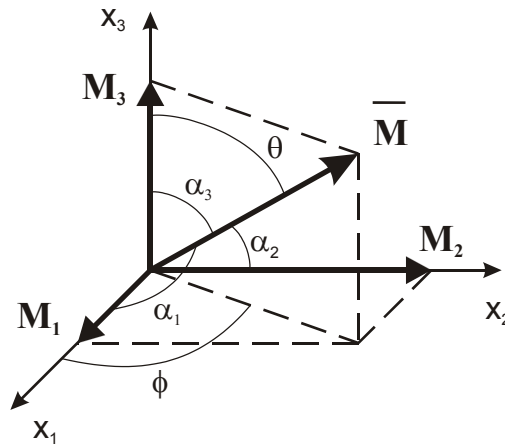


Abb. 2.2: Darstellung des Magnetisierungsvektors im kartesischen und polaren Koordinatensystem.

Wenn die Kristallachsen mit den Koordinatenachsen übereinstimmen, dann erhält man die freie Energiedichte für die Kristallanisotropie in Form einer Potenzreihenentwicklung der Richtungskosinuse $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ [4]:

für kubische Systeme

$$f_k = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 \quad (2.13)$$

für hexagonale Systeme

$$f_k = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + K_4 \sin^6 \theta \cos 6\varphi. \quad (2.14)$$

Die Koeffizienten K_i [J/m^3] sind die Kristallanisotropiekonstanten oder Anisotropiekoeffizienten.

Im Ausdruck (2.14) hängen die Terme 2 bis 4 der Energiedichte nur vom Polarwinkel θ , d.h. vom Winkel zwischen der Magnetisierung \bar{M} und der x_3 -Achse ab. Diese Eigenschaft

bezeichnet man als *uniaxiale Anisotropie*. Sie ist charakteristisch für Systeme mit zylindrischer Symmetrie (hexagonales Kristallgitter).

Das *Kristallanisotropiefeld* \bar{H}_K der kubischen sowie der hexagonalen Systeme lässt sich mithilfe der Definition (2.12) in einer vereinfachten Form darstellen:

$$H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_s} \quad (2.15).$$

K ist eine effektive Anisotropiekonstante, die für unterschiedliche kristallographische Systeme und Richtungen unterschiedlich groß ist.

2.1.3.2 Magnetoelastische Anisotropie

Die magnetoelastische Anisotropie hat ihren Ursprung in der Spin-Bahn-Wechselwirkung und äußert sich in der Abhängigkeit der magnetischen Energie von der Richtung mechanischer Verzerrungen bzw. Spannungen.

Die magnetoelastische Energiedichte f_{mel} für kubische Systeme kann man durch folgenden Ausdruck darstellen [4].

$$\begin{aligned} f_{mel} = & B_0(e_{11} + e_{22} + e_{33}) + \quad (2.16) \\ & + B_1 \left(e_{11}(\alpha_1^2 - \frac{1}{3}) + e_{22}(\alpha_2^2 - \frac{1}{3}) + e_{33}(\alpha_3^2 - \frac{1}{3}) \right) + B_2(e_{12}\alpha_1\alpha_2 + e_{13}\alpha_1\alpha_3 + e_{23}\alpha_2\alpha_3) + \dots \end{aligned}$$

e_{km} sind die Verzerrungen, B_0 , B_1 und B_2 die magnetoelastischen Konstanten.

Für die hexagonalen Systeme gilt:

$$\begin{aligned} f_{mel} = & B_1(e_{11}\alpha_1^2 + 2e_{12}\alpha_1\alpha_2 + e_{22}\alpha_2^2) + B_2e_{33}(1 - \alpha_3^2) + \quad (2.17) \\ & + B_3(e_{11} + e_{22})(1 - \alpha_3^2) + B_4(e_{23}\alpha_2\alpha_3 + e_{13}\alpha_1\alpha_3) + \dots \end{aligned}$$

Die magnetoelastische Anisotropie ist für die Magnetostriktion und den Villari-Effekt verantwortlich. Bei der Magnetostriktion entsteht eine spontane makroskopische Kristallverzerrung in Abhängigkeit von der Magnetisierungsrichtung, die durch Auslenkung der Atome aus ihren idealen Lagen und durch Veränderung ihrer gegenseitigen Abstände hervorgerufen wird. Die Form- und Gestaltänderungen eines magnetischen Körpers, die

infolge der Magnetostriktion entstehen, charakterisiert man im allgemeinen durch die relativen Längeänderungen $\lambda = \frac{\Delta l}{l}$ (Magnetostriktionskonstanten) entlang einer bestimmten Richtung. Für kubische Systeme ist λ eine Funktion der Richtungskosinusse der Magnetisierungsrichtung $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ und der Richtungskosinusse der Messrichtung $\beta_1, \beta_2, \beta_3$.

$$\lambda = \sum_{i \geq j} e_{ij} \beta_i \beta_j = \quad (2.18)$$

$$= \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) + 3 \lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1).$$

λ_{100} und λ_{111} bedeuten die entsprechenden Magnetostriktionen, wenn die Magnetisierungs- und Messrichtung entlang der kristallographischen [100]- und [111]-Richtung liegen.

$$\lambda_{100} = \frac{-2B_1}{3(E_{11} - E_{12})} \quad \lambda_{111} = \frac{-B_2}{3E_{44}} \quad (2.19)$$

Die Koeffizienten E_{ij} stellen die Elastizitätsmodule dar.

Da die Verzerrungen und Spannungen im festen Körper durch das Hooke'sche Gesetz miteinander verbunden sind, kann man die magnetoelastische Energiedichte für kubische Systeme (2.16) durch die Verzerrungen

$$f_{mel} = \frac{3}{2} \lambda_{100} (E_{11} - E_{12}) \left(e_{11} \left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3} \right) + e_{22} \left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3} \right) + e_{33} \left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3} \right) \right) - \quad (2.20)$$

$$- 3 \lambda_{111} E_{44} (e_{12} \alpha_1 \alpha_2 + e_{13} \alpha_1 \alpha_3 + e_{23} \alpha_2 \alpha_3)$$

oder Spannungen

$$f_{mel} = -\frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\sigma_{11} \left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3} \right) + \sigma_{22} \left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3} \right) + \sigma_{33} \left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3} \right) \right) - \quad (2.21)$$

$$- 3 \lambda_{111} (\sigma_{12} \alpha_1 \alpha_2 + \sigma_{23} \alpha_2 \alpha_3 + \sigma_{31} \alpha_3 \alpha_1)$$

ausdrücken. Dies erklärt die Existenz der inversen Magnetostriktion oder des sog. Villari-Effektes bei dem durch eine mechanische Spannung die Permeabilität des Materials verändert wird.

Die kristallinen und magnetoelastischen Anisotropien sind in der beschriebenen Form nur für ideale Einkristalle relevant. Der Aufbau realer Schichten ist weitaus komplexer. Ihre Struktur kann granular, polykristallin, amorph, oder als eine amorphe Matrix mit eingebetteten

Nanokristalliten vorliegen. Für die Beschreibung solcher Systeme wurde von Herzer [5] und Albers [6] ein *random anisotropy model* entwickelt, das die Abhängigkeit der weichmagnetischen Eigenschaften von der Kristallitgröße beschreibt.

Im amorphen Zustand besitzt ein ferromagnetisches Material eine sehr kleine Koerzitivfeldstärke und hohe Suszeptibilität. Bei Mikrokristalliten fällt die Koerzitivfeldstärke mit wachsender Korngröße D entsprechend dem $1/D$ Gesetz. Zwischen dem amorphen und dem mikrokristallinen Zustand befindet sich die Übergangszone der Nanokristallite, bei der die Koerzitivfeldstärke proportional mit D^y , ($y = 3$ bis 6) wächst [7] (Abb. 2.3).

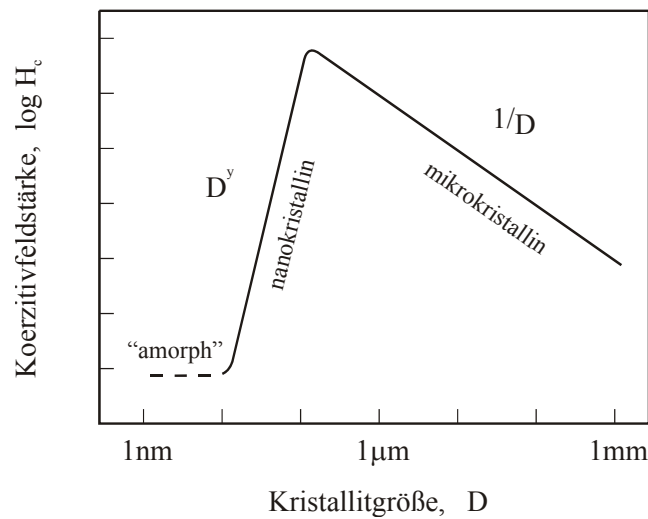


Abb. 2.3: Charakteristischer Verlauf der Koerzitivfeldstärke in Abhängigkeit von der Kristallitgröße in magnetischen Materialien nach Herzer [8].

Diese starke Abhängigkeit der Koerzitivfeldstärke lässt sich durch den Einfluss der Austauschwechselwirkung auf die Kristallanisotropie der kleinen Kristallite erklären. Wenn die Korngröße der Kristallite D kleiner als die Länge der ferromagnetischen

Austauschwechselwirkung $L_A = \sqrt{\frac{A}{K_1}}$ ist, dann werden mehrere benachbarte Körner mit

zufällig orientierten Magnetisierungen miteinander ferromagnetisch wechselwirken. Die kristalline Anisotropie des Materials wird dabei herabgesetzt, da die Anisotropiekonstanten der einzelnen Körner K_1 durch die Zahl N der wechselwirkenden zufällig orientierten Kristallite gemittelt werden.

$$\langle K \rangle = \frac{K_1}{\sqrt{N}} = K_1 \left(\frac{D}{L_0} \right)^6 = \frac{K_1^4}{A^3} D^6 \quad (2.22)$$

A ist die Austauschkonstante, $\langle K \rangle$ die effektive Anisotropiekonstante.

Mit steigender Korngröße erhöht sich das effektive makroskopische Feld der Kristallanisotropie (2.15) dementsprechend mit D^6

$$H_k = \frac{2\langle K \rangle}{\mu_0 M_s} \quad (2.23).$$

Aus diesem Grund weisen ferromagnetische Materialien mit einer Kristallitkorngröße im Nanometerbereich sehr kleine Koerzitivfeldstärken und hohe Suszeptibilitätswerte auf.

2.1.3.3 Austauschanisotropie

Die Austauschanisotropie [9], [3]^{*} ist eine Eigenschaft der heterogenen Systeme, deren Ursprung in der Austauschwechselwirkung von Atomen auf der Grenzfläche zweier verschiedener magnetischer Phasen liegt. Ein typisches System mit einer Austauschanisotropie ist die Grenzfläche zwischen einem ferromagnetischen Metall und seinem antiferromagnetischen Oxid (Abb. 2.4). Hier werden die Spins der ferromagnetischen Phase an die Spins der antiferromagnetischen Phase gebunden.

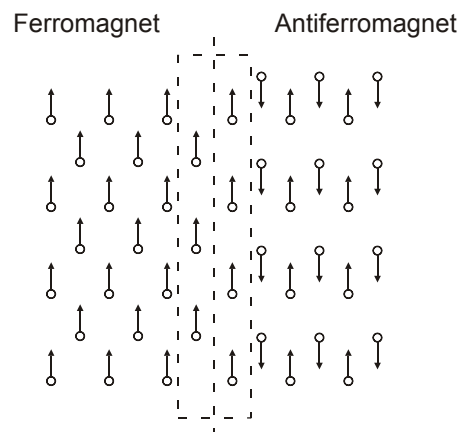


Abb. 2.4: Ausrichtung der Magnetisierung eines Ferromagneten durch antiferromagnetische Grenzfläche.

Die Austauschanisotropie hängt von der Orientierung des Magnetisierungsvektors ab. Für die Beschreibung des unidirektionalen Charakters der Austauschanisotropie verwendet man folgenden phänomenologischen Ausdruck

$$f_E = -K_E \cos \vartheta. \quad (2.24)$$

K_E ist die Austauschanisotropiekonstante, ϑ der Winkel zwischen der Anisotropierichtung und der Magnetisierung.

^{*} Seite 433

2.1.3.4 Induzierte Anisotropie, Diffusionsanisotropie

Um die magnetische Energie des Körpers zu minimieren und damit ein thermodynamisches Gleichgewicht zu erreichen, passt sich der Körper den äußeren Umständen an. Bei niedrigen Temperaturen, bei denen wegen der kleinen Diffusion eine feste Anordnung und Konfiguration der Atome im Kristallgitter weitgehend erhalten bleibt, geschieht dies durch die Magnetostriktion. Der Körper reagiert dabei auf ein äußeres magnetisches Feld durch eine spontane makroskopische Kristallverzerrung, die infolge der Magnetisierung entsteht. Mit steigender Temperatur wächst die Beweglichkeit der Atome und somit die Diffusion. Bei genügend hohen Temperaturen findet z.B. in einem Magnetfeld eine Umgruppierung der Atome statt, bei der einige Atome ihre Plätze wechseln oder Leerstellen besetzen. Die Atome nehmen solche Positionen ein, welche die freie Energie des Körpers herabsetzen. Die Magnetisierung wird durch Defekte und lokale Anordnungen unterschiedlicher Atome eingepreßt. Dadurch wird der vom äußeren Feld angegebene Magnetisierungszustand stabilisiert.

Bei einem hinreichend schnellen Abkühlen wird die Geschwindigkeit der Diffusionsvorgänge drastisch reduziert und damit die Atomkonfiguration, die den Magnetisierungszustand stabilisiert, eingefroren. Aus der ursprünglich stabilisierten Magnetisierung entsteht eine dauerhafte Vorzugsmagnetisierung, was sich als eine zusätzliche uniaxiale Anisotropie mit dem entsprechenden Anisotropiefeld \bar{H}_u bemerkbar macht. Da diese Anisotropie durch nur eine Magnetisierung in einer bestimmten Richtung hervorgerufen wird, hat die Diffusionsanisotropie einen einachsigen Charakter und lässt sich durch folgende Beziehung darstellen.

$$\bar{H}_u = H_u \cdot \bar{u} \quad (2.25).$$

\bar{u} ist ein Einheitsvektor der Anisotropierichtung und $H_u = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s}$ die Stärke des induzierten Anisotropiefeldes mit einer Anisotropiekonstante K_u .

Die entsprechende Energiedichte der induzierten Anisotropie ist

$$f_u = K_u \sin^2 \vartheta \quad (2.26).$$

ϑ ist der Winkel zwischen der Richtung des induzierten Anisotropie und der Magnetisierungsrichtung.

Die Stärke der induzierten Anisotropie ist von der Zusammensetzung und Mikrostruktur des Materials (kristallin oder amorph) abhängig. Da die Beiträge zur freien Energie bei Umgruppierung der Atome und Gitterstörungen in der Regel sehr klein sind, nimmt die induzierte Diffusionsanisotropie an Bedeutung zu, wenn die geordnete kristalline Struktur stark gestört bzw. nicht vorhanden ist. Aus diesem Grund eignen sich amorphe und nanokristalline Materialien besonders für das Induzieren einer Diffusionsanisotropie.

Das Induzieren einer uniaxialen Diffusionsanisotropie in einem magnetischem Material kann durch unterschiedliche Methoden erreicht werden. In der Regel wird sie durch das Abscheiden im Magnetfeld, die Magnetfeldwärmebehandlung (Abschnitt 3.1.1) oder das Abscheiden unter einem Vorhaltewinkel [10] induziert. Andere Verfahren wie das einachsige mechanische Vorspannen [11] oder den sog. Exchange-Bias [12] finden aufgrund der komplexen Herstellungsmethode nur selten Anwendung. Das feldinduzierte uniaxiale Anisotropiefeld \bar{H}_u hängt sehr stark von der Materialzusammensetzung ab und liegt im Bereich von einigen Zehntel mT bis einigen mT. Die uniaxiale Anisotropie, die beim Abscheiden mit einem Vorhaltewinkel induziert wird, ist ein Effekt, der mit dem orientierten Schichtwachstum zusammenhängt und kann die Werte von einigen Zehn mT erreichen. Das einachsige Vorspannen kann ebenfalls zu einer starken uniaxialen Anisotropie führen, die durch die magnetoelastische Kopplung (Villari-Effekt) hervorgerufen wird. Der Exchange-Bias-Effekt beruht auf der Austauschanisotropie und zeichnet sich durch ein unidirektionales Anisotropiefeld in der Größenordnung von einigen mT aus [12].

2.1.3.5 Grenzflächenanisotropie

Die Atome einer Grenz- oder Oberfläche befinden sich in anderen Symmetriebedingungen und sind einer anderen lokalen Umgebung ausgesetzt als die Volumenatome. Der damit verbundene Beitrag zur gesamten magnetischen Energie wird durch eine entsprechende phänomenologische Anisotropiekonstante K_f [J/m²] beschrieben.

Die Energiedichte der Grenzflächenanisotropie

$$f_f = K_f \left(1 - \left(\frac{\bar{M} \cdot \bar{u}}{M_s} \right)^2 \right) \quad (2.27)$$

muss über die entsprechende Grenzfläche integriert werden.

$$F_f = \int_S K_f \left(1 - \left(\frac{\overline{M} \cdot \overline{u}}{M_s} \right)^2 \right) dS \quad (2.28)$$

\overline{u} ist der Einzelevktor der Grenzflächennormale, K_f die Konstante der Grenzflächenanisotropie.

Die Grenzflächenanisotropie macht sich bemerkbar in sehr dünnen Schichten und Multilagen. Experimentell wird sie durch die Aufspaltung der gemessenen Anisotropiekonstante K_m in ihre Volumen- (K_V) und Oberflächenteile (K_S) ermittelt (Abb. 2.5).

$$K_m = K_V + \frac{N_g \cdot K_S}{d}, \quad (2.29)$$

Die Größe d ist die Schichtdicke, N_g die Anzahl der Grenzflächen.

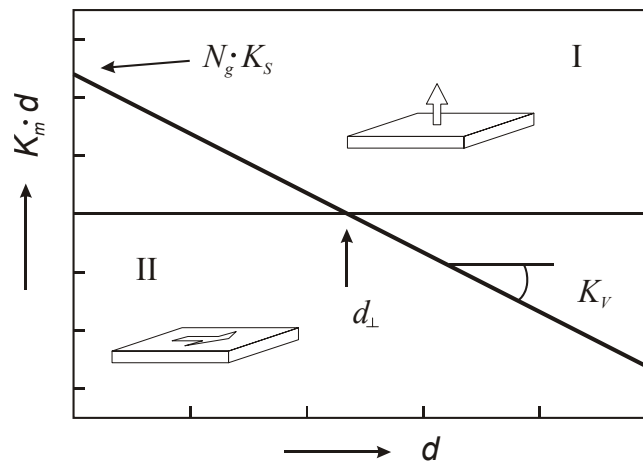


Abb. 2.5: Zusammenhang zwischen Volumen- (K_V) und Oberflächenanteilen $\left(\frac{N_g \cdot K_S}{d} \right)$

der Anisotropiekonstante (K_m) in Abhängigkeit von der Schichtdicke.

Das Diagramm beschreibt das Verhalten der effektiven Anisotropiekonstante in Abhängigkeit der Schichtdicke. Im Bereich $d < d_{\perp}$ überwiegt die Grenzflächenanisotropie und Schichten weisen eine senkrechte Magnetisierung auf (I in Abb. 2.5). In dicken Schichten $d > d_{\perp}$ ist der Einfluss der Grenzflächen relativ gering und die Magnetisierung der Schichten liegt in der Schichtebene (II in Abb. 2.5). d_{\perp} ist in diesem Zusammenhang die kritische Schichtdicke, bei der die Volumen- und Oberflächenteile der Anisotropie im Gleichgewicht sind.

2.1.4 Magnetische Domänenstruktur

In einem magnetischen Körper existieren viele magnetische Energien unterschiedlicher Art. Die Wirkung dieser Energien auf die Magnetisierung äußert sich laut Variationsprinzip in der Ausrichtung des Magnetisierungsvektors in die Richtung der minimalen gesamten Energie. Somit stellt sich in jedem Punkt des magnetischen Körpers ein Magnetisierungszustand ein, der einem lokalen Gleichgewicht der konkurrierenden Energiebeiträge entspricht. Die Verteilung der lokalen Gleichgewichtszustände der Magnetisierung stellt die magnetische Mikrostruktur des Körpers dar. Sie ist ein wichtiges Charakteristikum, das von den Materialeigenschaften (M_s , A , H_u) sowie von der Form und Abmessungen des betrachtenden Objektes abhängt. Der Einfluss der Objektabmessungen auf die magnetische Mikrostruktur wird durch folgende Grafik illustriert (Abb. 2.6).

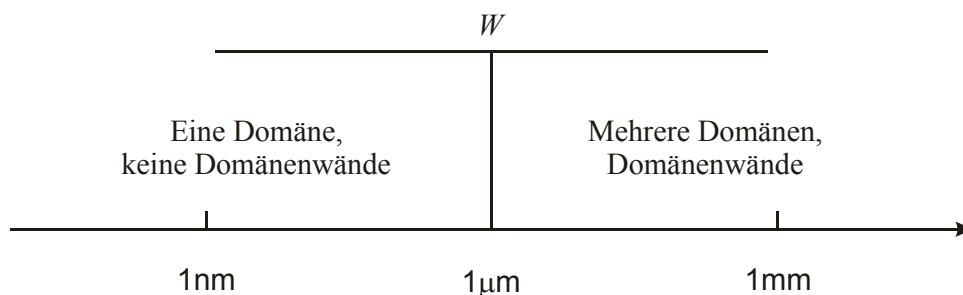


Abb. 2.6: Ausbildung der magnetischen Domänenstruktur eines ferromagnetischen Körpers in Abhängigkeit der Abmessungen und entsprechende Grenze W zwischen Ein- und Mehrdomänenfall.

Kleine magnetische Objekte bis zu einer bestimmten Größe W zeigen eine magnetische Mikrostruktur mit kontinuierlichen Veränderungen des Magnetisierungsvektors. Magnetische Objekte mit den Abmessungen größer als W bestehen aus Bereichen der nahe zu homogenen Magnetisierung - Domänen und Bereichen, in denen sich die Magnetisierungsrichtung stark ändert - den Domänenwänden. Der Ursprung der Domänenbildung liegt in der Minimierung der gesamten magnetischen Energie des Objektes. Sie kann nur dann erfolgen, wenn die Domänenbildung energetische Vorteile bringt und wenn die Anisotropie stark genug ist um die Austauschwechselwirkung zu überwinden. Die kritische Größe W bedeutet in diesem Zusammenhang die Länge, die von einer Anisotropie benötigt wird, um die Magnetisierung aus der Richtung des Austauschenergieminimums herauszudrehen (2.30- 2.31) [13*].

* Seite 153

$$\Delta f_W \approx \frac{A}{M_s^2} \left(\frac{\Delta M}{\Delta x} \right)^2 = \frac{A}{W^2} = K \approx \Delta f_A \quad (2.30)$$

$$\Delta M = M_s, \Delta x = W$$

$$W = \sqrt{\frac{A}{K}} \quad (2.31)$$

In kleinen Partikeln mit Abmessungen $< W$ (Abb. 2.6) würde die Ausbildung von mehreren Domänen starke Magnetisierungsgradienten erzeugen und damit einen starken Anstieg der Austauschenergie bewirken wodurch die Domänenbildung wiederum verhindert wird. Wenn die Abmessungen des Objektes $> W$ (Abb. 2.6) groß genug sind um die Wirkung der Austauschenergie zu überwinden kann es zur Domänenbildung kommen, wenn die gesamte Energie der Domänen und Domänenwände kleiner als die der Eindomänenstruktur ist. Die tatsächliche Domänenstruktur eines magnetischen Körpers, sowie die kritische Eindomänengrenze W hängen im wesentlichen von der Geometrie des Objektes und den Anisotropieen ab, die in diesem Körper wirken. Kompakte polykristalline Materialien mit den Abmessungen $\gg W$ bestehen aus vielen Domänen, wobei der Parameter W zur Charakterisierung der Domänenwände benutzt wird.

Man unterscheidet zwei Typen von Domänenwänden: die Bloch-Wände, bei denen sich die Magnetisierung im Raum und die Néel-Wände, bei denen sich die Magnetisierung in einer Ebene dreht (Abb. 2.7).



Abb. 2.7: Schematische Darstellung der Domänenwandstruktur einer 180° Bloch-Wand a) und einer 180° Néel-Wand b) [13]*.

Eine freie Bloch-Wand in einem ausgedehnten magnetischen Körper hat eine kleinere Energie und eine größere Domänenwandbreite als eine Néel-Wand. Die Breite einer Bloch-Wand ist proportional zu W , wobei als Anisotropiekonstante i.d.R. die kristalline Anisotropiekonstante verwendet wird ($K = K_l$).

* Seite 216

$$W_B \propto \sqrt{\frac{A}{K_1}} \quad (2.32)$$

Néel-Wände spielen in dünnen Filmen eine wichtige Rolle, da eine klassische Bloch-Wand aufgrund der Formanisotropie nicht erhalten bleiben kann. Die Breite einer Néel-Wand ist durch die Formanisotropiekonstante $K_D = \frac{J_s^2}{2\mu_0}$ gegeben.

$$W_N \propto \sqrt{\frac{2\mu_0 A}{J_s^2}} \quad (2.33)$$

Die Absolutwerte der Domänenwandbreite variieren im Bereich von einigen nm für Néel-Wände bis einigen μm für Bloch-Wände und sind vergleichbar mit der kritischen Abmessungen von Eindomänenteilchen W (Abb. 2.6.) Oberhalb dieser Grenze bestehen magnetische Materialien wie bereits erwähnt aus vielen Domänen. Solche Mehrdomänensysteme zeichnen sich durch hohe Suszeptibilitätswerte χ von bis zu einigen $\cdot 10^5$ (Ferromagnete) aus. Die Magnetisierung des Materiales hängt von der Vorbehandlung ab und äußert sich in einer Hysterese. Die Hysterese ist eine direkte Folge der Existenz von magnetischen Domänen und lässt sich am besten anhand einer Magnetisierungskurve darstellen (Abb. 2.8).

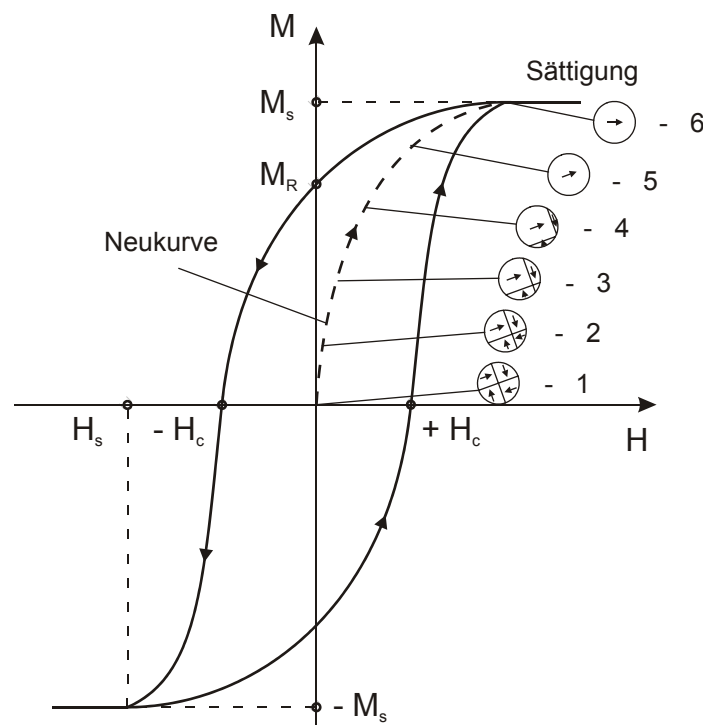


Abb. 2.8: Magnetisierungskurve eines Ferro- oder Ferrimagnetes. (Hystereseschleife)

In Abwesenheit des äußeren magnetischen Feldes sind die Magnetisierungsvektoren der Domäne so orientiert, dass die Streufelderenergie des magnetischen Körpers minimal ist (1, Abb. 2.8). Die Gesamtmagnetisierung des Körpers ist dabei nach außen Null, da sich Magnetisierungsbeiträge einzelner Domänen gegenseitig kompensieren. Beim Anlegen eines äußeren Feldes wachsen die Domänen mit günstiger Orientierung der Magnetisierung auf Kosten der anderen Domänen (sog. Wandverschiebung, 2-5, Abb. 2.8). Mit wachsendem Feld verschwinden die Domänen mit ungünstigen Orientierungen allmählich. Im Bereich großer Felder wird die Magnetisierung der verbliebenen Domänen in die Richtung des äußeren Feldes gedreht (sog. Drehung, 5-6 Abb. 2.8). Wenn der ganze Körper vollständig in die Feldrichtung magnetisiert ist, erreicht man die Sättigung, bei der die Gesamtmagnetisierung nicht mehr ansteigt. Den maximalen Wert der erreichbaren Magnetisierung bezeichnet man als Sättigungsmagnetisierung M_s . Beim Abschalten des Feldes bleibt eine Restmagnetisierung im Material bestehen, welche Remanenz M_R genannt wird. Die Magnetisierung nimmt erst beim Anlegen eines entgegengesetzten Feldes wieder ab. Die Feldstärke, bei der die Magnetisierung den Wert Null erreicht, heißt die Koerzitivfeldstärke H_c . Das weitere Ansteigen eines Gegenfeldes führt zu Wandverschiebungs- und Drehprozessen und schließlich zur Sättigung des Materials in die Richtung des Gegenfeldes. Jede weitere Umpolung des äußeren Feldes ruft eine Ummagnetisierung des Materials entsprechend der beschriebenen Magnetisierungskurve hervor. Dadurch entsteht eine Hystereseschleife. Die Fläche der Hystereseschleife ist proportional zur Arbeit der Ummagnetisierung und beschreibt die Ummagnetisierungsverluste $A_U = \mu_0 \oint \overline{H} \cdot d\overline{M}$.

Die Form der Hystereseschleife sowie die Größen der M_s , M_R und H_c sind die wichtigsten Charakteristika eines ferro- oder ferrimagnetischen Materials. Nach der Größe der Koerzitivfeldstärke unterscheidet man die weichmagnetischen $H_c < 1$ kA/m und die hartmagnetischen $H_c > 1$ kA/m Materialien. Die hartmagnetischen Materialien zeichnen sich durch eine breite Hystereseschleife und hohe Remanenz und Koerzitivfeldstärke aus. Für weichmagnetischen Materialien ist dagegen eine schmale Hystereseschleife mit kleiner Koerzitivfeldstärke charakteristisch. Um die Ummagnetisierungsverluste zu minimieren müssen weichmagnetische Materialien eine möglichst schmale Hystereseschleife und damit kleine Koerzitivfeldstärke besitzen.

Die Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Feldstärke in Ferro- und Ferrimagnetika hat im allgemeinen einen komplizierten Charakter (Abb. 2.9) und hängt von der Form der Magnetisierungskurve ab.

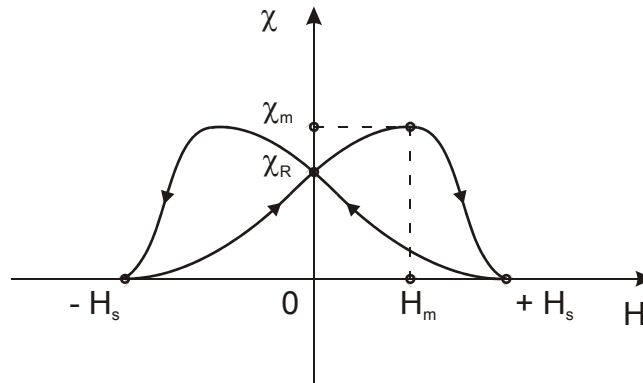


Abb. 2.9: Suszeptibilität χ als Funktion der Feldstärke eines äußeren Feldes durch Ableitung der Magnetisierungskurve (Abb. 2.8).

Weichmagnetische Dünnschichten

Weichmagnetische Dünnschichten, welche für die vorliegende Arbeit von besonderer Bedeutung sind, stellen einen Spezialfall dar, bei dem magnetische Domänenstruktur überwiegend durch das Streufeld bestimmt wird. Unter dem Einfluss der Formanisotropie stellt sich die Domänenstruktur einer Schicht so ein, dass die einzelnen Domänen eine streufeldfreie Konfiguration in der Schichtebene bilden (Abb. 2.10).

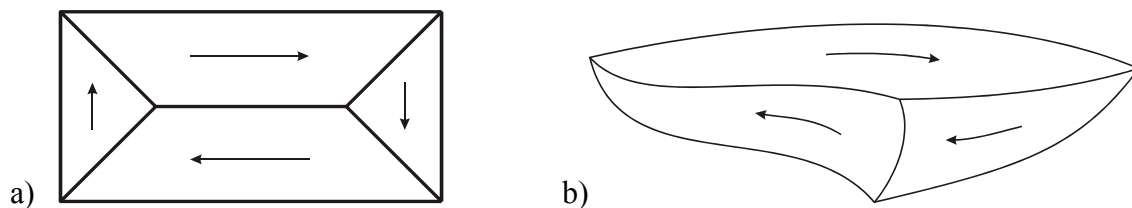


Abb. 2.10: Schema der streufeldfreien Landau-Domänenstruktur a) einer dünnen Schicht und einer nach dem *Van den Berg*-Verfahren [14, 15] ermittelten Domänenstruktur b) für eine komplexere Schichtgeometrie.

Eine solche streufeldfreie magnetische Domänenstruktur kann sich nur dann ausbilden, wenn die Magnetisierungsrichtung der Domänen parallel zu Objekträndern orientiert ist. *Van den Berg* [14, 15] hat auf der Basis dieser Bedingung einen geometrischen Algorithmus für Dünnschichtobjekte mit vernachlässigbarer Anisotropie entwickelt, mit dem man die streufeldfreie Domänenstruktur und entsprechende Position der Domänenwände für Objekte beliebiger Geometrie ermitteln kann (Abb. 2.10).

Das starke entmagnetisierende Feld, das die Magnetisierung der Domäne zur Orientierung in der Schichtebene zwingt hat ebenfalls einen starken Einfluss auf die Domänenwände. Dieses Feld führt dazu, dass die Vektoren der Magnetisierung in dünnen Schichten in der Regel nur

in der Schichtebene liegen können. In einer Bloch-Wand zwischen zwei Domänen mit Magnetisierungen in der Schichtebene muss sich die Magnetisierung gegen das Entmagnetisierungsfeld drehen (Abb. 2.11 a). Aus diesem Grund klappt eine Bloch-Wand bei Verringerung der Schichtdicke in eine Néel-Wand (Abb. 2.11 b) um.

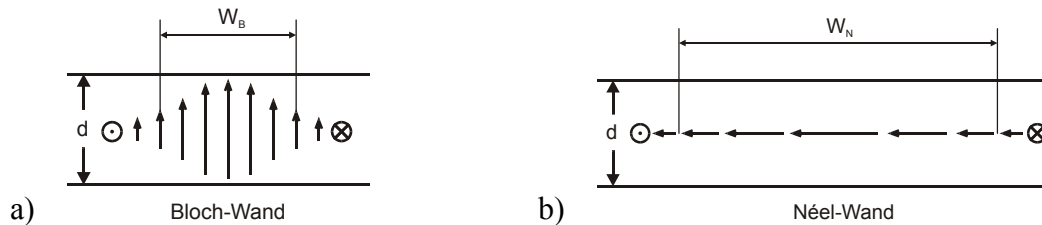


Abb. 2.11: Schematische Darstellung der Magnetisierungsänderung in einer symmetrischen 180° Bloch-Wand der Dicke W_B a) und einer symmetrischen 180° Néel-Wand der Dicke W_N b). (Querschnitt)

In sehr dünnen Schichten kann sich eine 180° Néel-Wand in eine komplexere Struktur eine sog. Stachelwand (Abb. 2.12) umwandeln.

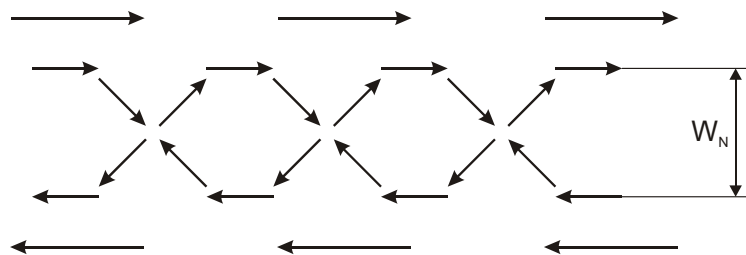


Abb. 2.12: Schematische Darstellung der Magnetisierungsänderung in einer Néel-Stachelwand der Dicke W_N . (Draufsicht).

Eine andere Möglichkeit die Wandenergie zu minimieren bieten sog. asymmetrische Wände (Abb. 2.13), bei denen die Magnetisierung einen Wirbel bildet, um Streufelder in den Domänenwänden (Abb. 2.11) zu vermeiden.

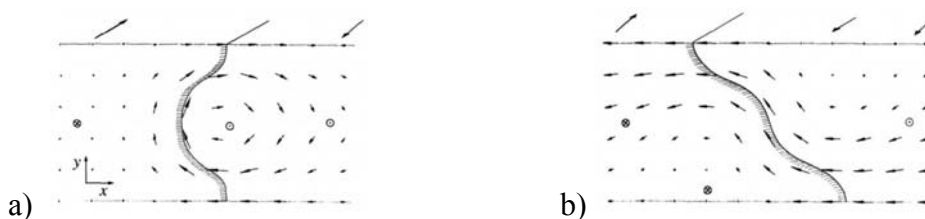


Abb. 2.13: Schematische Darstellung der Magnetisierungsänderung in einer asymmetrischen Bloch-Wand a) und einer asymmetrischen Néel-Wand b) [13]*. (Querschnitt).

* Seite 246

Die asymmetrischen Wände bringen in dicken Schichten energetische Vorteile, wobei die Bloch-Wand in Abwesenheit bzw. bei kleinen Feldern und die Néel-Wand in großen Feldern stabil sind.

Welche Domänenwandtypen bei welchen äußeren Bedingungen in den Schichten unterschiedlicher Dicke auftreten kann man aufgrund des sog. Domänenwand-Phasendiagramms feststellen (Abb. 2.14). Es stellt die energetisch stabilen Domänenwandtypen in Abhängigkeit der Schichtdicke d und des äußeren Feldes H_{ex} dar.

K_D ist die Formanisotropiekonstante $K_D = \frac{J_s^2}{2\mu_0}$.

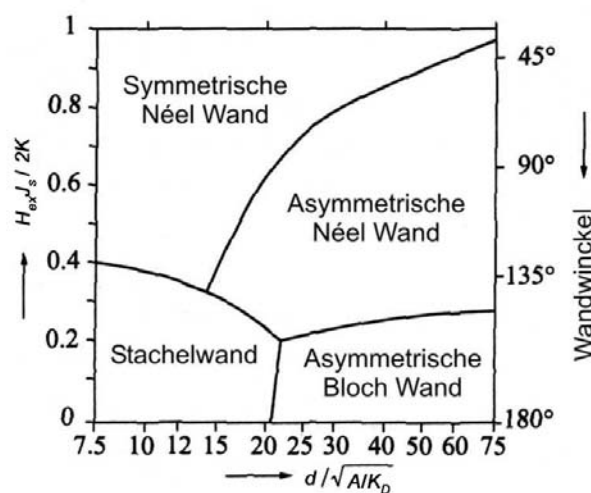


Abb. 2.14: Existenzbereiche der Domänenwände in dünnen Schichten in Abhängigkeit ihrer Dicke d und der Stärke des äußeren Feldes H_{ex} [13]*.

Das Diagramm macht deutlich, dass in Abwesenheit des äußeren Feldes die Néel-Stachelwände in sehr dünnen Schichten mit steigender Schichtdicke durch asymmetrische Bloch-Wände ersetzt werden. Der Übergang findet bei einer Schichtdicke d von ca. $21\sqrt{A/K_D}$ statt und spielt eine wichtige Rolle bei der Interpretation der experimentellen Ergebnisse in Kapiteln 4 und 5.

* Seite 252

2.2 Magnetismus bei Hochfrequenz

Die allgemeine Grundlage zur Beschreibung der magnetischen Phänomene bei Hochfrequenz bilden die Maxwell'schen Gleichungen und die Bewegungsgleichung der Magnetisierung (Landau-Lifschitz-Gleichung). Aufgrund ihrer Bedeutung für die Entwicklung der hochfrequenztauglichen magnetischen Materialien und für die Optimierung ihrer Eigenschaften werden die auf diesen Gleichungen basierenden Phänomene der Abschirmströme und ferromagnetischen Resonanz in diesem Kapitel ausführlich behandelt.

Maxwell'sche Gleichungen

Die Maxwell'schen Gleichungen beschreiben die Entstehung elektrischer und magnetischer Felder und werden in ihrer differentiellen Form wie folgt dargestellt:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \bar{H} &= \frac{\partial \bar{D}_\varepsilon}{\partial t} + \bar{j} \\ \operatorname{rot} \bar{E} &= -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \bar{D}_\varepsilon &= q \\ \operatorname{div} \bar{B} &= 0 \end{aligned} \quad (2.34).$$

\bar{H} [A/m] – magnetische Feldstärke

\bar{E} [V/m] – elektrische Feldstärke

\bar{B} [T] – magnetische Induktion

\bar{D}_ε [C/m²] – elektrische Induktion

\bar{j} [A/m²] – Stromdichte

q [C/m³] – Ladungsdichte

Die Größe der elektrischen und magnetischen Felder, die sich in einem Festkörper ausbreiten werden durch die Gleichungen (2.35), (2.36) beschrieben.

$$\bar{B} = \mu \mu_0 \bar{H}$$

$$\bar{D}_\varepsilon = \varepsilon \varepsilon_0 \bar{E}$$

$$\bar{B} = \mu_0 \bar{H} + \bar{J} \quad (2.35)$$

$$\bar{D}_\varepsilon = \varepsilon_0 \bar{E} + \bar{P}_\varepsilon \quad (2.36)$$

\bar{J} [T] – magnetische Polarisation

\bar{P}_ε [C/m²] – elektrische Polarisation

μ – relative Permeabilität

ε – relative Permittivität

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m – magnetische Feldkonstante, $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m – dielektrische Konstante

Für ferri- und ferromagnetische Materialien, für die der Begriff der Magnetisierung M eingeführt wurde, kann die Gleichung (2.35) entsprechend modifiziert werden:

$$\begin{aligned}\bar{J} &= \mu_0 \bar{M}; \quad \bar{M} = \chi \bar{H} \\ \bar{B} &= \mu_0 \bar{H} + \bar{J} = \mu_0 (\bar{H} + \bar{M}) \quad (2.37) \\ \mu &= 1 + \chi, \quad \text{mit der relativen Suszeptibilität } \chi.\end{aligned}$$

Bewegungsgleichung der Magnetisierung

Das makroskopische Verhalten des Magnetisierungsvektors im wechselnden Magnetfeld beschreibt die Bewegungsgleichung der Magnetisierung, die auch als Landau-Lifschiz-Gleichung (L-L-Gleichung) bekannt ist.

$$\frac{\partial \bar{M}}{\partial t} = -\gamma \cdot \bar{M} \times \bar{H}_{eff} + \bar{R}_D \quad (2.38)$$

$\gamma = 2,2 \cdot 10^5$ m/A·s ist die gyromagnetische Konstante, \bar{H}_{eff} das effektive Feld und \bar{R}_D der Dämpfungsterm.

Das effektive Feld H_{eff} ist ein inneres Feld, das die Summe des äußeren Feldes und der am Ort der Betrachtung wirkenden Anisotropiefelder (Kristallanisotropie, Formanisotropie usw.) darstellt. Die allgemeine Definition des effektiven Feldes lautet

$$\bar{H}_{eff} = -\frac{\partial f}{\partial \bar{M}} + \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial f}{\partial (\partial \bar{M} / \partial x_i)} \right), \quad (2.39)$$

mit f als Dichte der freien magnetischen Energie und den Koordinaten x_i ($i = 1, 2, 3$).

Der Dämpfungsterm \bar{R}_D hat nur eine phänomenologische Bedeutung wobei die unterschiedliche Dämpfungsmechanismen durch den einzigen Dämpfungsparameter α bzw. α_λ berücksichtigt werden. Die Form des Dämpfungsterms ist nicht eindeutig festgelegt und hängt i.d.R von der zu berechnenden Aufgabe ab. Die am meisten verwendeten Ausdrücke des Dämpfungsterms sind

die Landau-Lifschiz-Form
$$\bar{R}_D = -\frac{\alpha_\lambda}{M_s^2} (\bar{M} \times (\bar{M} \times \bar{H}_{eff})) \quad (2.40)$$

und die Gilbert-Form
$$\bar{R}_D = \frac{\alpha}{M_s} \left(\bar{M} \times \frac{\partial \bar{M}}{\partial t} \right) \quad (2.41).$$

Bei kleinen α ($\alpha \ll 1$), sind diese beide Ausdrücke äquivalent ($\alpha_\lambda = \gamma \alpha M_s$).

Die Maxwell'schen Gleichungen und die Landau-Lifschitz-Gleichung bilden ein geschlossenes System, das die magnetischen Materialien makroskopisch vollständig beschreibt. Aufgrund der Komplexität dieser Gleichungen ist ihre analytische Lösung nur für einige einfache Fälle bekannt. Darunter fallen die Abschirmströme in einer dünnen Schicht und die ferromagnetische Resonanz in einem homogen magnetisierten Körper. Abschirmströme und ferromagnetische Resonanz stellen zwei physikalische Phänomene dar, die im wesentlichen die Einsatzgrenze des Materials im Wechselfeld bestimmen. Sie sind für das Verständnis und die Analyse von komplexeren magnetischen Systemen von großer Bedeutung und werden daher ausführlich behandelt.

2.2.1 Abschirmströme

Bei Abschirmströmen wird in elektrisch leitenden Materialien im äußeren Wechselfeld infolge des Induktionsgesetzes ein elektrischer Strom induziert, der seinerseits wiederum ein magnetisches Feld erzeugt. Dieses Feld wirkt dem äußeren Feld entgegen. Bei hinreichend hohen Frequenzen führt es dazu, dass die Wirkung des äußeren Feldes nur auf eine dünne Oberflächenschicht beschränkt ist und das Innere des Materials praktisch abgeschirmt bleibt.

Ausgehend von den Maxwell'schen Gleichungen (2.34) und (2.37) und unter der Voraussetzung, dass das Material elektrisch leitend und dementsprechend der dielektrische Verschiebungsstrom vernachlässigbar klein ist $\left(\frac{\partial \bar{D}_\varepsilon}{\partial t} \rightarrow 0 \right)$, kann folgende Differentialgleichung abgeleitet werden.

$$\text{rot rot } \bar{H} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \quad (2.42)$$

Hierbei wurde die bekannte Beziehung (2.43) zwischen der Stromdichte und dem elektrischen Feld benutzt.

$$\bar{j} = \kappa \bar{E} = \frac{\bar{E}}{\rho}; \quad \bar{E} = \rho \bar{j} = \rho \text{ rot } \bar{H} \quad (2.43)$$

κ und ρ sind dabei die elektrische Leitfähigkeit und der spezifische Widerstand des Materials.

Für eine in x - und y - Richtung unendlich ausgedehnte Platte der Dicke d (Abb. 2.15),

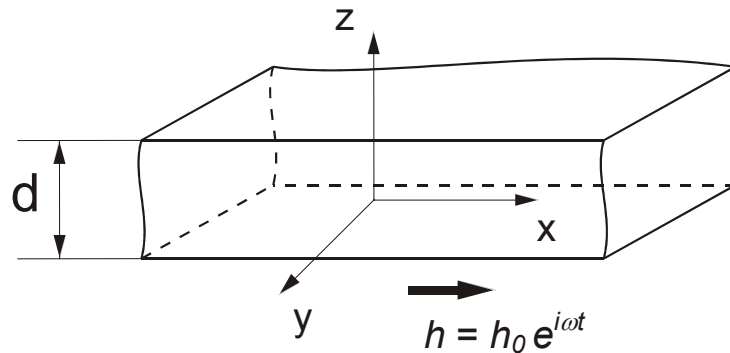


Abb. 2.15: Schematische Darstellung des Koordinatensystems einer dünnen Schicht der Dicke d im äußeren magnetischen Wechselfeld h .

die sich in einem äußeren Magnetfeld befindet, dessen Richtung in der x -Richtung liegt $\mathbf{H} = (h, 0, 0)$ und sich entsprechend $h = h_0 e^{i\omega t}$ ändert, erhält man die klassische eindimensionale Dispersionsgleichung (2.44), die die Magnetfeldverteilung in einer dünnen elektrisch leitenden Schicht beschreibt.

$$\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \frac{\mu\mu_0}{\rho} \frac{\partial H}{\partial t} \quad (2.44)$$

Die Lösung dieser Gleichung ist

$$H(t, z) = h_0 e^{i\omega t} \frac{e^{i\lambda z} + e^{-i\lambda z}}{e^{i\lambda \frac{d}{2}} + e^{-i\lambda \frac{d}{2}}} \quad (2.45)$$

mit

$$\lambda = (1-i) \sqrt{\frac{\omega\mu\mu_0}{2\rho}} = \frac{(1-i)}{\delta},$$

und der sogenannten *Eindringtiefe*

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu\mu_0}} \quad (2.46).$$

Für die Feldverteilung in der Schicht bekommt man aus (2.45) einen Ausdruck in komplexer Form.

$$H(t, z) = h_0 e^{i\omega t} (H' + iH'') \quad (2.47)$$

$$H' = \frac{\sinh \frac{2z}{\delta}}{\cosh \frac{d}{\delta} + \cos \frac{d}{\delta}} \quad H'' = \frac{\sin \frac{2z}{\delta}}{\cosh \frac{d}{\delta} + \cos \frac{d}{\delta}}$$

Die effektive mittlere Permeabilität der Schicht erhält man durch die Integration von (2.45) über die Schichtdicke.

$$\mu_{eff} = \frac{\langle B \rangle}{\mu_0 H} = \frac{\mu \langle H \rangle}{h_0 e^{i\omega t}} = \frac{\mu}{h_0 e^{i\omega t}} \frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} H(t, z) dz \quad (2.48)$$

$$\mu_{eff} = \frac{\mu}{i\lambda \frac{d}{2}} \cdot \frac{e^{i\lambda \frac{d}{2}} - e^{-i\lambda \frac{d}{2}}}{e^{i\lambda \frac{d}{2}} + e^{-i\lambda \frac{d}{2}}} = \frac{\mu}{i\lambda \frac{d}{2}} \tanh\left(i\lambda \frac{d}{2}\right) \quad (2.49)$$

μ ist die relative magnetische Permeabilität des Schichtmaterials.

Die effektive Permeabilität der Schicht wird in der Regel in einer komplexen Form

$\mu_{eff} = \mu'_{eff} - i\mu''_{eff}$ dargestellt.

(2.50)

$$\mu'_{eff} = \frac{\mu\delta}{d} \frac{\left(\sinh \frac{d}{\delta} + \sin \frac{d}{\delta}\right)}{\left(\cosh \frac{d}{\delta} + \cos \frac{d}{\delta}\right)} \quad \mu''_{eff} = \frac{\mu\delta}{d} \frac{\left(\sinh \frac{d}{\delta} - \sin \frac{d}{\delta}\right)}{\left(\cosh \frac{d}{\delta} + \cos \frac{d}{\delta}\right)}$$

Die entsprechenden Abhängigkeiten der Real- und Imaginärteile der komplexen Permeabilität von der Frequenz nach (2.50) sind in Abbildung 2.16 dargestellt.

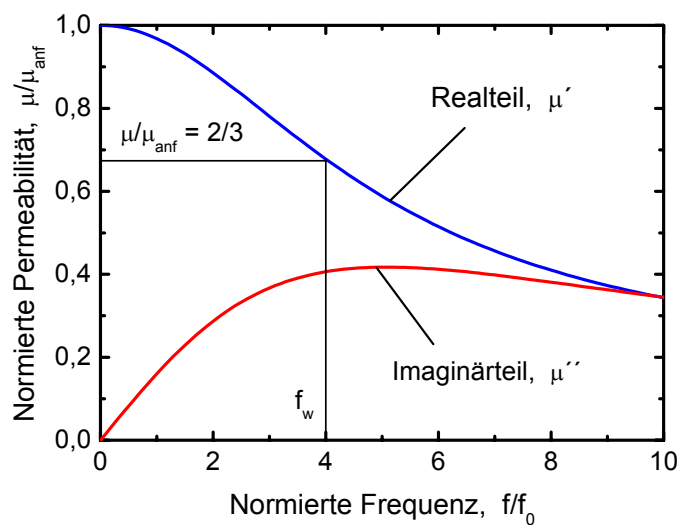


Abb. 2.16: Real- und Imaginärteil der komplexen Permeabilität in Abhängigkeit der Frequenz.

Die Real- und Imaginärteile der komplexen Permeabilität sowie die Frequenz sind in einer normierten Form dargestellt. Die Größe μ_{anf} ist die sogenannte statische oder Anfangspermeabilität. Die charakteristische Frequenz $f_0 = \frac{\rho}{\pi \cdot \mu_0 \cdot \mu \cdot d^2}$ fasst die wichtigsten

Parameter zusammen, die die Abschirmstromverluste beeinflussen.

Für die Abschätzung des Frequenzbereiches, in dem eine dünne Schicht durch kleine Abschirmstromverluste gekennzeichnet wird dient die Wolman'sche Grenzfrequenz.

$$f_w = \frac{4\rho}{\pi \cdot \mu_0 \cdot \mu \cdot d^2} \quad (2.51)$$

Sie ist als die Frequenz definiert, bei der der Realteil der Permeabilität um den Faktor 1/3 abklingt ($\mu/\mu_{anf} = 2/3$).

2.2.2 Ferromagnetische Resonanz

Die ferromagnetische Resonanz zeichnet sich dadurch aus, dass beim Erreichen einer bestimmten Frequenz (der sogenannten ferromagnetischen Resonanzfrequenz) die Energiedissipation im Material um ein Vielfaches wächst und es zu einer Resonanzabsorption der elektromagnetischen Energie kommt. Der Ursprung der ferromagnetischen Resonanz liegt in der gyromagnetischen Eigenschaft der Elektronenspins der Materialatome. Ein Elektron, das sich in einem magnetischen Feld H befindet, reagiert auf eine plötzliche Feldrichtungsänderung mit einer Präzessionsbewegung seines Spinvektors um die neue Lage des Feldvektors. Dieser Präzessionsbewegung entspricht die Larmorsche Frequenz $\omega_L = \frac{e}{m} H$, die für den Fall eines Atoms mit mehreren Elektronen eine andere Form annimmt

$$\omega_L = \frac{g}{2} \frac{e}{m} H \quad (2.52).$$

g ist der Lande-Faktor.

Auf der Basis von Gleichung (2.52) führt man analog zu einzelnen Atomen einen phenomenologischen Ausdruck für die Larmorsche Frequenz

$$\omega_L = \gamma \cdot H \quad (2.53)$$

eines makroskopischen Körpers ein. γ ist das gyromagnetische Verhältnis, das die Beziehung zwischen dem magnetischen Moment und dem zugehörigen Drehimpuls darstellt. Die Entstehung der ferromagnetischen Resonanz in einem magnetischen Körper kann dann durch

folgendes Model illustriert werden. In einem homogen magnetisierten Objekt, dessen Magnetisierungsrichtung M parallel zum äußeren Feld H liegt, verursacht eine plötzliche Änderung der Feldrichtung eine gyromagnetische Reaktion des Magnetisierungsvektors. Die Auslenkung der Magnetisierung aus der Gleichgewichtslage bewirkt eine Präzession des Magnetisierungsvektors um die neue Achse der Feldrichtung mit der Frequenz (2.53). Unter dem Einfluss der Dämpfung klingt die Präzessionsbewegung innerhalb der Relaxationszeit τ ab. Der Magnetisierungsvektors führt dabei eine spiralförmige Bahn (Abb. 2.17) aus.

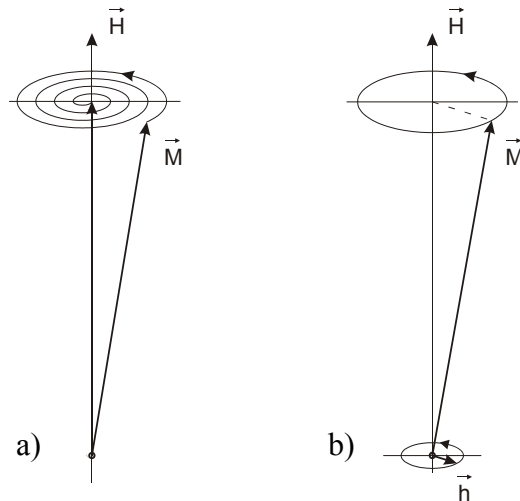


Abb. 2.17: Präzessionsbewegung des Magnetisierungsvektors M im konstanten Feld H unter dem Einfluss der Dämpfung: a) ohne äußeres Wechselfeld, b) im äußeren zirkular polarisierten magnetischen Wechselfeld h .

Die Präzession verläuft kontinuierlich wenn sie von einem zirkular polarisierten Hochfrequenzfeld h , das senkrecht zum äußerem Feld mit einer Frequenz nahe der Eigenfrequenz ω rotiert aufrechterhalten wird. Ein Teil der Energie des Hochfrequenzfeldes wird dabei vom Körper aufgenommen und für die Überwindung der Dämpfung verbraucht. Es kommt zu einer starken Absorption der elektromagnetischen Energie – *ferromagnetische Resonanz*.

Die ferromagnetische Resonanz wurde zuerst von Landau und Lifschitz [16] als eine direkte Folge der Form der L-L-Gleichung (2.38) vorhergesagt und später von Griffiths [17] experimentell bestätigt. Die Bewegungsgleichung der Magnetisierung ist nichtlinear und kann analytisch nur für einfache Fälle unter der bestimmten Annahmen gelöst werden. Unter Vernachlässigung der magnetischen Anisotropie und Dämpfung erhält man für einen homogen magnetisierten Körper dessen Magnetisierung parallel zum äußerem statischen Feld H_0 entlang der z – Richtung liegt und auf den ein Hochfrequenzfeld $h = h_0 e^{i\omega t}$ in x – Richtung einwirkt (Abb. 2.18) folgende Lösung der L-L-Gleichung:

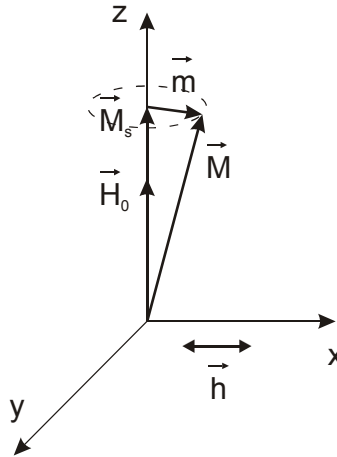


Abb. 2.18: Graphische Darstellung der Magnetisierungsdynamik eines homogen magnetisierten Körpers mit einem „inneren“ effektiven Feld H_0 unter dem Einfluss eines äußeren linear polarisierten magnetischen Wechselfeldes h .

Die dynamische Magnetisierung ist proportional zum äußerem HF-Feld

$$m_x = \chi_x \cdot h_x, \quad m_y = i \cdot \chi_y \cdot h_x \quad (2.54)$$

mit der Suszeptibilitäten

$$\chi_x = \frac{M_s}{H_0} \frac{\omega_R^2}{\omega_R^2 - \omega^2}, \quad \chi_y = \frac{M_s}{H_0} \frac{\omega_R \omega}{\omega_R^2 - \omega^2} \quad (2.55).$$

Die Komponenten der Suszeptibilität χ_x, χ_y beinhalten die Resonanzfrequenz $\omega_R = \gamma \cdot H_0$. Bei Erreichen dieser Resonanzfrequenz ($\omega = \omega_R$) gehen sie gegen unendlich (Abb. 2.19). Der Quotient $\frac{M_s}{H_0}$ bestimmt die Anfangsuszeptibilität χ_{anf} d.h. die Suszeptibilität im statischen Fall.

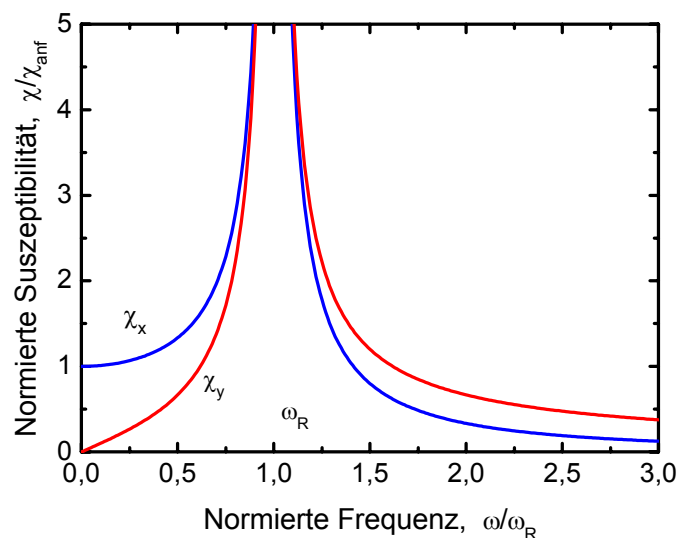


Abb. 2.19: Frequenzverlauf der Suszeptibilität χ_x und χ_y bei $\alpha = 0$. (ohne Dämpfung).

Wenn die Präzession gedämpft ist ($\alpha \neq 0$) werden die Komponenten der Suszeptibilität komplex $\chi = \chi' + i\chi''$ und bleiben endlich (Abb. 2.20).

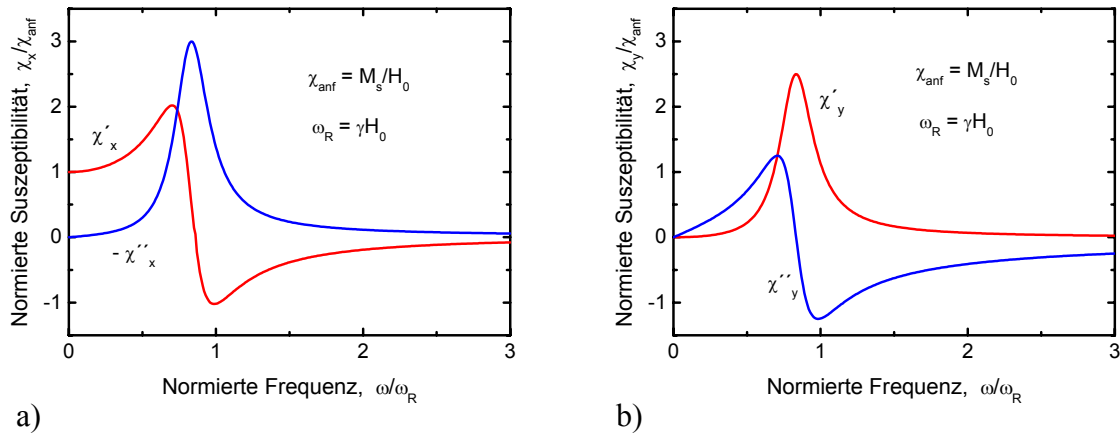


Abb. 2.20: Frequenzverlauf der Real- und Imaginärteile der Suszeptibilität χ_x a) und χ_y b) für $\alpha = 0,2$ (mit Dämpfung). (Vgl. Gl. 2.55)

Die Real- und Imaginärteile der Suszeptibilitäten weisen einen unterschiedlichen Frequenzverlauf auf, wobei der Imaginärteil bei Resonanz ein Maximum besitzt und der Realteil durch Null geht.

Smit und Beljers Beziehung für die Resonanzfrequenz

Die oben aufgeführte Beschreibung der ferromagnetischen Resonanz gilt für einen einfachen Fall, bei dem das effektive Feld dem äußeren Feld gleicht und keine weitere Komponenten besitzt. In realen Systemen mit mehreren Beiträgen zum effektiven Feld wird die analytische Lösung der L-L-Gleichung sehr aufwendig. Für diesen Fall haben Smit und Beljers [18] eine andere Methode entwickelt, die ferromagnetische Resonanzfrequenz direkt zu ermitteln ohne die L-L-Gleichung zu lösen.

$$\left(\frac{\omega_R}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M_s^2 \sin^2 \vartheta} \left(\frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} - \left(\frac{\partial^2 f}{\partial \varphi \partial \theta} \right)^2 \right) \quad (2.56)$$

f ist die freie Energiedichte, ν und φ sind die entsprechenden Polar- und Azimutwinkel des Polarkoordinatensystems (Abb. 2.2).

Aus der Gleichgewichts-Resonanz-Bedingung von Smit und Beljers (2.56) kann man die Resonanzfrequenz für komplexe Systeme berechnen, wenn z.B. verschiedene

Entmagnetisierungs-, Oberflächen- und Grenzflächenanisotropien, sowie die kristalline Anisotropien vorhanden sind.

2.2.2.1 Einfluss der Form und Abmessungen

In der bisherigen einfachen Betrachtung der ferromagnetischen Resonanz wurden die magnetischen Anisotropien vernachlässigt. Für realistische Modelle müssen die unterschiedlichen Anisotropien berücksichtigt werden, insbesondere die Formanisotropie. Sobald die Probe endliche Abmessungen besitzt entsteht aufgrund der Formanisotropie ein Entmagnetisierungsfeld, das die Magnetisierungsdynamik und die Resonanzbedingungen stark beeinflusst. Die erste Beschreibung der ferromagnetischen Resonanz in Abhängigkeit von der Form der Probe wurde von Kittel [19] gegeben. Für einen homogen magnetisierten Ellipsoiden, dessen Hauptachsen mit den Achsen des Koordinatensystems übereinstimmen (Abb. 2.21), lässt sich die ferromagnetische Resonanzfrequenz aus der Lösung der Bewegungsgleichung der Magnetisierung (2.38) ableiten.

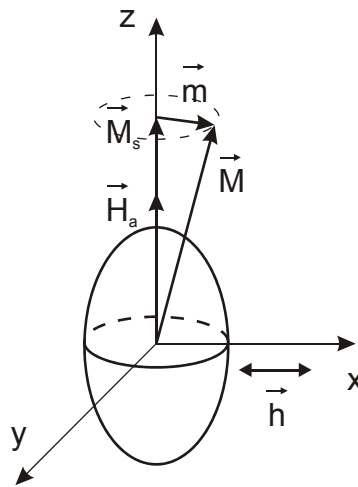


Abb. 2.21: Graphische Darstellung der Magnetisierungsdynamik eines homogen magnetisierten Ellipsoids mit einer uniaxialen Anisotropie H_a unter dem Einfluss eines linear polarisierten magnetischen Wechselfeldes h .

Die Probe befindet sich in einem entlang der x-Achse wirkenden äußeren magnetischen Wechselfeld \bar{h} und besitzt eine uniaxiale Anisotropie \bar{H}_a in der Richtung der z-Achse. Sie ist homogen und bis zur Sättigung in Richtung der uniaxialen Anisotropie magnetisiert. Das effektive Magnetfeld besteht somit aus drei Komponenten: $\bar{H}_{eff} = \bar{h} + \bar{H}_a + \bar{H}_D$, wobei das Entmagnetisierungsfeld $\bar{H}_D = -N \cdot \bar{M}$ im Inneren des Ellipsoids homogen ist und sich mithilfe eines Entmagnetisierungstensor $N = (N_x, N_y, N_z)$, $N_x + N_y + N_z = 1$, beschreiben lässt.

Aus der Lösung der linearisierten Landau-Lifschitz-Gleichung bekommt man für die wichtigsten Parameter folgende Beziehungen [20], die für die Beschreibung der Magnetisierungsdynamik benötigt werden:

Kittel'sche ferromagnetische Resonanzfrequenz

$$f_R = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H_a + (N_x - N_y) \cdot M_s) \cdot (H_a + (N_z - N_y) \cdot M_s)} \quad (2.57),$$

Anfangspermeabilität ($f = 0$)

$$\mu_{anf}^x = 1 + \frac{M_s}{H_a + (N_x - N_y) \cdot M_s}; \quad \mu_{anf}^z = 1 + \frac{M_s}{H_a + (N_z - N_y) \cdot M_s} \quad (2.58)$$

und deren Zusammenhang in allgemeiner Form

$$(\mu_{anf}^x - 1) \cdot (\mu_{anf}^z - 1) \cdot f_R^2 = \left(\frac{\gamma}{2\pi} M_s \right)^2 \quad (2.59).$$

Zusammen mit dem Ausdruck (2.51) für die Wolman'sche Grenzfrequenz der Abschirmströme verbinden diese Formeln die Materialeigenschaften und geometrische Form ferromagnetischer Objekte mit ihrem Magnetisierungsverhalten bei Hochfrequenz.

Die Gleichung (2.59) bestimmt die maximale Resonanzfrequenz und Anfangspermeabilität, die in einem ferromagnetischen Material bestimmter Geometrie erreicht werden kann. Dadurch kann man einschätzen, in welchem Frequenzbereich ein ferromagnetisches Material mit bestimmten Materialeigenschaften eingesetzt werden kann.

Man unterscheidet in diesem Zusammenhang zwei Spezialfälle, die aus der Beziehung (2.59) abgeleitet werden können. Den Snoek'schen Limit für massive Materialien und den Kittel'schen Limit für dünne Schichten. Die entsprechenden HF-Charakteristika sind in der Tabelle 2.1 zusammengefasst.

massives Material mit kugelförmigen Kristalliten	$N_x = 1/3$ $N_y = 1/3$ $N_z = 1/3$	$f_R = \frac{\gamma}{2\pi} H_a$	$\mu_{anf}^x = \mu_{anf}^z = \mu_{anf}$ $\mu_{anf} = 1 + \frac{M_s}{H_a}$	Snoek $(\mu_{anf} - 1) \cdot f_R = \frac{1}{3} \frac{\gamma}{2\pi} M_s$
dünne Schicht	$N_x = 0$ $N_y = 0$ $N_z = 1$	$f_R = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_a \cdot M_s}$	$\mu_{anf}^x = 1 + \frac{M_s}{H_a}$ $\mu_{anf}^z = 2$	Kittel $(\mu_{anf} - 1) \cdot f_R^2 = \left(\frac{\gamma}{2\pi} M_s \right)^2$

Tab. 2.1: Resonanzfrequenz, Anfangspermeabilität und die limitierenden Beziehungen für ein massives Materialien mit kugelförmigen Kristallinen (Snoek) und eine unendlich ausgedehnte dünne Schicht (Kittel).

Durch den Vergleich dieser speziellen Grenzfälle stellt man fest, dass im Gegensatz zu massiven Materialien in dünnen Schichten eine wesentlich höhere Resonanzfrequenz bei gleicher Anfangspermeabilität erreicht werden kann (Abb. 2.22). Damit stellt eine dünne Schicht die bestmögliche Geometrie für Hochfrequenzanwendungen dar.

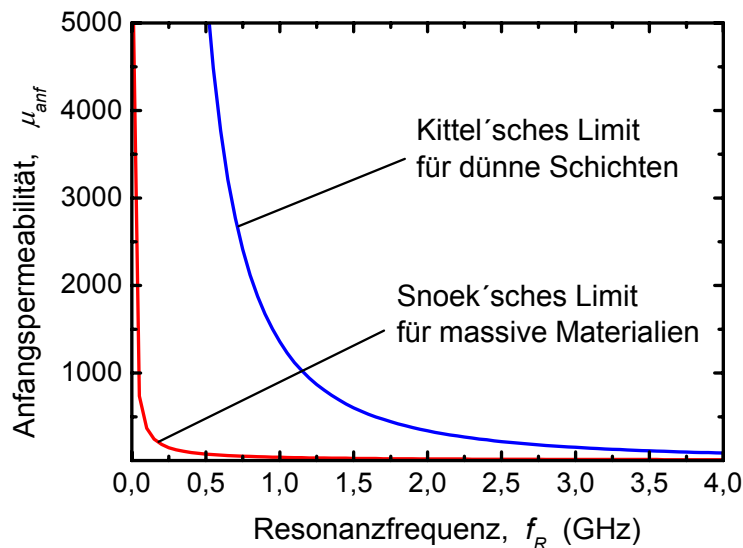


Abb. 2.22: Zusammenhang zwischen der Resonanzfrequenz und der Anfangspermeabilität nach Snoek (massives Material) und Kittel (dünne Schicht). $\mu_0 M_s = 1,1$ T.

Für eine dünne Schicht werden die Resonanzfrequenz und die Anfangspermeabilität im wesentlichen durch die uniaxiale Anisotropie H_a bestimmt. Eine genaue Beschreibung der Magnetisierungsdynamik in dünnen Schichten unter Berücksichtigung der ferromagnetischen Resonanz und der Wirbelströme wird im Abschnitt 4.1 gegeben.

2.2.2.2 Einfluss der magnetischen Domänenstruktur

Das Kittel'sche Model beschreibt die Magnetisierungsdynamik eines homogen magnetisierten Ellipsoiden. Wenn das betrachtende Objekt eine nicht ellipsoidale Form besitzt, wird das Entmagnetisierungsfeld inhomogen. Außerdem ist die Näherung für einen homogen magnetisierten Körper nur dann zulässig, wenn der Körper sich in einem äußeren magnetischen Feld befindet, das stark genug ist, um ihn zu sättigen. Ein freier ferromagnetischer Körper ändert seine magnetische Mikrostruktur in Abhängigkeit von seinen Abmessungen und magnetischen Anisotropien, die in ihm wirken (Abschnitt 2.1.4). Bis zu einer bestimmten Größe, die im Bereich der charakteristischen Domänenwandbreite W liegt, enthält ein ferromagnetischer Körper keine Domänenwände (Abb. 2.23.)

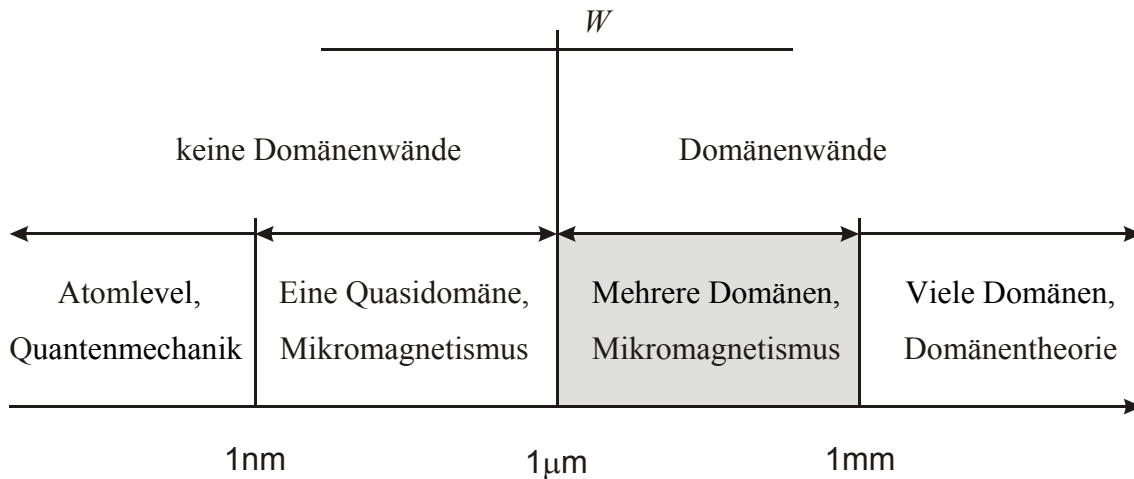


Abb. 2.23: Existenzbereiche der Domänen und Domänenwende eines ferromagnetischen Körpers in Anhängigkeit seiner Abmessungen und entsprechende Ansätze zur Berechnung seiner Magnetisierungsdynamik.

Die Berechnung der Magnetisierungsdynamik eines solchen Körpers erfolgt auf der Basis der mikromagnetischen Theorie kontinuierlicher Veränderungen des klassischen Magnetisierungsvektors. Dabei wird zuerst die statische Gleichgewichtsverteilung der Magnetisierung durch die Minimierung der gesamten magnetischen Energie bestimmt und dann die entsprechende Landau-Lifschitz-Gleichung in jedem Punkt des Körpers gelöst. Der Anwendungsbereich des Mikromagnetismus ist einerseits auf Systeme mit solchen Abmessungen begrenzt, bei denen keine atomaren und molekularen magnetischen Momente berücksichtigt werden müssen ($< 1 \text{ nm}$). Besteht ein ferromagnetisches Objekt aus mehreren Domänen ($> 1 \text{ µm}$), so hat dieses eine sehr komplexe Magnetisierungsverteilung und ein Magnetisierungsverhalten, das nicht nur von seiner Form, sondern viel mehr von seiner Domänenstruktur abhängt. Dies hat zu Folge, dass für eine korrekte mikromagnetische Beschreibung der Magnetisierungsdynamik eines ferromagnetischen Objektes mit den Abmessungen $> W$ ein erheblicher rechnerischer Aufwand benötigt wird. Zum heutigen Zeitpunkt liegen die Abmessungen der mikromagnetischen Systeme, die mithilfe von Computersimulationen berechnet werden können im Bereich von einigen µm .

Zur Berechnung der Magnetisierungsdynamik von Mehrdomänen-Systemen mit Abmessungen im Bereich von einigen µm bis einigen mm gibt es keine geeigneten Methoden. Größere Objekte, die aufgrund ihrer Abmessungen ($> 1 \text{ mm}$) sehr viele Domänen enthalten, können nur durch statistische Methoden wie Domänenverteilungsfunktionen, oder empirische Modelle der magnetischen Phasen und Texturen in bestimmten Fällen beschrieben werden.

2.3 Magnetische Werkstoffe für die Hochfrequenztechnik

Die theoretischen Grundlagen der Magnetisierungsdynamik bei Hochfrequenz, die im vorangegangenen Kapitel beschrieben wurden, dienen als Basis für die Auswahlkriterien der HF-Tauglichkeit von magnetischen Materialien. Dabei wird festgestellt, welchen Einfluss die statischen Eigenschaften wie die Sättigungspolarisation, das Koerzitivfeld, das Anisotropiefeld sowie der spezifische elektrische Widerstand auf die dynamischen Eigenschaften wie die frequenzabhängige Permeabilität und Wechselfeldverluste haben.

Der spezifische elektrische Widerstand ist mit den Wirbelstromverlusten durch die Wolman'sche Grenzfrequenz (2.51) verbunden. Um diese Verluste bei einer bestimmten Frequenz klein zu halten, benötigt man entweder sehr dünne Schichten oder einen hohen spezifischen Widerstand. Der Weg der Schichtdickenreduzierung ist für die meisten HF-Anwendungen begrenzt. Daher benötigt man magnetische Materialien mit hohem spezifischen elektrischen Widerstand. Der Einfluss der Sättigungspolarisation auf die HF-Eigenschaften ist ebenso ausschlaggebend. Je höher die Sättigungspolarisation, desto größer ist die Anfangspermeabilität und desto effektiver die feldverstärkende Wirkung des Materials (2.58). Das Feld der uniaxialen Anisotropie ist ein Parameter, der Vorteile aber auch Nachteile mit sich bringt. Einerseits erhöht ein größer werdendes Anisotropiefeld die ferromagnetische Resonanzfrequenz, andererseits sinkt dabei die Anfangspermeabilität (2.57), (2.58). Dieses Verhalten führt dazu, dass das induzierte Anisotropiefeld entsprechend der erforderlichen Anfangspermeabilität und des Arbeitsfrequenzbereiches angepasst werden muss. Im Gegensatz zu anderen Parametern, deren Einfluss sich auf die HF-Eigenschaften der magnetischen Materialien quantitativ bestimmen lässt, erlaubt das Koerzitivfeld nur eine qualitative Aussage. Die allgemeine Funktionalität der elektronischen Komponenten, deren Arbeitsfrequenzen in der HF-Technik heutzutage im MHz- bis GHz-Frequenzbereich liegen, hängt in der Regel mit dem Wert der Wechselfeldenergieverluste zusammen. Bei magnetischen Materialien sind die Energieverluste vor allem mit der Ummagnetisierung des Materials im elektromagnetischen Wechselfeld verbunden. Das Maß der Ummagnetisierungsverluste ist das Koerzitivfeld, das u.a. auch als Kriterium der magnetischen Weichheit des Materials und dessen Hochfrequenztauglichkeit dient. Das Koerzitivfeld selbst hängt von vielen Parametern wie z.B. die kristalline Struktur, die Zusammensetzung oder von intrinsischen Eigenspannungen ab. Im allgemeinen gilt: je kleiner das Koerzitivfeld ist, desto kleiner sind die Wechselfeldverluste und desto besser die HF-Eigenschaften des magnetischen Materials.

Die thermische Stabilität der magnetischen Eigenschaften ist ein wichtiges Kriterium in Bezug auf die Kompatibilität der Materialien für die etablierten Herstellungsprozesse elektronischer Komponenten der Mikroelektronik (CMOS). Da die Temperaturen in CMOS-Prozessen der Halbleiterindustrie 400 bis 500 °C erreichen, dürfen die magnetischen Materialien ihre Eigenschaften bei diesen Temperaturen nicht verlieren.

Zusammenfassend muss ein magnetisches Material für Hochfrequenzanwendungen eine möglichst hohe Sättigungspolarisation, einen hohen spezifischen elektrischen Widerstand und ein möglichst kleines Koerzitivfeld besitzen. Gleichzeitig muss es möglich sein, ein hohes induziertes Anisotropiefeld $\mu_0 H_a$ von einigen mT in dieses Material kontrolliert einzuprägen. Außerdem müssen dessen gute HF-Eigenschaften bis mindestens 400 °C stabil bleiben.

2.3.1 Hochfrequenztaugliche magnetische Materialien

Entsprechend diesen Anforderungen wurde eine Literaturrecherche durchgeführt um die HF-relevanten Eigenschaften bekannter weichmagnetischer Materialien zu vergleichen und zu analysieren. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Recherche sind im folgenden Abschnitt zusammengefasst. Die Materialübersicht beschränkt sich überwiegend auf die mittels der Dünnschichttechnologie hergestellten Schichten, in denen die uniaxiale Anisotropie durch die Abscheidung in einem statischen Magnetfeld oder eine Wärmebehandlung im Magnetfeld induziert wurde.

Bei weichmagnetischen Materialien, die ein kleines Koerzitivfeld besitzen und bei Hochfrequenz eingesetzt werden können, unterscheidet man drei große Gruppen, die sich im wesentlichen durch den kristallinen Zustand unterscheiden.

Zur ersten Gruppe gehören die weichen ferrimagnetischen Oxide wie Granate, Spinelle und Hexaferrite sowie die Ni-Fe Permalloy-Legierungen. Beide Materialtypen besitzen eine ausgeprägte kristalline Struktur. Die Ni-Fe Materialien in Permalloy-Zusammensetzung (20 At. % Fe und 80 At. % Ni) weisen zwar aufgrund der sehr kleinen kristallinen Anisotropie $K_1 \approx 0$ ein kleines Koerzitivfeld ($0,01 < \mu_0 H_c < 0,05$ mT) auf, sind aber gute elektrische Leiter ($\rho \approx 0,2-0,5 \mu\Omega \cdot \text{m}$) [21]. Die ferrimagnetischen Oxide besitzen dagegen einen sehr großen spezifischen Widerstand $\rho > 10^{-1} \Omega \cdot \text{m}$, haben aber eine kleine Sättigungspolarisation $\mu_0 M_s < 0,6$ T, eine starke kristalline Anisotropie und ein relativ hohes Koerzitivfeld $\mu_0 H_c > 2$ mT [22]. Aus der Sicht der HF-Tauglichkeit lassen sich die Permalloy-Materialien keine genügend starke uniaxiale Anisotropie einprägen [21, 23] und erreichen nur

ferromagnetische Resonanzfrequenzen von etwa 0,6 GHz. Weiche ferrimagnetische Oxide sind aufgrund ihrer hohen Herstellungstemperaturen von $T > 500\text{ }^{\circ}\text{C}$ [24], der hohen Verluste im unteren GHz-Frequenzbereich [25] und der kleiner Sättigungspolarisation für HF-Anwendungen ebenfalls wenig geeignet.

Die Zweite Gruppe der weichmagnetischen Materialien stellen die amorphen, metallischen Legierungen dar. Die amorphen ferromagnetischen Metallgläser auf der Basis von Fe(Co)-B, [26, 27, 28], Fe-Si [29], Fe-Co-Zr [30] Legierungen zeichnen sich durch ein kleines Koerzitivfeld ($0,05 < \mu_0 H_c < 0,2\text{ mT}$) und hohe Sättigungspolarisationen von bis 1,8 T aus [31]. Aufgrund ihrer speziellen Struktur und der gezielten Auswahl der Legierungselemente ist in diesen Materialien das Einprägen einer starken uniaxialen Anisotropie möglich. Mittels der Abscheidung im Magnetfeld mit anschließender Wärmebehandlung im Magnetfeld konnte in amorphen Fe-Co-B-Si-Schichten eine starke uniaxiale Anisotropie von 12 mT und eine Resonanzfrequenz von 4,3 GHz erreicht werden [31].

Trotz ihren guten HF-Eigenschaften ist das Einsetzen der amorphen weichmagnetischen Materialien in bestehende Herstellungsprozesse der Halbleiterindustrie nur bedingt möglich. Die größte Einschränkung hier ist ihre metastabile Struktur, die nur bis zu Temperaturen von ca. $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ erhalten bleibt.

Eine erfolgsversprechende Alternative stellen in diesem Zusammenhang nanokristalline ferromagnetische Schichtmaterialien dar, die eine Stellung zwischen den kristallinen und den amorphen Materialien einnehmen. Diese Gruppe magnetischer Schichtmaterialien, die in der letzten Zeit intensiv entwickelt wird, vereinigt die „magnetische Weichheit“ amorpher Metallgläser und die thermische Stabilität kristalliner Materialstruktur. Die Ursache dafür liegt nach heutigem Kenntnisstand in der nanokristallinen Struktur mit besonders kleinen Korngrößen ($d < 20\text{ nm}$). Sie sind kleiner als die Länge der ferromagnetischen Austauschwechselwirkung. Bei diesen Bedingungen überwiegt die ferromagnetische Austauschwechselwirkung gegenüber der magnetokristallinen Anisotropie des Schichtmaterials, wodurch das Material deutlich weicher wird [5, 6 sowie Unterkapitel 2.1.3]. Die nanokristalline Struktur wird gebildet, wenn sich bei der Nukleation sehr viele Kristallkeime bilden und bei Kristallisation Kristallite am Wachsen gehindert werden. Solches Nukleations- und Kristallisationsverhalten kann nur durch ein gezieltes Legierungsdesign und spezielle Herstellungsbedingungen erreicht werden. Die Schichten werden in der Regel zuerst im amorphen Zustand abgeschieden und dann wärmebehandelt. Bei der Wärmebehandlung bildet sich die nanokristalline Struktur.

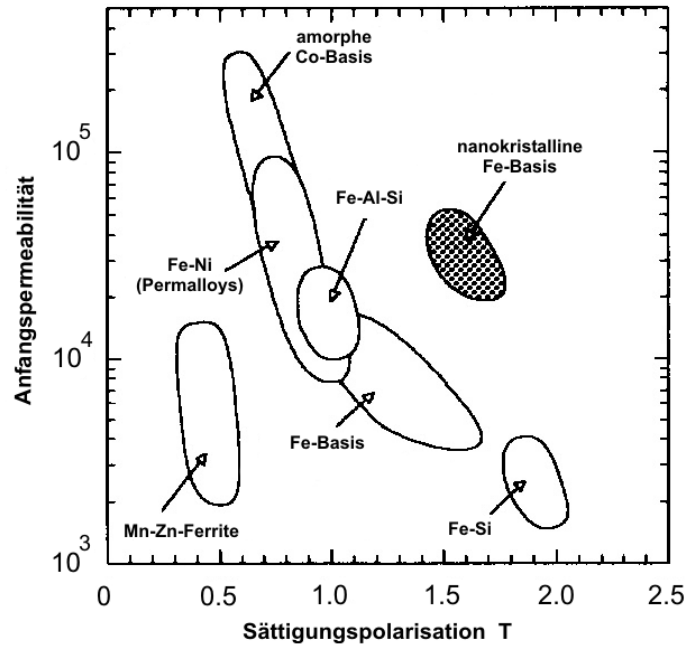


Abb. 2.24: Magnetische Eigenschaften verschiedener Materialsysteme [32].

Die ersten weichmagnetischen thermisch stabilen nanokristallinen Materialien wurden auf der Basis von Fe-Si-B [33] und Fe-Zr-B [34] -Legierungen entwickelt. Heutzutage repräsentieren unterschiedliche Fe-Cu-(Zr,Nb)-B („Nanoperm“) [34], Fe-Cu-(Zr,Nb)-B-Si („Finemet“) [33] sowie Fe-Co-Cu-(Zr,Nb)-B („Hitperm“) [35] Materialien den Stand der Technik und werden i. d. R. schmelzmetallurgisch als Folien und Bänder hergestellt. Eine andere Klasse der nanokristallinen Materialien, die gerade in den letzten Jahren intensiv erforscht wurden, stellen (Fe,Co)-(Al,Ta,Cr,Ti,Hf)-(N,O) Materialien dar. Diese erfolgsversprechende Materialien werden aufgrund ihrer Zusammensetzung mittels der reaktiven PVD-Schichtabscheidung hergestellt.

2.3.2 Oxidische nanokristalline Materialien

Fe-Hf-O-Schichten wurden in den Zusammensetzungen $\text{Fe}_{55-82}\text{Hf}_{7-22}\text{O}_{10-34}$ At. % [32, 36] untersucht. Sie zeigen eine Sättigungspolarisation von $J_s = 1,3$ T, [36] einen spezifischen elektrischen Widerstand von $\rho = 5-9 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$ [32] und ein Koerzitivfeld von $\mu_0 H_c = 0,2-0,5$ mT [36]. Das Feld der uniaxialen Anisotropie $\mu_0 H_a$, die durch das Abscheiden im Magnetfeld induziert wurde, erreicht 1,3 mT, was sich in der Anfangspermeabilität $\mu_{anf} = 1400$ und entsprechender Resonanzfrequenz von $f_R = 1,1$ GHz äußert.

Fe-Cr-O und Co-Cr-O Schichten weisen Sättigungspolarisationen von $J_s \approx 1,4$ T und $J_s \approx 1,18$ T, einen spezifischen Widerstand von $\rho \approx 3 \cdot 10^{-6}$ und $\rho \approx 4 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$ sowie

Koerzitivfelder von $\mu_0 H_c = 0,15$ und $\mu_0 H_c \approx 0,18$ mT auf [37, 38]. Die uniaxiale Anisotropie nach dem Abscheiden in einem Magnetfeld beträgt $\mu_0 H_a \approx 0,9$ mT für Fe-Cr-O- und $\mu_0 H_a \approx 8$ mT für Co-Cr-O-Schichten. Dementsprechend erreicht die Anfangspermeabilität μ_{anf} einen Wert von 1470 und die Resonanzfrequenz f_R einen Wert von 1,0 GHz für Fe-Cr-O-Schichten. Für Co-Cr-O-Schichten wurden Werte von $\mu_{anf} = 141$ und $f_R = 2,9$ GHz erzielt.

Die Materialkombination Fe-Al-O ist aufgrund einer hohen thermischen Stabilität besonderes interessant [39]. In den bislang durchgeführten Arbeiten wurden Schichten mit der Zusammensetzungen $\text{Fe}_{65-95,9}\text{Al}_{19-1,5}\text{O}_{21,6-2,6}$ At. % [40, 41, 42] und $\text{Fe}_{50-70}\text{Al}_{19-11}\text{O}_{31-19}$ [39] hergestellt. Schichten mit niedrigerem Fe-Gehalt [39] sind weniger interessant, da sie über eine geringe Sättigungspolarisation ($J_s = 1$ T) verfügen. Schichten mit hohem Fe-Gehalt [40, 41, 42] besitzen nach der Wärmebehandlung bei 430-450 °C gute weichmagnetische Eigenschaften. Ihre Sättigungspolarisation J_s liegt zwischen 1,8 und 2,0 T [42], der spezifische elektrische Widerstand ρ bei $(0,51-0,87) \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$ [40, 41] und das Koerzitivfeld $\mu_0 H_c$ bei etwa 0,06 mT [42]. Diese Schichten weisen eine typische nanokristalline Struktur mit in einer amorphen Matrix eingebetteten Fe-Kristalliten auf. Die induzierte uniaxiale Anisotropie $\mu_0 H_a$ beträgt für $\text{Fe}_{88,5}\text{Al}_{3,5}\text{O}_8$ -Schichten ca. 0,4 mT. Die Anfangspermeabilität μ_{anf} erreicht einen Wert von 4600 [40, 42].

Co-Al-O-Schichten weisen einen hohen spezifischen Widerstand von bis $(5-10) \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$ [43] auf. Diese Schichten besitzen eine Sättigungspolarisation J_s von 1 T, ein Koerzitivfeld $\mu_0 H_c$ von 0,5 mT [43] und ein starkes Anisotropiefeld $\mu_0 H_a$ von ungefähr 8 mT, das während des Abscheidens im Magnetfeld induziert wurde.

Eine Zusammenfassung der HF-relevanten Eigenschaften oxidischer Materialien ist in der Tabelle 2.2 dargestellt.

Material	J_s [T]	ρ [$\mu\Omega \cdot \text{m}$]	$\mu_0 H_c$ [mT]	$\mu_0 H_a$ [mT]	μ_{anf}	f_R [GHz]
$\text{Fe}_{62}\text{Hf}_{11}\text{O}_{27}$ [36]	1,3	4,1	0,2	1,3	1000	1,1
$\text{Fe}_{80}\text{Cr}_7\text{O}_{13}$ [37]	1,4	3	0,15	0,9	1470	1,0
$\text{Fe}_{88,5}\text{Al}_{3,5}\text{O}_8$ [42]	1,8	0,66	0,06	0,4	4600	0,8
$\text{Co}_{77}\text{Cr}_9\text{O}_{14}$ [38]	1,18	3,26	0,18	8	141	2,9
$\text{Co}_{56}\text{Al}_{10}\text{O}_{34}$ [43]	0,95	10,9	0,51	7,9	125	2,45

Tab. 2.2: Übersicht der magnetischen Eigenschaften oxidischer Materialien.

Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen von oxidischen Materialien ergeben deutliche Unterschiede zwischen Materialien auf Fe- und Co-Basis. Fe-basierte Materialien besitzen eine hohe Sättigungspolarisation und ein kleines Koerzitivfeld, während sich die Co-basierte Materialien durch einen hohen elektrischen Widerstand und eine starke uniaxiale Anisotropie auszeichnen. Diese Unterschiede der wichtigsten Materialeigenschaften machen die quaternären Fe-Co-Me-O-Materialien daher besonders interessant. Hier besteht die Möglichkeit, die gewünschten Eigenschaften durch eine gezielte Mischung von Fe und Co zu erreichen. Informationen über solche Materialsysteme liefern die Fe-Co-Al-O-Schichtmaterialien von Ohnuma und Mitautoren [44]. Die Schichten mit der Zusammensetzungen $(\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x})_{84-80}\text{Al}_{6-7}\text{O}_{10-13}$ At. % wurden im Magnetfeld abgeschieden und auf ihre magnetische Eigenschaften untersucht. Sie zeigen eine hohe Sättigungspolarisation von über 1,6 T in einem breiten Bereich von $x > 0,3$ des Fe/Co-Verhältnisses mit einem Maximum von $J_s \approx 2,0$ T bei $x \approx 0,7$. Der spezifische elektrische Widerstand $\rho = 2 \cdot 10^{-6} \Omega\text{-m}$ sowie das Koerzitivfeld $\mu_0 H_c \approx 0,5$ mT bleiben im Bereich $x > 0,3$ nahe zu konstant. Das Anisotropiefeld zeigt eine lineare Abhängigkeit vom Fe/Co-Verhältnis wobei für $x = 0$ (reines Co) ein maximaler Wert für $\mu_0 H_k$ von 9 mT erreicht wird und das Anisotropiefeld für $x = 1$ (reines Fe) nahezu verschwindet [44].

Von Ohnuma et. al. wurde die Leistungsfähigkeit der Fe-Co-Al-O-Materialien demonstriert. Allerdings blieb die uniaxiale Anisotropie, die durch das Abscheiden im Magnetfeld erzeugt wurde, nur bis Temperaturen von 300°C stabil. Angaben über das Verhalten der Anisotropie bei höheren Temperaturen sind nicht vorhanden. Aus diesem Grund sind weitere Untersuchungen dieses Materialsystems notwendig, da die beim Abscheiden eingeprägte uniaxiale Anisotropie während der späteren Wärmehandlung bei CMOS-Temperaturen zerstört werden kann.

2.3.3 Nitridische nanokristalline Materialien

Unterstützt durch die Entwicklung der weichmagnetischen Materialien mit hoher Sättigungspolarisation für Schreibköpfe von Festplatten wurden verschiedene nitridische Materialien untersucht. Diese Untersuchungen konzentrierten sich hauptsächlich auf das Fe-Ta-N-System. In einer Vielzahl von Arbeiten [45 - 56] wurden die magnetischen Eigenschaften wie die uniaxiale Anisotropie aber auch die thermische Stabilität dieser Materialien untersucht. Die Eigenschaften der Schichten variieren in Abhängigkeit des Ta- und N-Gehaltes. Für $(\text{Fe}_{97,4-94,6}\text{Ta}_{2,6-5,4})_{1-x}\text{N}_x$ -Schichten mit niedrigem Ta-Gehalt und

N-Gehalt $x < 15$ lag die Sättigungspolarisation J_s im Bereich von 1,7 bis 1,8 T, der spezifische Widerstand ρ bei 0,4 bis 0,9 $\mu\Omega\cdot\text{m}$ und das Koerzitivfeld μ_0H_c bei 0,3 bis 0,8 mT [49, 50]. Schichten mit größerem Ta-Gehalt $(\text{Fe}_{90}\text{Ta}_{10})_{1-x}\text{N}_x$ At. % zeigten eine Sättigungspolarisation J_s von 1,5 T und ein Koerzitivfeld μ_0H_c von 0,03 mT [47]. Während der Wärmebehandlung im Magnetfeld konnte ein Anisotropiefeld μ_0H_a von 0,4 bis 0,9 mT eingeprägt werden [50], und die Schichten zeigten eine gute thermische Stabilität bis über 300 °C [47, 51]. Die entsprechende Anfangspermeabilität und abgeschätzte Resonanzfrequenz waren $\mu_{anf} \approx 1600$ und $f_R \approx 1,0$ GHz.

Mit dem Ziel die uniaxiale Anisotropie in Fe-Ta-N-Systemen zu verstärken, wurden Multilagenschichten mit Ti [53] und SiO_2 -Zwischenschichten [54] sowie quaternäre Fe-Ta-Cr-N-Schichten hergestellt [57, 58]. Während die Multilagen keinen positiven Effekt auf die uniaxiale Anisotropie gezeigt haben, konnte in Cr-haltigen Schichten durch das Abscheiden im Magnetfeld eine starke uniaxiale Anisotropie μ_0H_a von 9 mT induziert werden.

In der Literatur findet man ebenfalls einige Arbeiten über Fe-Hf-N und Fe-Al-N Schichten. $\text{Fe}_{76,8-80,5}\text{Hf}_{8-9,1}\text{N}_{12,6-15,2}$ -Schichten besitzen eine Sättigungspolarisation J_s von 1,65 T, einen spezifischen Widerstand ρ von $0,8 \cdot 10^{-6} \Omega\cdot\text{m}$, ein Koerzitivfeld μ_0H_c von 0,1 mT, sowie die Anfangspermeabilität μ_{anf} von 1200 [59, 60]. Fe-Al-N Schichten [61] weisen eine Sättigungspolarisation von 1,8 T und ein Koerzitivfeld von 0,12 mT auf. Näheren Angaben über die erreichbare uniaxiale Anisotropie, Anfangspermeabilität und Resonanzfrequenz sind nicht bekannt. Die HF-relevanten Eigenschaften der bekannten nitridischen Materialien sind in der Tabelle 2.3 zusammengefasst.

Material	J_s [T]	ρ [$\mu\Omega\cdot\text{m}$]	μ_0H_c [mT]	μ_0H_a [mT]	μ_{anf}	f_R [GHz]
Fe-Hf-N [59]	1,65	0,8	0,1	1,3	1200	1,3
Fe-Al-N [61]	1,8		0,12			
Fe-Ta-N [47-51]	1,8	0,8	0,03	0,9	1600	1

Tab. 2.3: Übersicht der magnetischen Eigenschaften nitridischer Materialien.

Das Konzept der Fe-Co-Kombination in stickstoffhaltigen Materialien wurde an einem Fe-Co-Ta-N-System realisiert [62, 63]. Für die Schichten mit $\text{Fe}_{78}\text{Co}_8\text{Ta}_9\text{N}_5$ Zusammensetzung wurden folgende magnetische Eigenschaften erreicht:

Sättigungspolarisation J_s von 2,1 T, spezifischer elektrischer Widerstand ρ von $1 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$, Koeritivfeld $\mu_0 H_c$ von 0,3 mT. Ähnlich wie bei oxidischen Materialien zeigten die Fe-Co-Ta-N-Schichten eine Erhöhung der uniaxialen Anisotropie $\mu_0 H_a$ bis 2 mT. Dies lässt vermuten, dass die auf Fe-Co basierenden Materialien deutliche Vorteile bezüglich der uniaxialen Anisotropie gegenüber den rein auf Fe basierenden Materialien bringen können. Die thermische Stabilität der magnetischen Eigenschaften und der Verlauf der frequenzabhängigen Permeabilität in Abhängigkeit der Frequenz dieser erfolgsversprechenden Materialien müssen allerdings näher untersucht werden.

2.4 Grundlagen der Schichtabscheidung und des Schichtwachstums

Die Entwicklung neuer Materialien und Systeme mittels der Dünnschichttechnik ist einer der zentralen Punkte dieser Arbeit. Daher wird in diesem Kapitel kurz auf die Grundlagen der Abscheidung und des Wachstums der Schichten eingegangen. Dies ist notwendig für die Auswahl der richtigen Ausgangsparameter bei der Schichtherstellung und das Verständnis der Optimierungsstrategie (Kapitel 4.3) bei der Schichtentwicklung.

2.4.1 Schichtabscheidung

Die Klassifikation der Beschichtungsmethoden unterscheidet fünf Verfahrensgruppen, die für die Herstellung dünner Schichten relevant sind. Bei diesen Verfahrensgruppen handelt es sich um Beschichtungsmethoden, bei denen das Schichtmaterial in Form von Atomen, Molekülen, Ionen oder Clustern dem Substrat zugeführt wird. Es gibt die Verfahrensgruppen: Physikalische Gasphasenabscheidung (PVD^{*}), Chemische Gasphasenabscheidung (CVD^{**}), Plasmapolymersation sowie die chemische und elektrochemische Abscheidung.

Für die Herstellung dünner Schichten für optische, optoelektronische, magnetische und mikroelektronische Bauelemente eignen sich besonders die PVD-Verfahren, wie das Bedampfen, das Sputtern (Kathodenzerstäubung) und das Ionenplattieren. Alle drei Prozesse erfolgen im Vakuum und können als reaktive Prozesse ausgeführt werden, bei denen durch Einlassen eines Reaktivgases chemische Verbindungen des verdampften bzw. zerstäubten Materials mit dem Gas als Schicht abgeschieden werden.

Beim Bedampfungsverfahren wird das Material thermisch oder durch einen Elektronenstrahl verdampft und nahezu atomar (Ionisationsgrad ≈ 0) auf einem Substrat abgeschieden. Die Energie der auftreffenden Atome ist niedrig ($E \leq 0,3$ eV) und der Teilchenfluss verteilt sich nach einem Kosinus-Gesetz.

Das Sputtern ist ein Prozess, bei dem die Oberflächenatome einer Elektrode (Target) durch die aus einem Glimmentladung-Plasma beschleunigten Ionen herausgeschlagen werden. Die Elektrode, die bei einer DC-Entladung zerstäubt wird, wird als Kathode geschaltet. Dafür bezeichnet man den Zerstäubungsprozess als Kathodenzerstäubung. Der Sputterprozess ist auch in einer RF-Entladung möglich. Dabei verteilt sich die Spannung in der Gasentladung umgekehrt proportional zu den Flächen der Elektrode gemäß

* engl. PVD – physical vapor deposition

** engl. CVD – chemical vapor deposition

$$\frac{U_1}{U_2} = \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^y \quad (2.60).$$

y ist der Exponent, der im Bereich 1,5 bis 4 variieren kann [64, 65]. $U_{1,2}$ sind die Spannungen und $S_{1,2}$ die Flächen der Elektroden.

In Folge der Abhängigkeit (2.60) liegt am Target die höchste Spannung, da die Fläche des Targets viel kleiner ist als die der Kammerwand, welche normalerweise als zweite Elektrode dient. Durch eine solche Spannungsverteilung wird gewährleistet, dass nur das Targetmaterial zerstäubt wird und nicht die Kammerwand. Die Energie der abgestäubten Atome erreicht 10 bis 40 eV und ist somit deutlich größer als beim Verdampfen. Sie genügt annähernd einer Maxwell-Verteilung mit der wahrscheinlichsten Energie von einigen eV [66*]. Der Ionisationsgrad übersteigt in der Regel nicht 1 % [67**]. Eine höhere Energie der schichtbildenden Atomen, sowie die Möglichkeit auf das beschichtende Substrat eine zusätzliche Spannung, sog. Bias, anzulegen und dadurch die Energie der auftreffenden Ionen zu variieren, verbessern die Schichthaftung.

Der entscheidende Vorteil des Sputtens gegenüber anderen Beschichtungstechniken liegt darin, dass über die Elektroden einer kapazitiven HF-Entladung lediglich Verschiebungsströme fließen und dadurch beim HF-Sputtern auch Isolationsmaterialien als Targets verwendet werden können.

Die Methoden des Ionenplattierens werden durch einen wesentlich höheren Ionisationsgrad der schichtbildenden Teilchen charakterisiert, der wie z. B. bei der Arc-Entladung Werte bis zu 100% erreichen kann. Aufgrund des hohen Anteils an Ionen im Teilchenfluss spielt beim Ionenplattieren die Bias-Spannung eine wichtige Rolle. Durch die angelegte Bias-Spannung können die Ionen auf Energien von einigen keV beschleunigt werden und dadurch das Schichtwachstum und die Adhäsion der Schichten stark beeinflussen. Hohe Ionenflussdichten mit hohen Ionenenergien ermöglichen beim Ionenplattieren Schichtwachstumsbedingungen, die für die anderen Beschichtungsmethoden schwer- bzw. unerreichbar sind.

2.4.2 Schichtwachstum

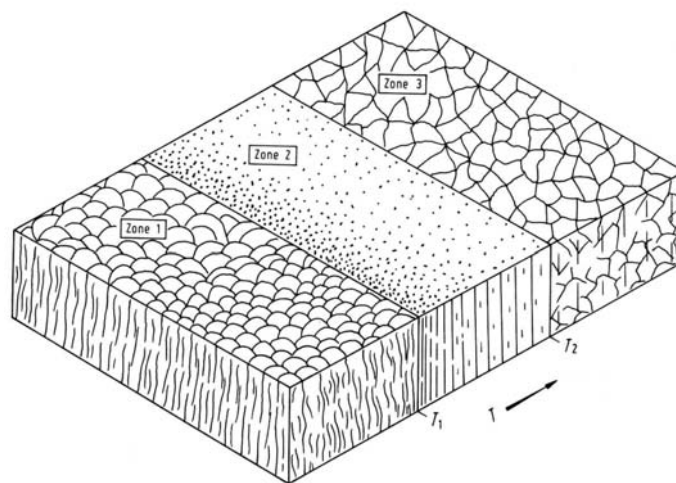
Das Wachstum der Schichten ist ein komplexer Vorgang, der von vielen verschiedenen Faktoren wie z. B. der Energie und Flussdichte der einfallenden Teilchen, der Rauigkeit des Substrates, der Bindungsenergie zwischen den Schicht-/Substrat- bzw. Schichtatomen und

* Seite 99

** Seite 159

den Aktivierungsenergien der Oberflächen- und Volumendiffusion abhängt. Unter dem Einfluss dieser Faktoren verlaufen auf der Schichtoberfläche und in der wachsenden Schicht verschiedene Prozesse. Die ankommenden Teilchen diffundieren entlang der Oberfläche und werden in der wachsenden Schichtstruktur eingelagert bzw. absorbiert. Sie können auch nach einiger Zeit die Schichtoberfläche verlassen d.h. desorbiert werden. Das Verhältnis zwischen der Absorption und Desorption ist maßgeblich für die Schichtwachstumsrate. Wenn die Ionen wie z. B. beim Ionenplattieren mit einer hohen Energie auf die Schichtoberfläche treffen, kann dies zur Implantation oder Rückstoßimplantation führen. Außerdem ist die wachsende Schicht dem ständigen Atomfluss der umgebenden Gasatmosphäre und dem Fluss der Elektronen aus dem Plasma ausgesetzt.

Die Schichtstruktur und das Gefüge der Schichten können im wesentlichen durch die Substrattemperatur, Sputterrate, Bias-Spannung und Gasdruck beeinflusst werden. Die Beziehung zwischen der Struktur und den Prozessparametern lässt sich in sog. Strukturmodellen darstellen. Das Modell von Movchan und Demchishin [68] zeigt, dass die Bindungsenergie, sowie die Oberflächen- und Volumendiffusion in einem direkten Zusammenhang mit der Substrattemperatur stehen. Movchan und Demchishin unterscheiden drei Zonen (Abb. 2.25) entsprechend dem Verhältnis T/T_m , wobei T – die Substrattemperatur und T_m die Schmelztemperatur des Schichtmaterials ist.



$$T_1 = 0,26 T_m \text{ für Metalle,} \quad T_2 = 0,45 T_m$$

$$T_1 = 0,3 T_m \text{ für Verbindungen}$$

Abb. 2.25: Zusammenhang zwischen der Abscheidetemperatur und der Schichtstruktur.
(Zonenmodell nach Movchan und Demchishin [66 *])

* Seite 22

In der ersten Zone ist die Beweglichkeit der Oberflächenatome gering und Abschattungseffekte können nicht ausgeglichen werden. Es bildet sich eine poröse Struktur mit hoher Dislokationsdichte und kolumnaren Kristalliten. Das entsprechende Verhältnis T/T_m liegt im Bereich $< 0,26$ für Metalle und $< 0,3$ für Verbindungen. Die Zone 2 ist durch den Bereich $0,26 (0,3) < T/T_m < 0,45$ definiert, in dem die Oberflächendiffusion die Abschattungen kompensiert. Die Schichtstruktur ist aufgrund der hohen Beweglichkeit der Adatome dicht gepackt und stängelförmig. Der Bereich der hohen Substrattemperaturen ($T/T_m > 0,45$ – Zone 3) wird von der Volumendiffusion bestimmt und fügt sich zu einem dichten rekristallisierten Gefüge mit großen Kristalliten und glatter Schichtoberfläche.

Thornton [69] hat den Einfluss des Druckes der Arbeitsgasatmosphäre auf die Struktur der gesputterten Schichten untersucht. Die vom Target zerstäubten Teilchen verlieren auf dem Weg zum Substrat einen Teil ihrer kinetischen Energie durch Stöße mit den Gasteilchen. Je höher der Gasdruck, desto geringer ist die mittlere Energie der kondensierenden Teilchen und dementsprechend ihre Beweglichkeit auf der Substratoberfläche. Dies führt zur Verschiebung der Zonengrenzen zu höheren Temperaturen mit steigendem Gasdruck (Abb. 2.26).

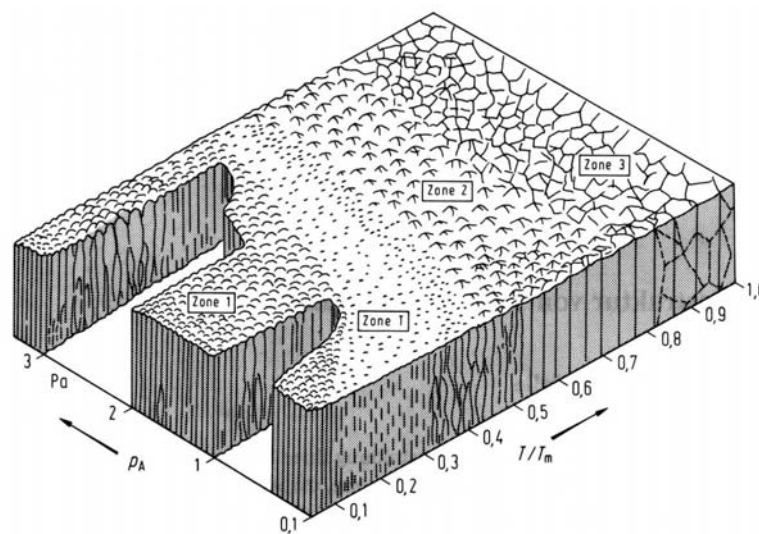


Abb. 2.26: Veränderungen der Schichtstruktur in Abhängigkeit des Gasdruckes und der Abscheidetemperatur. (Zonenmodell nach Thornton [66*])

Zwischen den Zonen 1 und 2 hat Thornton eine zusätzliche Zone T eingeführt. Die Zone T entsteht unterhalb $0,5 < T/T_m$ und verbreitert sich mit abnehmendem Gasdruck. Es bildet sich eine dichte faserförmige Struktur mit glatter Oberfläche.

* Seite 22

Eine andere Möglichkeit die Schichtstruktur zu beeinflussen bietet die Variation der Energie von ankommenden Ionen durch Anlegen einer Bias-Spannung. Die hohe Energie der Teilchen erhöht ihre Beweglichkeit auf der Schichtoberfläche. Wie in den Experimenten von Messier [70] gezeigt wurde, verschiebt sich die Grenze zwischen der Zone 1 und der Übergangszone T mit wachsender Energie der Teilchen zu niedrigen Temperaturen (Abb. 2.27). Dabei wird die Zone T verbreitert.

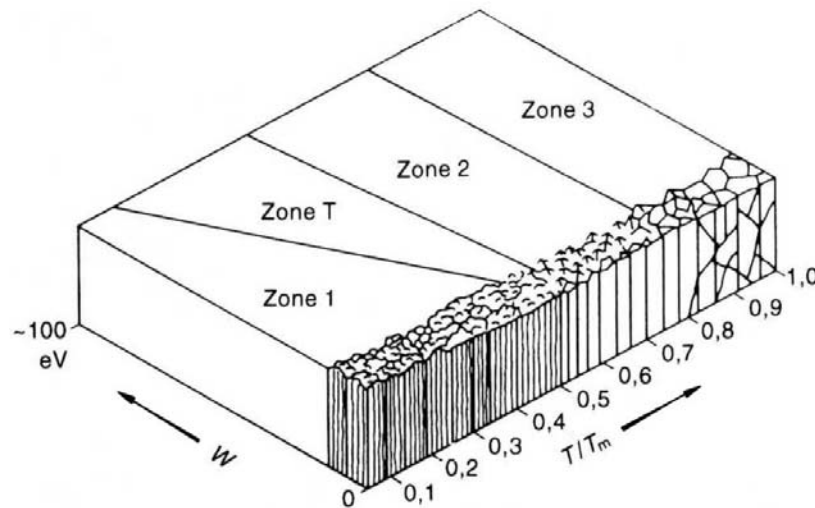


Abb. 2.27: Einfluss der Teilchenenergie auf das Gefüge der bei unterschiedlicher Temperatur unter zusätzlichem Ionenbeschuss abgeschiedenen Schichten [67*].

Die vorgestellten Zonenmodelle haben einen allgemeinen Charakter und werden bei der Beschichtung vielen unterschiedlichen Materialien erfolgreich verwendet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Abscheiden auf das Erreichen eines dichten amorphen Schichtgefüges mit einer glatten Oberfläche orientiert. Dementsprechend wurden technologische Abscheideparameter verwendet (niedrige Abscheidetemperatur, niedriger Druck und mittlere elektrische Leistung), die einer T-Zone auf dem Thornton Diagramm (Abb. 2.26) entsprechen.

* Seite 118

2.5 Hochfrequenzanwendungen weichmagnetischer Dünnschichtmaterialien

Die Übersicht der Anwendungen weichmagnetischer Dünnschichtmaterialien, die in diesem Kapitel dargestellt werden, beschränkt sich auf die für diese Arbeit relevanten HF-Mikroinduktoren und HF-Mikrotransformatoren.

2.5.1 HF-Mikroinduktoren

Neben der Datenspeichertechnologie, bei der magnetische Materialien bereits eine große Rolle spielen, ist die HF-Mikroelektronik eines der zukünftigen Anwendungsgebiete für weichmagnetische Dünnschichtmaterialien. Dies beruht auf der Tatsache, dass passive induktive Komponenten (Mikroinduktoren), die ein wesentlicher Bestandteil integrierter Schaltkreise der Mikroelektronik sind, im fortlaufenden Trend der Miniaturisierung zu einem limitierenden Faktor geworden sind [71, 72]. Konventionelle Mikroinduktoren für den oberen MHz und GHz-Bereich werden heute mithilfe der CMOS-Technologie als planare spiralförmige Leiterbahnstrukturen auf Si realisiert (Abb. 2.28). Sie zeichnen sich im Vergleich zu anderen mikroelektronischen Komponenten (Kapazitäten, Widerstände, aktive Halbleiterelemente) durch eine große Fläche und kleine Güterwerte $Q = \frac{\omega L}{R} < 20$ [73] aus. L stellt die Induktivität, R den elektrischen Widerstand und ω die Kreisfrequenz dar.

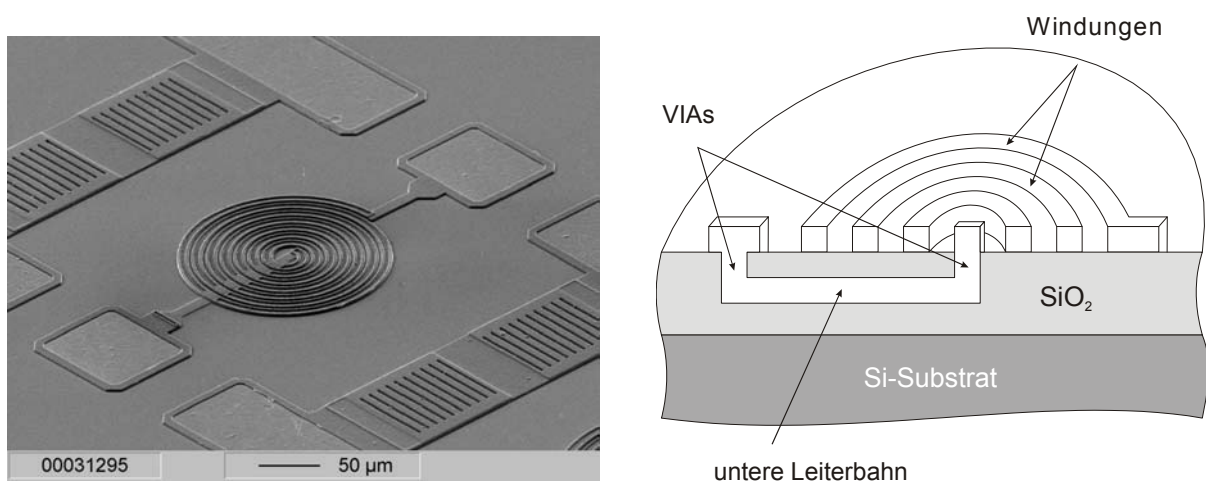


Abb. 2.28: REM-Aufnahme (ATMEL GmbH) und schematische Darstellung eines planaren Mikroinduktors.

Die Implementierung von magnetischen Materialien mit hoher Permeabilität als Induktivitätsverstärker in Mikroinduktoren kann deren Leistungsfähigkeit erhöhen bzw. ihre Abmessungen reduzieren [74]. Die Weiterentwicklung der Mikroelektronik und vor allem der modernen Telekommunikations- und Mobilfunktechnik ist somit eng mit der Entwicklung neuer Mikroinduktivitäten mit integrierten magnetischen Materialien verbunden.

Die Entwicklung der konventionellen Mikroinduktoren mit integrierten dünnen magnetischen Schichten ist in zusammenfassenden Arbeiten von Arai [75], Yamaguchi [76] und Korenivski [74] ausführlich dargestellt. Zum heutigen Zeitpunkt sind drei unterschiedliche Konzepte von magnetischen Induktoren realisiert und untersucht worden.

Das erste Konzept stellen planaren Mikroinduktoren dar, bei denen die Induktivität von spiralförmigen [77 - 81] oder meanderförmigen [82, 83] Leiterbahnstrukturen durch eine magnetische Schicht bzw. Schichten unterstützt wird (Abb. 2.29). Die aus Al oder Cu bestehende Leiterbahnstruktur wird normalerweise vom magnetischen Material durch isolierende Oxidschichten getrennt und kann sich unter [77 - 79], über [80] oder zwischen der magnetischen Schichten [81] befinden. In den aktuellen Arbeiten von Yamaguchi zu GHz-Mikroinduktoren [78, 79] wurden granulare Fe-Al-O- und amorphe Co-Zr-Nb-Schichten für die Realisierung planarer und spiralförmiger magnetischer Mikroinduktoren verwendet. Für einen rechteckigen Mikroinduktor mit 4 Windungen ($370 \times 370 \mu\text{m}^2$) (Abb. 2.29) wurde mit einer $0,1 \mu\text{m}$ dicken $\text{Fe}_{61}\text{Al}_{13}\text{O}_{26}$ -Schicht eine Induktivität von $L = 7,6 \text{ nH}$ erzielt. Die Güte beträgt $Q = 7,4$ bei 1 GHz und der elektrische Widerstand $R = 6,5 \Omega$.

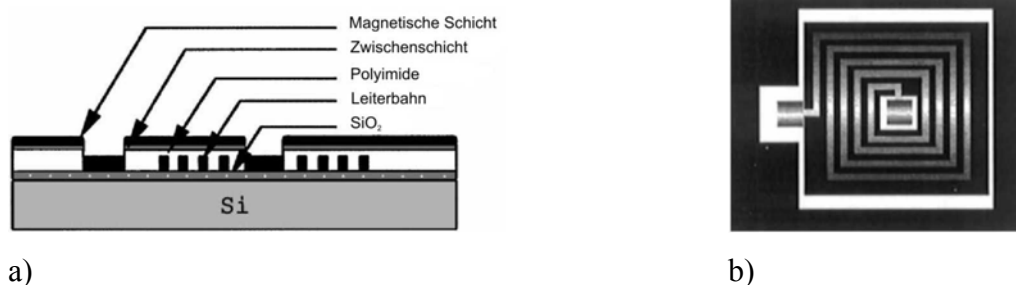


Abb. 2.29: Schema a) und Abbildung b) eines planaren spiralförmigen Mikroinduktors mit magnetischer Schicht nach Yamaguchi [78].

Auf der Basis von weichmagnetischen nanokristallinen Fe-Ta-N-Schichten wurden planare meanderförmige Mikroinduktoren hergestellt [82]. Der prinzipielle Aufbau des Mikroinduktors ist in Abbildung 2.30 dargestellt. Diese Mikroinduktoren haben aufgrund der

hohen Anfangspermeabilität des ferromagnetischen Materials eine hohe Induktivität $L = 240 \text{ nH}$, die allerdings nur bis Frequenzen von ca. 20 MHz erhalten bleibt [82].

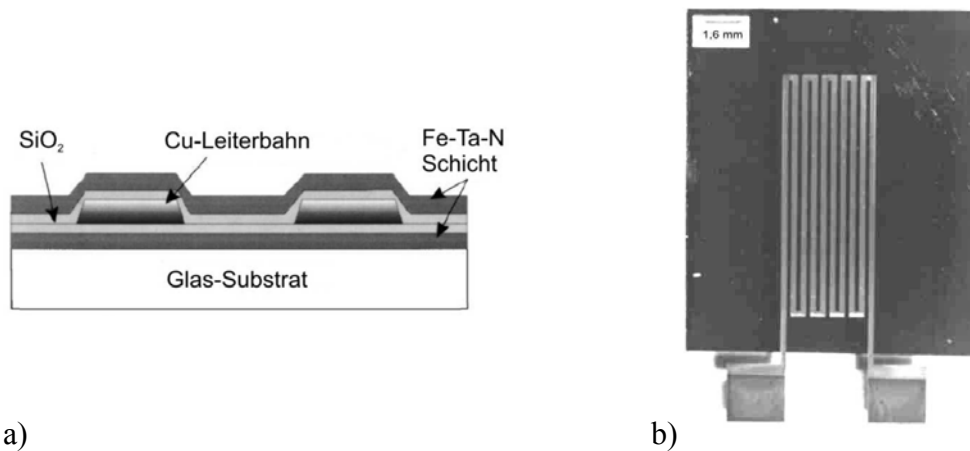


Abb. 2.30: Schema a) und Abbildung b) eines planaren meanderförmigen Mikroinduktors mit magnetischer Fe-Ta-N-Schicht nach Lee [82].

Ein anderes Konzept, bei dem die Induktivität eines Streifenleiters durch eine ihn umschließende magnetische Schicht verstärkt wird, wurde von Korenivski [84] verfolgt. Es konnte gezeigt werden, dass bis zu GHz-Frequenzen eine Steigerung der Induktivität durch das magnetische Schichtmaterial um den Streifenleiter möglich ist [84]. Dabei wird die Streifenleitung von oben und unten (Abb. 2.31 a) sowie nach Möglichkeit von der Seiten mit magnetischem Material umschlossen (Abb. 2.31 b). Die Form der Leiterbahn auf dem Si-Wafer spielt dabei nur eine geringe Rolle, da das magnetische Feld überwiegend im magnetischen Material eingeschlossen ist und die benachbarten Abschnitte der Leiterbahn praktisch keine Wirkung aufeinander ausüben.

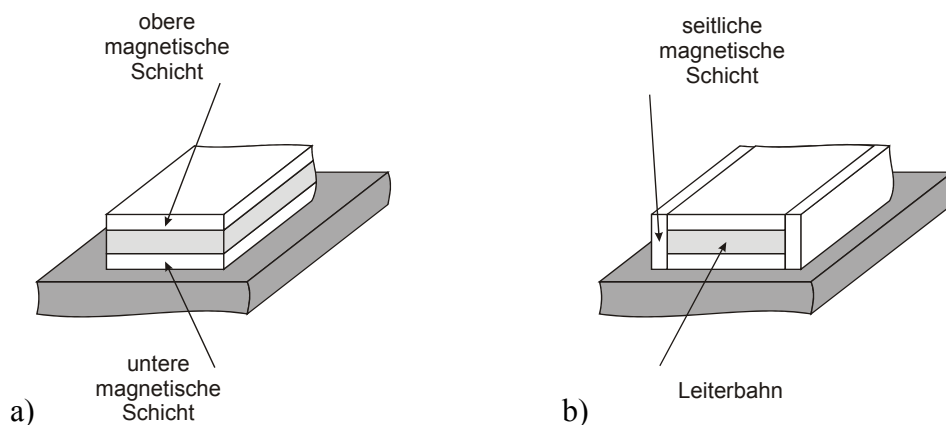


Abb. 2.31: Ausschnitt eines Streifenleiter-Mikroinduktors mit offener a) und die Leiterbahn allseitig umschließender b) magnetischer Schicht.

Die experimentellen Untersuchungen der Streifenleiterstrukturen mit magnetischen Schichten wurden von Korenivski [84] durchgeführt. Der Cu-Streifenleiter wurde ohne Isolierung zwischen amorphen Co-Nb-Zr-Schichten mit einer Anfangspermeabilität von $\mu_{anf} = 700$ aufgebracht. Durch die magnetischen Schichten wurde für eine 20 μm breite Streifenleitung eine 2-fache Steigerung der Induktivität erreicht. Für eine um den Streifenleiter geschlossene magnetische Schicht wurde mit dem selben Material eine 7-fache Steigerung der Induktivität erreicht. Der Induktivitätsbelag L' des 20 μm breiten Streifenleiter-Mikroinduktors mit einer 0,2 μm dicken magnetischen Schicht betrug 0,34 nH/mm und blieb bis Frequenzen von ca. 250 MHz konstant.

Das dritte Konzept, das auf der Basis von dünnen magnetischen Schichten realisiert wurde, stellen sog. solenoidförmigen Mikroinduktoren [85, 86] dar. Dieser Typ von Mikroinduktoren (Abb. 2.32) unterscheidet sich von den planaren Strukturen und magnetischen Streifenleitern durch eine bessere Konfiguration des magnetischen Feldes und eine effektivere Ausnutzung des magnetischen Materiales. Die Induktivität der solenoidförmigen Mikroinduktoren kann im Gegensatz zu spiralförmigen Mikrospulen etwa mit dem Quadrat der Windungszahl skaliert werden [86]. Der offensichtliche Nachteil solcher Mikroinduktoren ist eine komplexe und hochohmige Leiterbahnstruktur.

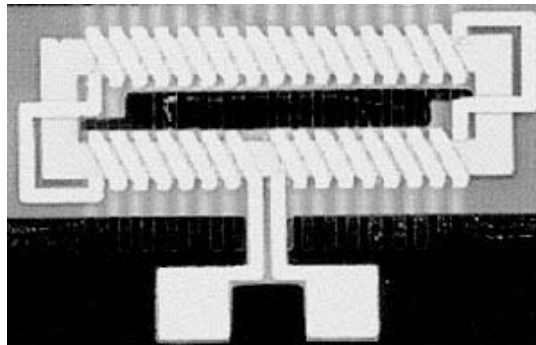


Abb. 2.32: Solenoidförmiger Mikroinduktor nach [86].

Solenoidförmige Mikroinduktoren mit einem amorphen magnetischen Co-Fe-Si-B-Kern wurden von Shirakawa et. al. hergestellt und untersucht [86]. Der Induktor mit einem magnetischen Kern mit den Abmessungen 30 μm x 2,1 μm x 2,29 mm zeigte die Induktivität von 300 nH bei 100 MHz. Die Anfangspermeabilität des magnetischen Materials war dabei $\mu_{anf} = 400$.

2.5.2 HF-Mikrotransformatoren

Solenoidförmige Leiterbahnstrukturen mit magnetischem Kern eignen sich besonders gut für die Herstellung von Mikrotransformatoren. Die effektive Feldverstärkung durch das magnetischen Material ermöglicht einen hohen Transformationskoeffizient und kleine Transformationsverluste. Ein Mikrotransformator dieses Typs wurde von Kurata et. al. auf der Basis von amorphen Fe-Co-Si-B-Schichten realisiert [87]. Der prinzipielle Aufbau eines Transformators ist in Abbildung 2.33 dargestellt.



Abb. 2.33: Draufsicht a) und Schema b) des solenoidförmigen Mikrotransformators [87].

Der Mikrotransformator mit magnetischem Kern ($3 \mu\text{m} \times 0,6 \text{ mm} \times 2,3 \text{ mm}$) zeigte im Bereich zwischen 100 bis 250 MHz einen Transmissionsverlust von -5,3 dB. Für eine Mehrlagenschicht mit isolierenden SiO_2 -Zwischenschichten wurde ein Wert von -2,7 dB erreicht.

Eine andere Modifikation des solenoidförmigen Mikrotransformators wurde von Xu et. al. hergestellt und untersucht [88]. Hierbei wurde ein geschlossener magnetischer $\text{Fe}_{80}\text{Ni}_{20}$ -Kern als Feldführung verwendet (Abb. 2.34).

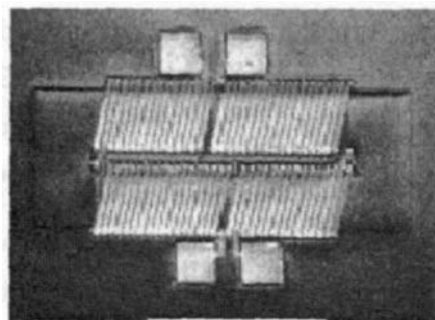


Abb. 2.34: Mikrotransformator mit einem geschlossenen magnetischen Kern [88].

Trotz der niedrigen Transmissionsverluste von -4 dB im Frequenzbereich von 7-11 MHz ist dieses Konzept für höhere Frequenzen ($f > 20$ MHz) ungeeignet. Eine uniaxiale Anisotropie, die für die hohe HF-Permeabilitäten maßgeblich ist, kann hier aufgrund der geschlossenen Kernform nicht eingeprägt werden.

Ferner können die Mikrotransformatoren auf der Basis von spiralförmigen Leiterbahnen mit magnetischen Schichten aufgebaut werden. Ein solcher Mikrotransformator ist in Abbildung 2.35 dargestellt.

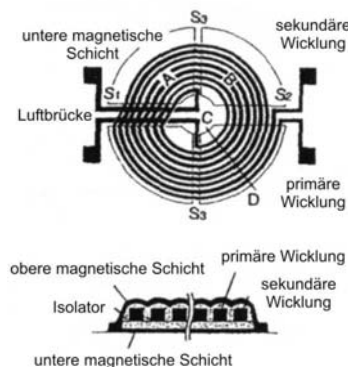


Abb. 2.35: Planarer spiralförmiger Mikrotransformator mit magnetischen Schichten [89].

Die Leiterbahnen der Primär- und Sekundär-Wicklungen sind nebeneinander in eine planare Spirale gewickelt und von beiden Seiten mit amorphen magnetischen Fe-Co-Si-B- bzw. Co-Nb-Zr-Schichten umschlossen. Ein Mikrotransformator mit den Abmessungen $3,14 \times 3,88 \text{ mm}^2$ und einer $2 \text{ }\mu\text{m}$ dicken magnetischen Schichten zeigte einen Kopplungsfaktor von 0,97 bei 3 MHz und einen Transformationsverlust von -0,44 dB bei 15 MHz [89].

3 Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel wird eine ausführliche Beschreibung der einzelnen Herstellungs- und Messverfahren, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, gegeben.

3.1 Schichtherstellung

3.1.1 Beschichtungsapparatur

Die Herstellung der Schichten erfolgte mithilfe der Magnetronkathodenzerstäubung (Magnetronspattern) in einer Beschichtungsanlage vom Typ Leybold-Heraeus Z 550. Im Rezipienten der Anlage können bis zu vier Magnetronkathoden verwendet werden. Die Beschichtungsanlage ist mit RF und DC Sendern ausgestattet, so dass die Magnetronkathodenzerstäubung sowohl im DC-Modus als auch in RF-Modus erfolgen kann. In der Beschichtungskammer befindet sich ein rotierender Vier-Positionen Substratteller sowie eine rotierende Lochblende, die drei von vier Positionen verdeckt.

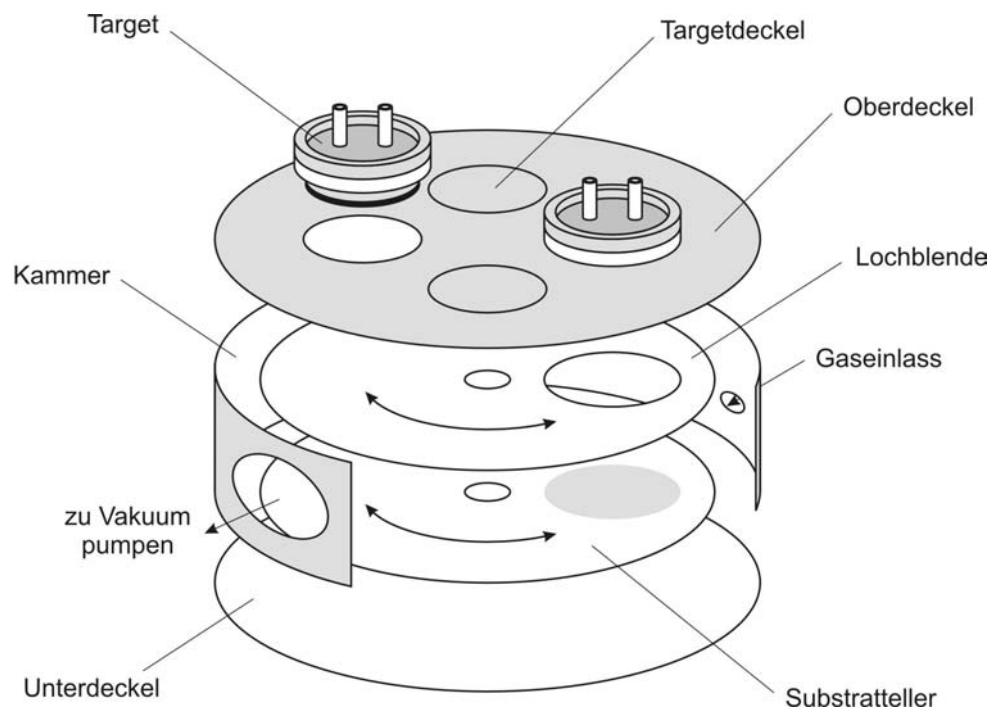


Abb. 3.1: Schematische Darstellung der Beschichtungskammer.

Das physikalische Funktionsprinzip der Beschichtung beruht auf dem Prinzip, dass die Materialoberfläche eines Targets durch energetischen Ionenbeschuss aus dem

Glimmentladungsplasma zerstäubt wird. In der für die Beschichtung verwendeten Anlage wurde eine sog. magnetfeldunterstützte Hochleistungskatodenzerstäubung verwendet. Beim Magnetronspütern wird durch in die Kathode eingebaute Permanentmagnete ein Magnetfeld im kathodenahen Bereich erzeugt. Das Profil der Feldlinien des Magnetfeldes sorgt dafür, dass sich die Elektronen entlang der Magnetfeldlinien in spiralförmigen Bahnen bewegen, während die Ionen praktisch unbehindert zur Kathode beschleunigt werden. Die von den auftreffenden Ionen abgetragenen Atome (teilweise Ionen) des Targetmaterials kondensieren auf dem Substrat und bilden somit die Schicht (Abb. 3.2). Durch die hohe Elektronendichte in der Nähe des Targets werden die Atome des Arbeitsgases aufgrund des Magnetfeldes weitaus effektiver ionisiert. Der Ionenfluss auf die Kathode und damit auch die Abscheiderate nehmen stark zu.

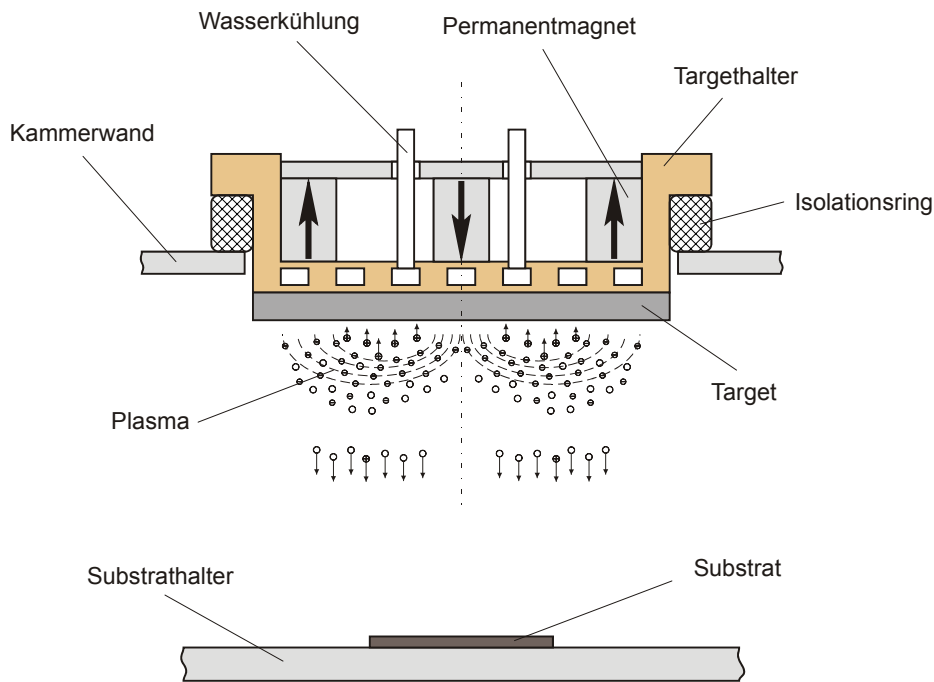


Abb. 3.2: Schema der Schichtabscheidung mittels Magnetronspütern.

Zur Herstellung von stickstoffhaltigen Schichten wurde ein reaktiver Sputterprozess verwendet, in dem die Abscheidung in einem Gemisch aus dem Arbeitsgas (Ar) und einem Reaktivgas (N_2) durchgeführt wurde. Das Schichtwachstum erfolgte in diesem Fall in einer Ar- N_2 Atmosphäre, so dass Schichten mit unterschiedlichen chemischen Zusammensetzungen hergestellt werden konnten. Die Regelung der Gaszusammensetzung und des Gasdruckes im Rezipienten erfolgte über ein Gasflusssystem der Firma MKS Instruments vom Typ 647B mit einem Druckmessgerät vom Typ Baratron 627B und mit den separaten Gasflussregler für Ar und N_2 .

Da es bei der Schichtabscheidung in einer reaktiven Atmosphäre zur Bildung elektrisch isolierenden Verbindungen auf der Targetoberfläche kommen kann (Targetvergiftung) wurde die Abscheidung der Schichten im RF-Modus durchgeführt. Die RF-Leistung wurde im Bereich von 100 bis 500 W variiert. Als Sputtertargets wurden 3 mm dicke Scheiben mit einem Durchmesser von 152 mm (6 Zoll) benutzt, die auf Cu-Targethalter mit leitfähigem Kleber aufgebondet wurden. Die chemischen Zusammensetzungen der in dieser Arbeit verwendeten Target betragen $\text{Fe}_{52}\text{Co}_{38}\text{Al}_{10}$, $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{36}\text{Al}_{15}$, $\text{Fe}_{46}\text{Co}_{34}\text{Al}_{20}$ und $\text{Fe}_{47}\text{Co}_{36}\text{Ta}_{17}$ At. %. Als Substratmaterial wurde Silizium (100) und oxidiertes Silizium verwendet. Für die Messung der Eigenspannungen fanden Si-Balken der Dicke 0,185 mm mit den Abmessungen $2 \times 20 \text{ mm}^2$ Verwendung. Oxidierte Si-Wafer mit einer Dicke von 0,385 mm wurden für die Messung der magnetischen und elektrischen Schichteigenschaften verwendet. Deren Abmessungen betragen $5 \times 5 \text{ mm}^2$ und $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Die kleineren Proben wurden für die Messung der Sättigungspolarisation, der Koerzitivfeldstärke, des Anisotropiefeldes, der frequenzabhängigen Permeabilität und Auger-Spektroskopie verwendet. Die $10 \times 10 \text{ mm}^2$ Proben dienen zur Messung des elektrischen Widerstandes, Röntgenbeugungs- und Mikrosonden-Untersuchungen.

3.1.2 Wärmebehandlung

Die Wärmebehandlung der abgeschiedenen Schichten erfolgte in einem speziellen Magnetfeldofen der Firma „CreaTec“, der in Abbildung 3.3 dargestellt ist.

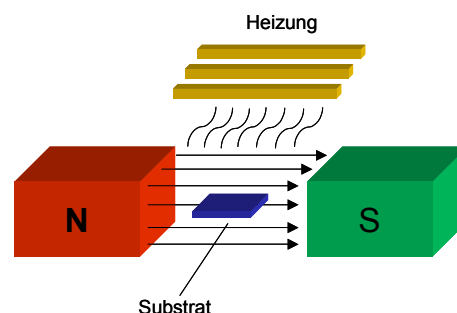


Abb. 3.3: Magnetfeldofen zur Wärmebehandlung der magnetischen Schichten und entsprechendes Schema der Wärmebehandlung im Magnetfeld.

Die magnetischen Schichten wurden hierfür auf einem Probenhalteteller positioniert und im Vakuum durch die Strahlung der Halogenlampen auf die gewünschte Temperatur erwärmt. Dies erfolgte in einer Vakuumkammer, die mit einem Elektromagneten der Firma STS ausgestattet ist. Der am Ofen montierte Magnet bietet die Möglichkeit, die Schichten in einem Magnetfeld zu tempern. Das Magnetsystem besteht aus einer Spule mit einem hüfeisenförmigen magnetischen Kern, zwischen dessen Polen sich im Vakuumkammer die zu wärmebehandelten Proben befinden. Der Strom in der Spule erzeugt ein Magnetfeld, das durch den magnetischen Kern verstärkt und zur Heizkammer geführt wird. Die Feldstärke in der Kammer steht in einem direkten Zusammenhang mit dem Spulenstrom. Um diesen Zusammenhang zu quantifizieren, wurde das Feld mit einer Hall Sonde in der Mitte des Probenhalters in Abhängigkeit des Stroms gemessen. Die Messkurve (Abb. 3.4) zeigt einen linearen Verlauf bis etwa 13 A. Im Bereich größerer Ströme nähert sich das Feld der Sättigung.

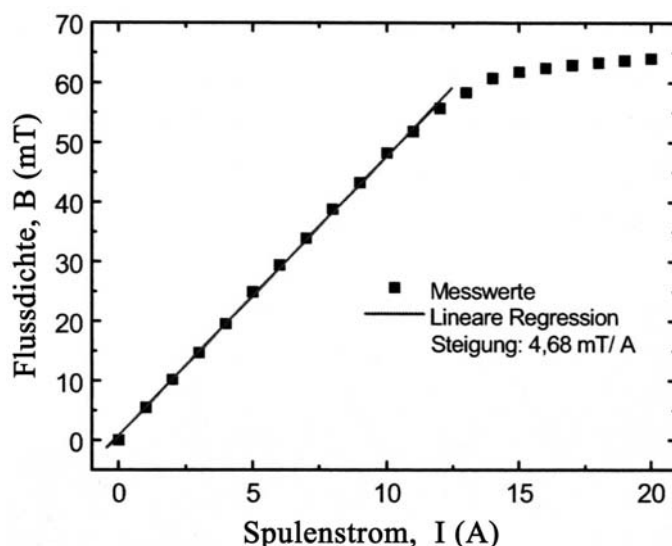


Abb. 3.4: Magnetische Flussdichte im Inneren des Ofens in Abhängigkeit des Spulenstroms.

Die Wärmebehandlung der Schichten im Magnetfeld wurde bei einem Strom von 10 A durchgeführt, das einem Feld von etwa 50 mT entspricht.

Die Temperaturkontrolle bei der Wärmebehandlung erfolgte mithilfe eines Pyrometers der Firma „Maurer“. Da die Temperaturanzeige des Pyrometers nicht der realen Temperatur der Probe entspricht wurde eine Eichmessung auf einem Ti-Wafer am Probenort durchgeführt, um die tatsächliche Probertemperatur in Abhängigkeit von den pyrometerbezogenen Daten zu ermitteln (Abb. 3.5). Zur Messung der Temperatur an der Probe diente dabei ein Ni-CrNi Thermoelement.

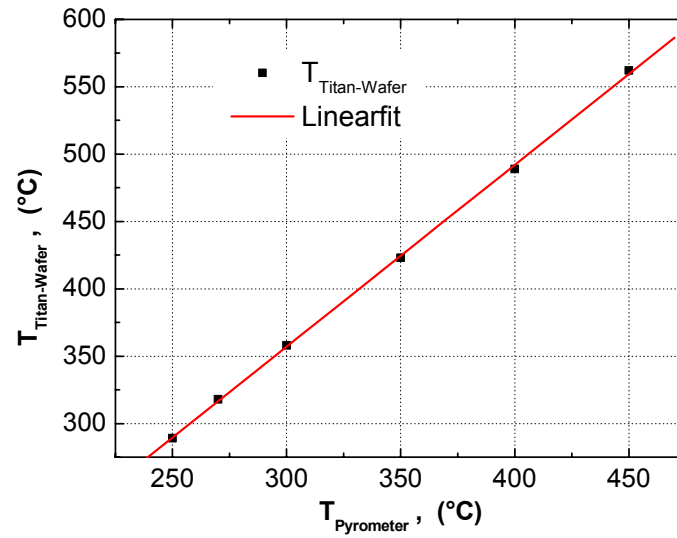


Abb. 3.5: Abhängigkeit der mit einem Pyrometer gemessenen Temperatur eines Ti-Wafers am Probenort.

Nach der Kalibrierung wurde die Temperatur der Proben mit dem Pyrometer gemessen.

3.2 Schichtstrukturierung

3.2.1 Lithographie

Die Strukturierung der Schichten wurde mit photolithographischen Prozessen durchgeführt. Hierzu wurde die gesamte Oberfläche des beschichteten Wafers mit Photolack, dem sog. Fotor resist, bedeckt. Bei den lithographischen Prozessschritten ändert der Resist seine chemischen Eigenschaften, so dass belichtete und unbelichtete Bereiche eine unterschiedliche Beständigkeit gegen den Entwickler haben. Je nachdem, ob der bestrahlte oder unbestrahlte Bereich entwickelt wird, unterscheidet man zwischen Positiv-Resists oder Negativ-Resists. Bei einem Positiv-Resist wird der Resist so verändert, dass die bestrahlten Bereiche herausgelöst werden, während die unbestrahlten Bereiche stehen bleiben. Bei einem Negativ-Resist wird der Resist durch die Bestrahlung gegenüber dem Entwickler unlöslich.

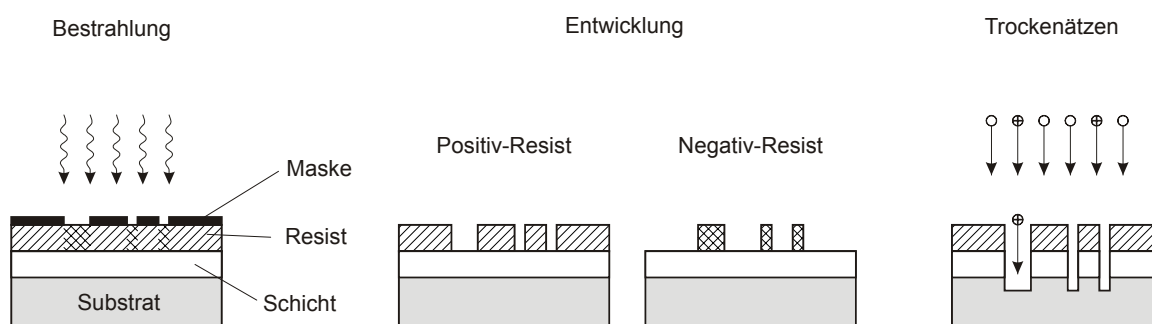


Abb. 3.6: Schema des lithographischen Prozesses zur Strukturierung der Schichten.

Nach der Entwicklung wird die Schicht mit dem strukturierten Resist einem Ätzprozess ausgesetzt. Dabei wird die Schicht mit einem großflächigen Teilchenstrom bestrahlt oder nasschemisch geätzt. Als Strukturierungsprozesse wurden in dieser Arbeit das Plasmastrahlätzen und reaktives Ionenätzen (RIE)* verwendet. Beide Verfahren gehören zu den sogenannten Trockenätz-Verfahren und sind im Vergleich zum nasschemischen Ätzprozessen anisotrop, d.h. die Ätzrate in der Richtung des Ionen- bzw. Plasmastrahls ist höher als senkrecht dazu. Dies ermöglicht eine Strukturierung von Dünnschichten mit relativ steilen Kanten und großem Aspektverhältnis (Verhältnis der Strukturhöhe zur lateralen Abmessung).

* engl. Reactive Ion Etching

3.2.2 Plasmaätzen

Das Plasmastrahlätzverfahren wurde in dieser Arbeit für die Strukturierung der ferromagnetischen Fe-Co-Al-N und Fe-Co-Ta-N Schichten sowie der Al-Si-Cu Leiterbahnschichten benutzt. Der prinzipielle Aufbau der verwendeten Plasmastrahlätzanlage der Firma „CCR-Technology“ ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Die Anlage besteht aus einer Vakuumkammer, die durch ein Wolframtgitter in zwei Teile getrennt ist. In einem Teil (Plasmaquelle) wird eine induktive Gasentladung angeregt. Dazu dient eine Induktionsspule, die in einem Quarzglasbehälter durch ein RF-Feld (13,6 MHz) das Plasma erzeugt. Im zweiten Teil der Kammer befindet sich die Probe auf einem Substrathalter. Der Substrathalter ermöglicht die Aufnahme eines 4- oder 6-Zoll-Wafers. Im Substratteil der Kammer herrscht ein Hochvakuum von $P = 2,4 \cdot 10^{-4}$ mbar. Durch die Gasentladung mit einer hohen elektrischen RF-Leistung (750 W) wird der effektive Druck in der Plasmaquelle erhöht und ein hochenergetisches Plasma tritt über ein geerdetes Wolframtgitter aus. In der Substratkammer fällt der Plasmastrahl auf das Substrat, das auf einem drehbaren und schwenkbaren Substrathalter befestigt ist. Um die Erwärmung infolge der hohen Energie der Ar-Plasmateilchen (150 eV) zu kompensieren wird das Substrat mit He-Gas gekühlt. Der optimale Ätzprozess mit einer Abtragsrate von 800 nm/Stunde und 200 nm/Stunde wird entsprechend für Al-Si-Cu und Fe-Co-Ta(Al)-N bei einem Kippwinkel von 30° und 0° erreicht.

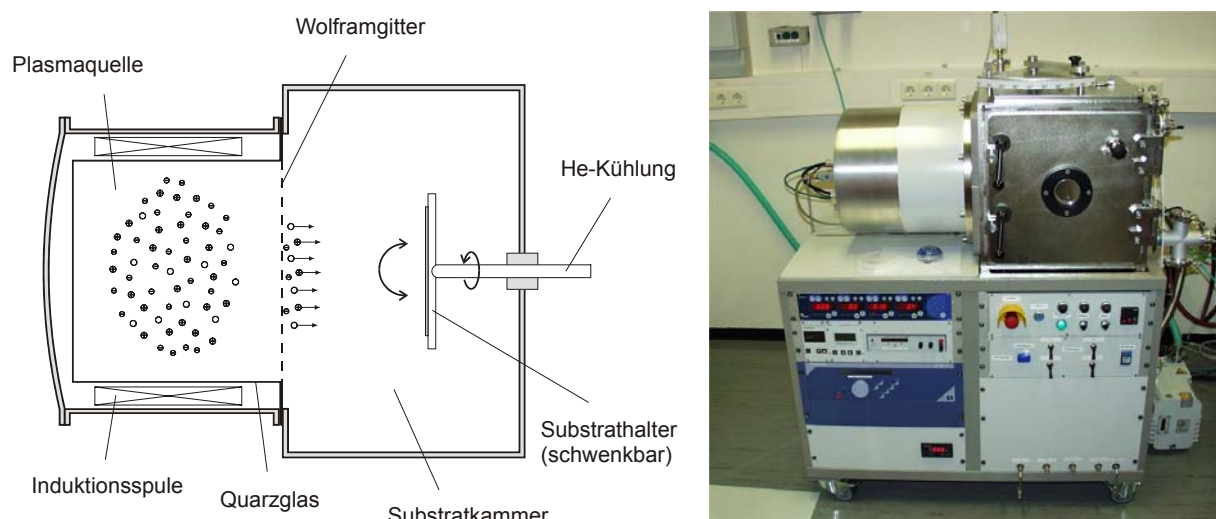


Abb. 3.7: Prinzipieller Aufbau und Abbildung der Plasmastrahlätzanlage.

3.2.3 Reaktives Ionenätzen (RIE)

Für die Strukturierung von SiO_2 - und Si_3N_4 -Schichten wurde eine RIE-Anlage vom Typ Leybold-Heraeus Z 400 S verwendet. Das reaktive Ionenätzen erfolgte in einem Parallelplattenreaktor (Abb. 3.8) unter folgenden Prozessparametern: elektrische RF-Leistung $p = 50 \text{ W}$ ($f = 13,6 \text{ MHz}$), Gesamtdruck $P = 0,8 \text{ Pa}$, negative Vorspannung auf dem Wafer $U = 330 \text{ V}$. Als Ätzgas wurde ein Gemisch $\text{CHF}_3 + \text{O}_2$ im Verhältnis 20:1 benutzt.

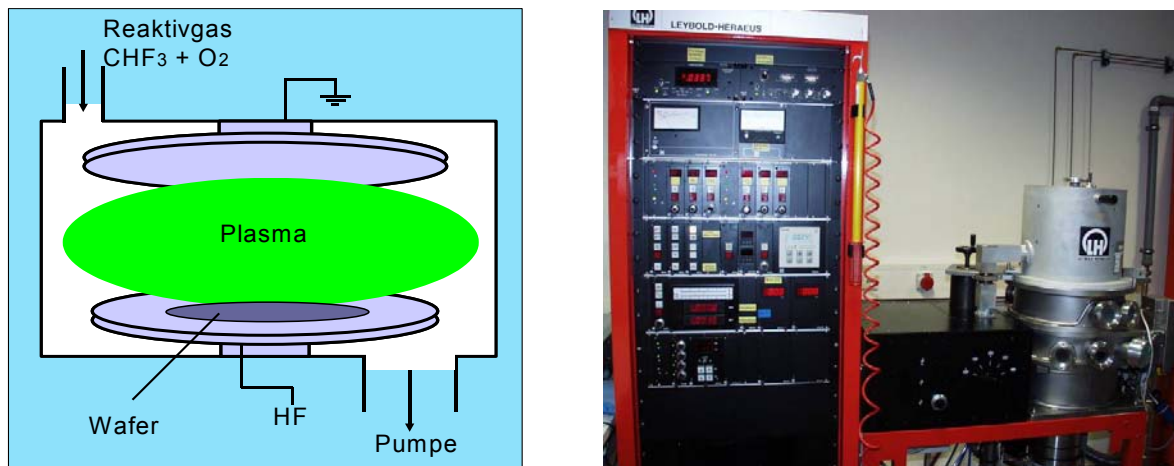


Abb. 3.8: Schematischer Aufbau eines Parallelplattenreaktors und Abbildung der RIE-Anlage.

Das Prinzip des reaktiven Ionenätzens basiert auf den chemischen Reaktionen des Ätzgases mit dem Schichtmaterial, die durch eine Gasentladung induziert werden. Infolge dieser Reaktionen können unterschiedliche Materialien wie z.B. SiO_2 -Isolationsschichten und Si_3N_4 Diffusionssperrschichten geätzt werden. Dabei werden feste Materialien in gasförmige Reaktionsprodukte wie SiF_4 überführt und aus dem Reaktor abgepumpt. Die Ätzrate beträgt für SiO_2 700 nm/Stunde und für Si_3N_4 2000 nm/Stunde.

3.3 Schichtcharakterisierung

3.3.1 Schichtaufbau

3.3.1.1 Schichtzusammensetzung

*Elektronenstrahlmikrosonde (EPMA)**

Für die quantitative Bestimmung der chemischen Zusammensetzung wurde die Mikrosonden-Analyse eingesetzt. Die zu untersuchende Probe wird durch Elektronen mit der Energie von 10-20 keV beschossen. Dabei wird neben der kontinuierlichen Röntgen-Bremstrahlung ein charakteristisches, durch den Aufbau der Elektronenhülle bestimmtes Linienspektrum emittiert. Diese sog. charakteristische Röntgenstrahlung entsteht durch die Wiederbesetzung der inneren Elektronenschalen, durch ein Elektron aus einer höheren Schale (Abb. 3.9 a). Wenn die Energie des einfallenden Elektrons nach der Streuung noch hinreichend hoch ist, kann es weitere Röntgenquanten erzeugen. Dadurch vergrößert sich die Informationstiefe der Analyse, die in Abhängigkeit von der Ordnungszahl der Elemente in der Probe und der Elektronenenergie 1-2 μm betragen kann. Das laterale Auflösungsvermögen der Mikrosonden-Analyse beträgt bei feiner Fokussierung etwa 1 μm . Zur Mikrosonden-Analyse wurde ein Gerät der Firma „Cameca“, Typ - Camebax Microbeam verwendet. Die charakteristische Röntgenstrahlung wurde mittels wellenlängendispersivem (WDX)** Nachweissystem analysiert. Dabei wurde die Röntgenstrahlung je nach Energiebereich an einem PC_2 - bzw. LiF oder PET-Kunststoff Einkristall gebeugt und somit entsprechend der Wellenlänge getrennt. Die spektrale Energieintensität wurde dann mit einem Detektor gemessen. Die Genauigkeit der Mikrosonden-Analyse liegt bei etwa 1%, kann aber durch Verunreinigungen und Oxidation beeinflusst werden.

*Augerelektronenspektroskopie (AES)****

Bei der Augerelektronenspektroskopie wird die Probenoberfläche mit Elektronen (Energie 1-10 keV) beschossen. Durch den Beschuss werden Elektronen innerer Schalen herausgeschlagen. Nach dem Austreten des Elektrons verbleibt ein Loch in der inneren

* engl. Electron Probe Microanalysis

** engl. Wavelength Disperse X-ray Analysis (wellenlängendisperive Röntgenanalyse)

*** engl. Auger Electron Spectroscopy

Schale, das durch einen Übergang aus einer höheren Schale aufgefüllt wird (Abb. 3.9 b). Die beim Auffüllen der inneren Schale entstehende Energiedifferenz kann als charakteristische Röntgenstrahlung emittiert werden (EPMA) oder auf ein weiteres Elektron aus noch höher liegenden Schalen übertragen werden. Dabei gewinnt dieses Elektron (das Auger-Elektron) die nötige Energie, um das Atom zu verlassen. Diese den Festkörper mit einer elementspezifischen kinetischen Energie verlassenden Elektronen werden mit speziellen Zylinder-Analysatoren analysiert. Dabei wird die Energieverteilung der emittierten Auger-Elektronen gemessen und differenziert, um den von Streuelektronen herrührenden Hintergrund herauszufiltern. Aufgrund der Energieverteilung der Auger-Elektronen werden dann die Elementkonzentrationen ermittelt.

Der Vorteil der AES-Analyse gegenüber der Mikrosonde-Analyse besteht in der viel kleineren Analysentiefe (1-5 nm) und der kleineren lateralen Auflösung (bis 10 nm). Die geringe Analysentiefe, kombiniert mit dem Absputtern der Probenoberfläche, ermöglicht eine tiefenabhängige Bestimmung der Elementzusammensetzung. Dies ist besonders wichtig bei Gradienten- und Mehrlagenschichten. Darüber hinaus gibt die AES-Analyse auch die Möglichkeit, leichte Elemente zu detektieren. Ausgenommen sind H und He weil sie keine inneren Schalen besitzen.

Die hergestellten Schichten wurden mit der AES-Anlage der Firma „Physical Electronics“ vom Typ PHI 680 Scanning Auger Nanoprobe untersucht. Die Empfindlichkeit der Untersuchung liegt bei etwa 1 at. %.

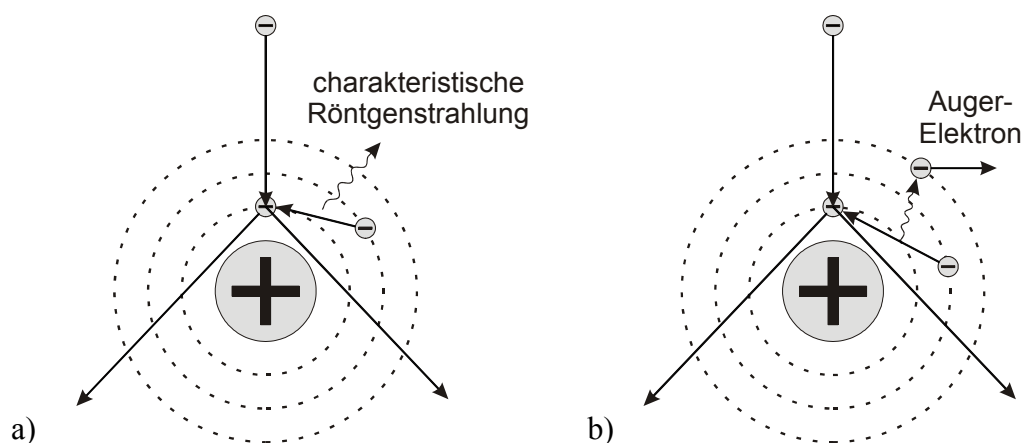


Abb. 3.9: Schema der atomaren Vorgänge bei der Erzeugung von charakteristischer Röntgenstrahlung für die Elektronenstrahlmikrosonde-Analyse a) und von Auger-Elektronen für die Augerelektronenspektroskopie b) [97].

3.3.1.2 Struktur und Gefüge

Rasterelektronenmikroskopie (REM)*

Die Rasterelektronenmikroskopie bietet die Möglichkeit das Gefüge und die Morphologie der Schichten zu untersuchen. Im REM wird ein Elektronenstrahl mithilfe eines magnetischen Linsensystems auf die Schichtoberfläche fokussiert und der zu untersuchende Bereich abgerastert. Die einfallenden Elektronen treffen auf die Probenoberfläche und lösen dort Sekundärelektronen aus, die von einem Detektor erfasst und auf einem Bildschirm dargestellt werden. Da bei isolierenden Materialien der Elektronenstrahl eine Aufladung der Probe verursachen kann, wird zum Fixieren der Probe ein leitender Kleber verwendet bzw. die Probe mit einer dünnen Goldschicht beschichtet. In dieser Arbeit wurde das Rasterelektronenmikroskop vom Typ JSM 840 der Firma „Jeol“ verwendet.

Röntgendiffraktometrie (XRD)**

Mittels der Röntgendiffraktometrie wird die Kristallstruktur der Schichten untersucht. Dabei können die Gitterkonstanten, Kristallinität und Spannungszustände ermittelt werden. Das Grundprinzip der Röntgenstrahlbeugung an Kristallen wurde von Bragg 1913 erläutert. Der Röntgenstrahl wird an den Atomebenen gebeugt. Da die Atome im Kristall eine geordnete Struktur darstellen wird der Röntgenstrahl so gebeugt, dass ein Interferenzbild als Reflexion an den kristallographischen Ebenen des Kristalls entsteht (Abb. 3.10).

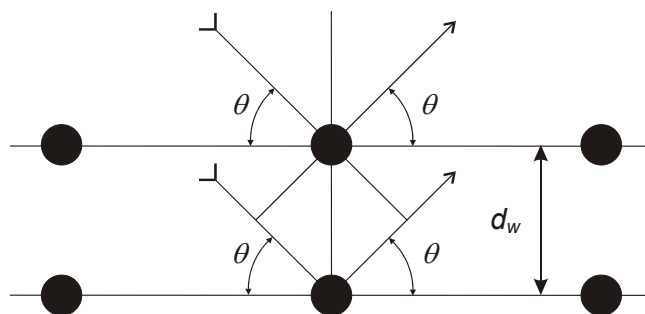


Abb. 3.10: Vereinfachte Darstellung der Beugung von Röntgenstrahlung auf den Netzebenen eines kristallinen Materials.

Die Intensitätsmaxima erhält man aus der Bragg'sche Beugungsbedingung

* engl. Scanning Electron Microscope (SEM)

** engl. X-ray Diffraction (Röntgenbeugung)

$$n\lambda_w = 2d_w \sin \theta \quad (3.2)$$

mit λ_w als Wellenlänge der einfallenden Röntgenstrahlung, d_w der Netzebenenabstand, θ der Einfallswinkel und n die Reflexionsordnung.

Anhand der Bragg'schen Beugungsbedingung kann man die Reflexionsmaxima die sog. Beugungsreflexe, den verschiedenen kristallographischen Ebenen zuordnen. In der Praxis werden die Beugungsreflexe des zu untersuchenden Materials mit den bekannten Referenzdaten der PDF-Kartei* verglichen und damit die vorhandenen kristallinen Materialien, Verbindungen bzw. Phasen ermittelt. Die Röntgenbeugungsmessungen wurden in der Bragg-Brentano ($\theta - 2\theta$) Geometrie mit dem Pulverdiffraktometer vom Typ Seifert PAD II mit Cu-K α Strahlung ($\lambda_w = 0,154$ nm) bei 40 kV Beschleunigungsspannung durchgeführt. Die Schichten wurden im Winkelbereich 2θ von $20 - 90^\circ$ und $20 - 50^\circ$ mit einer Schrittweite von $0,05^\circ$ und einer Haltezeit von 5 s untersucht.

Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)**

Die Transmissionselektronenmikroskopie (TEM-Gerät CM-30 der Firma „Philips“) ermöglicht es, die Transmissionsbilder von dünnen (weniger als 100 nm dick) für den Elektronenstrahl durchlässigen Proben, aufzunehmen. Die Vergrößerung kann über 500000-fach betragen und erlaubt sogar eine Auflösung im atomaren Bereich (HRTEM)***. Das TEM Transmissionsbild entsteht aufgrund der Wechselwirkung des Probenmaterials mit dem Elektronenstrahl, der die Probe durchdringt. Die Elektronen treffen mit einer Energie von 100 bis 300 keV auf die Probe auf. Die Proben-Präparation stellt ein aufwendiges Verfahren dar, bei dem die Probe i.d.R. zuerst mechanisch geschliffen und danach durch chemisches, elektrolytisches oder Ionenstrahl-Ätzen auf die benötigte Dicke gebracht wird. Die Informationen über die Struktur der Schichten werden aufgrund der Inhomogenitäten in der Dicke bzw. in der Zusammensetzung der Probe und den daraus resultierenden Intensitätsunterschieden des Elektronenstrahls ermittelt. Die Kontraste werden durch die Dicke, die Dichte und die Orientierung der Kristallite hervorgerufen. Die Aufnahmen können im Hellfeld- und Dunkelfeld-Modus durchgeführt werden wobei einzelne Kristallite oder Strukturdetails aufgelöst werden.

* engl. Powder Diffraction File (Pulverbeugungs-Referenzdaten),
(JCPDS) Joint Committee on Powder Diffraction Standards

** engl. Transmission Electron Microscope

*** engl. High Resolution Transmission Electron Microscope (Hochauflösende TEM)

Elektronenbeugung (SAED)*

Bei TEM-Untersuchungen können zusätzlich zu den Transmissionsaufnahmen auch Elektronenbeugungsaufnahmen durchgeführt werden. Der fokussierte Elektronenstrahl wird dabei an den Atomen gebeugt, so dass im Falle einer kristallinen Struktur das Beugungsbild eine Reihe von symmetrischen Punktreflexen oder Ringen und im Falle einer amorphen Struktur diffuse kreisförmige Flächen darstellt. Aufgrund der besseren Fokussierung des Elektronenstrahls und der stärkeren Streuung der Elektronen im Vergleich zur Röntgenstrahlung, gibt die Elektronenbeugung (SAED) die Möglichkeit kleine lokale Bereiche auf der Probe zu untersuchen. Damit erhält man Informationen über die Struktur von Ausscheidungen und Phasenübergänge.

3.3.1.3 Schichtdicke

Die Messung der Schichtdicke wurde mithilfe eines Oberflächenprofilometers vom Typ TENCOR P-10 durchgeführt. Das Messprinzip beruht auf dem mechanischen Abtasten des Substrates, das teilweise mit einer Schicht bedeckt ist (Abb. 3.11).

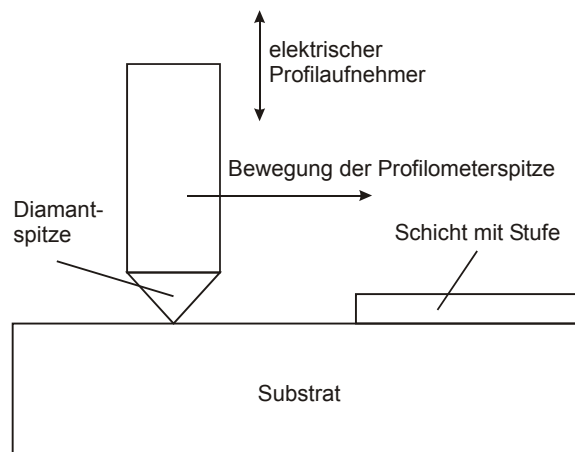


Abb. 3.11: Schema der Schichtdickenmessung mittels Profilometer durch mechanische Abtastung der Probenoberfläche.

Bei der Messung tastet eine Diamant-Profilometerspitze mit konstanter Geschwindigkeit zunächst den unbeschichteten Teil, der während der Beschichtung mit einem Klebestreifen abgedeckt war, und dann den beschichteten Teil des Substrates ab.

* engl. Selected Area Electron Diffraction (Feinbereichselektronenbeugung)

Die Schichtdicke kann dabei aus dem Niveauunterschied der beschichteten und unbeschichteten Bereiche ermittelt werden. Die Genauigkeit der Messung liegt bei Schichtdicken unter $0,1 \mu\text{m}$ bei ca. 10%, bei dickeren Schichten bewegt sich der systematische Fehler im Bereich von 2 bis 5 % [2]. Der allgemeine Messfehler bei der Messung der Eigenspannungen wurde mit 5 % angenommen.

3.3.2 Schichteigenschaften

3.3.2.1 Eigenspannungen

Die Eigenspannungen wurden ebenfalls mithilfe des Oberflächenprofilometers vom Typ TENCOR P-10 ermittelt. Hierzu wird das Profil der Durchbiegung eines beschichteten rechteckigen Silizium (100) - Substrates mit den Abmessungen $20 \times 2 \times 0,195 \text{ mm}$ gemessen (Abb. 3.12).

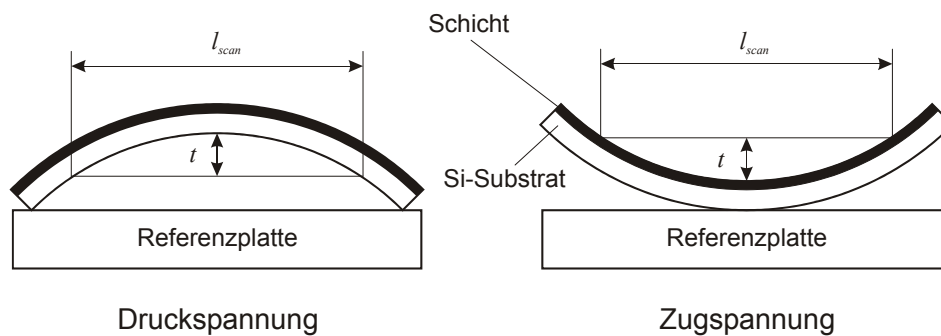


Abb. 3.12: Bestimmung der Schichteigenschaften durch Messung der Probendurchbiegung eines beschichteten Si-Substrates.

Die Schichteigenschaften werden mithilfe der bekannten Jaccodine-Beziehung [104]

$$\sigma = \frac{E_s}{1 - \nu_s} \frac{4 \cdot d_s^2 \cdot t}{3 \cdot d \cdot l_{scan}^2} \quad (3.1)$$

mit folgenden Materialparametern berechnet:

$E_s = 130,2 \text{ GPa}$ – Elastizitätsmodul des Substrates, $\nu_s = 0,279$ – Poissonische Konstante des Substratmaterials, $d_s = 0,195 \text{ mm}$ – Dicke des Substrates, $l_{scan} = 10 \text{ mm}$ – Scanlänge, d – Dicke der Schicht, t – Durchbiegung des Schicht-Substratverbundes auf der Scanlänge.

3.3.2.2 Spezifischer elektrischer Widerstand

Der spezifische elektrische Widerstand der Schichten wurde mit der Vierpunkt-Messmethode bestimmt. Dabei wurden 4 in Reihe angeordnete Messspitzen auf die quadratische Schichtprobe mit Abmessungen $10 \times 10 \text{ mm}^2$ aufgesetzt. Der Spitzenabstand s betrug 3 mm. An den äußeren Spitzen wurde ein Messstrom I von $10 \text{ }\mu\text{A}$ mittels eines Präzisionsmessgerät (Typ Keithley 238) angelegt und die Spannung zwischen den mittleren Spitzen U mithilfe eines Multimeters vom Typ HP34401A gemessen. Der spezifische elektrische Widerstand kann durch die folgende Beziehung errechnet werden:

$$\rho = k \frac{U}{I} d \quad (3.3).$$

U ist die Messspannung, I der Messstrom, d die Schichtdicke und k der Proportionalitätsfaktor, der im allgemeinen von den Abmessungen der Probe und des Spitzenabstands sowie von der Lage der Spitzenreihe abhängt [90].

Für eine unendlich ausgedehnte Probe beträgt $k = \frac{\pi}{\ln 2} = 4,5324$. Für quadratische Proben mit $10 \times 10 \text{ mm}^2$ und einer zentrierten diagonalen Anordnung der Spitzenreihe (Abb. 3.13) ist der Proportionalitätsfaktor $k = 2,56$ [90]. Die Lage der Spitzenreihe wurde in diagonalen Richtung ausgewählt, damit ein kleiner Messfehler entstand [90].

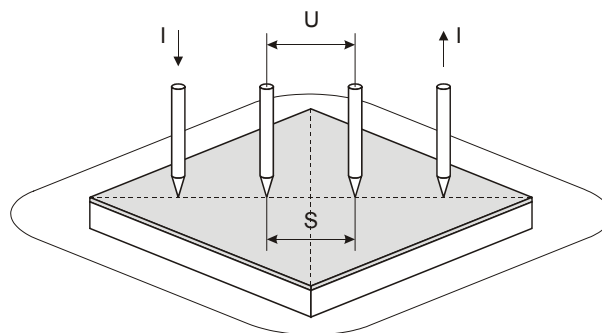


Abb. 3.13: Schema der Widerstandsmessung an einer quadratischen Schicht mit einer diagonalen Anordnung der Messspitzenreihe (Vier-Punkt-Methode).

Die Messungen wurden für jede Diagonalrichtung durchgeführt und danach der Mittelwert gebildet.

3.3.2.3 Magnetische Polarisation, Koerzitivfeld und Anisotropiefeld

Die statischen magnetischen Eigenschaften der Schichten wurden mit einem Vibrationsmagnetometer (VSM)* gemessen. Die VSM-Messung basiert auf dem Induktionsprinzip. Dabei wird eine durch ein äußeres statisches Magnetfeld polarisierte Probe, die ein magnetisches Dipolfeld im Außenraum produziert, zwischen vier Pick-up Messspulen bewegt. Der sich dadurch verändernde magnetische Fluss induziert in den Pick-up Spulen eine Spannung, die proportional zur Polarisation der Probe ist. Dadurch kann die Abhängigkeit der Polarisation vom äußeren Feld bestimmt werden. Die Messungen wurden mit dem Magnetometer der Firma „Wissel“, dessen Aufbau in der Abbildung 3.14 dargestellt ist, aufgenommen.

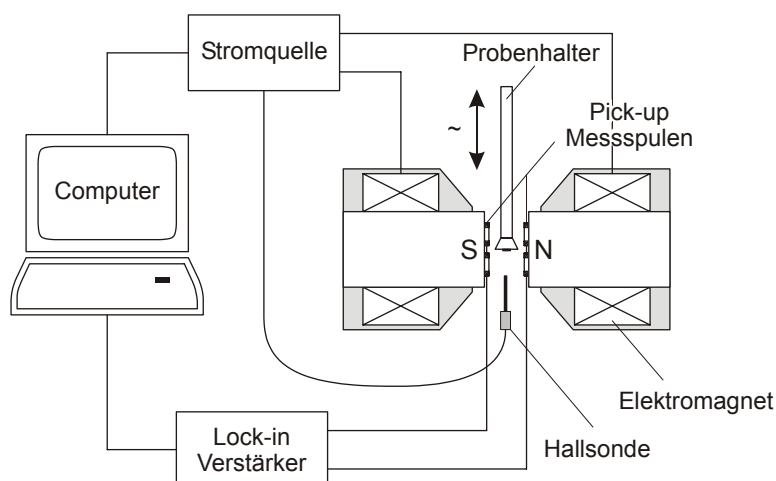


Abb. 3.14: Schematische Darstellung des Messaufbaus eines Vibrations-Magnetometers zur Bestimmung der magnetischen Hysteresekurven.

Das Magnetometer besteht aus zwei Elektromagneten, die das externe magnetische Feld in einem Luftspalt zwischen den Polschuhen erzeugen. Im Luftspalt befindet sich eine Hallsonde zur Messung des Feldes und zwei Paare der Messspulen zur Messung der Polarisation. Die zu untersuchende Probe mit der Abmessungen $5 \times 5 \times 0,4 \text{ mm}^3$ wird auf einem speziellen Halter aufgeklebt, der mit einer Amplitude von 3 mm und einer Frequenz von 380 Hz senkrecht zur Feldrichtung schwingt. Der Probenhalter kann um die eigene Achse gedreht werden, wodurch eine Orientierung der Probe relativ zum äußeren Feld ermöglicht wird. Das Messsystem wird über ein Computerprogramm gesteuert, das die Möglichkeit bietet, die Messparameter wie den Messfeldbereich und die Messschrittweite zu variieren. Die mit dem VSM

* engl. Vibrating Sample Magnetometer (Vibrationsmagnetometer)

aufgenommene $J(H)$ – Hysteresekurve wird für die Bestimmung der Sättigungspolarisation, der Koerzitivfeldstärke und der Anisotropiefeldstärke verwendet. In Abbildung 3.15 ist ein entsprechendes Schema dargestellt, mit dem die relevanten magnetischen Größen bestimmt werden können.

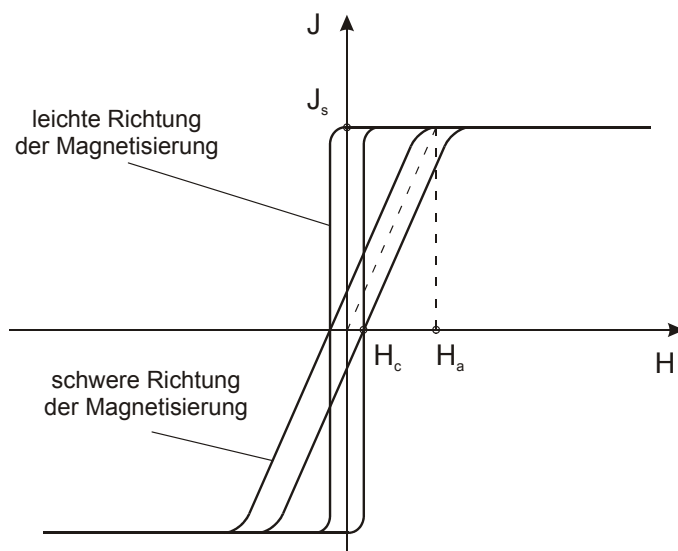


Abb. 3.15: Schematische Darstellung der mittels VSM gemessenen Hysteresekurven zur Bestimmung der Sättigungspolarisation J_s , der Koerzitivfeldstärke H_c und der Anisotropiefeldstärke H_a .

3.3.2.3 Magnetische Domänenstruktur

Zur Untersuchung der magnetischen Domänen können je nach Bedarf die Kerr-Mikroskopie oder die magnetische Kraft Mikroskopie (MFM)* verwendet werden. Die magnetische Kerr-Mikroskopie gehört zu den optischen Messmethoden und basiert auf dem Prinzip der Drehung der Polarisationsachse eines Lichtstrahls bei der Reflektion an einem magnetischen Material. Die Polarisation des Lichtes hängt von der Magnetisierungsrichtung ab und gibt Aufschluss über die Domänenstruktur. Mit dem Kerr-Mikroskop beobachtet man Domänen als helle und dunkle Bereiche deren Form und Kontrast durch ein äußeres Feld verändert werden können. Das Schema eines Kerr-Mikroskops ist in Abbildung 3.16 dargestellt.

Die Auflösung eines Kerr-Mikroskops ist durch die Lichtwellenlänge begrenzt. Daher verwendet man alternative Methoden wie MFM, wenn kleine magnetische Strukturen mit Details unter $1 \mu\text{m}$ untersucht werden sollen. Das MFM ist eine Modifikation der

* engl. Magnetic Force Microscopy

Kraftfeldmikroskopie (AFM)*, bei der eine Messspitze (PPP-MFMR-10 der Firma „Nanosensors“) mit ferromagnetischem Material (Co) beschichtet ist. Dadurch wird die Abbildung magnetischer Domänen mit sehr hoher Auflösung von einigen nm möglich.

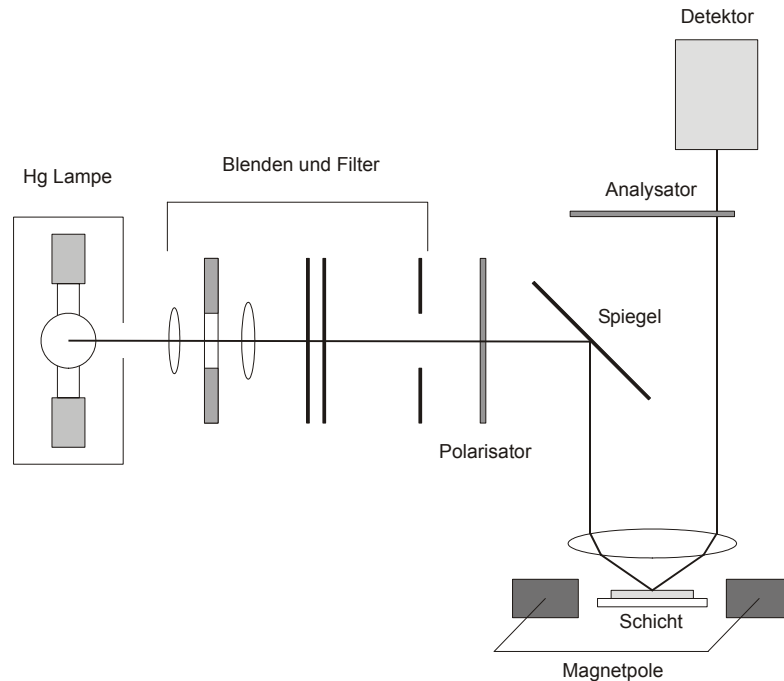


Abb. 3.16: Schematischer Aufbau eines Kerr-Mikroskops zur Bestimmung der magnetischen Domänenstruktur.

Kerrmikroskopische Untersuchungen wurden im Forschungszentrum Jülich mit einem Zeiss Lichtmikroskop durchgeführt. Für MFM Aufnahmen wurde das AFM „Nanoscope“ der Firma „Digital Instruments“ verwendet.

* engl. Atomic Force Microscopy

4 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der gezielten theoretischen und experimentellen Entwicklung neuartiger hochfrequenztauglicher thermisch stabiler, weichmagnetischer Fe-Co-Al-N- und Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtmaterialien für die Anwendungen in HF-Mikroinduktoren dargestellt.

Im ersten Abschnitt (4.1) wird eine neue Theorie der Magnetisierungsdynamik dünner ferromagnetischer Schichten vorgestellt, die für den für diese Arbeit relevanten Spezialfall der elektrisch leitenden magnetischen Schichten mit uniaxialer Anisotropie entwickelt wurde. Sie stellt eine analytische Lösung eines gekoppelten Gleichungssystems der Maxwell'schen und Landau-Lifschitz-Gleichungen dar und wird bei der Optimierung der Schichten bezüglich des Verlaufs der komplexen frequenzabhängigen Permeabilität in Abhängigkeit der Materialeigenschaften und der Schichtdicke verwendet.

Im nächsten Abschnitt (4.2) wird eine neue experimentelle Methode zur Messung der komplexen frequenzabhängigen Permeabilität mit einem Streifenleiter-Permeameter vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit speziell für dünne ferromagnetische Schichten entwickelt wurde und eine detaillierte und zuverlässige Charakterisierung ihrer HF-Eigenschaften ermöglichte.

Im dritten und größten Teil dieses Kapitels (Abschnitt 4.3) werden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen und Optimierung der Schichtzusammensetzung, der Schichtstruktur, elektrischen und magnetischen Schichteigenschaften sowie der mit dem Streifenleiter-Permeameter gemessener komplexen frequenzabhängigen Permeabilität der Fe-Co-Al-N und Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtmaterialien beschrieben.

Die Strukturierung, Untersuchung und Optimierung von magnetischen Dünnschicht-Mikroobjekten auf der Basis von Fe-Co-Ta-N-Materialien für den Einsatz als Kerne in HF-Mikroinduktoren werden im vierten Teil dieses Kapitels (Abschnitt 4.4) behandelt.

Anschließend werden Ergebnisse der Herstellung und Charakterisierung von HF-Mikroinduktor-Demonstratoren mit strukturierten Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtkernen dargestellt (Abschnitt 4.5).

4.1 Ausarbeitung einer neuen Theorie zur Beschreibung der Magnetisierungsdynamik dünner ferromagnetischer Schichten zur Optimierung der HF-Eigenschaften

Im Kapitel 2.2 wurden die ferromagnetische Resonanz und die Abschirmströme als zwei selbstständige Phänomene betrachtet, die im wesentlichen die magnetischen Eigenschaften und das Verhalten der ferromagnetischen Materialien bei Hochfrequenz bestimmen. Im allgemeinen Fall müssen diese Phänomene gemeinsam betrachtet werden, da sich die Magnetisierung und das magnetische Feld gegenseitig beeinflussen. Das Magnetisierungsverhalten hängt vom effektiven inneren Feld ab, das seinerseits über die dynamische Suszeptibilität von der Magnetisierung abhängt. Für eine korrekte Beschreibung der Magnetisierungsdynamik benötigt man ein geschlossenes mathematisches System, in dem beide Effekte, die ferromagnetische Resonanz und die Abschirmströme, miteinander gekoppelt sind. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit ein entsprechendes Differentialgleichungssystem aus den Maxwell'schen Gleichungen (2.34) und der Bewegungsgleichung der Magnetisierung (2.38) abgeleitet und für den speziellen Fall der elektrisch leitenden, dünnen ferromagnetischen Schicht mit uniaxialer Anisotropie in der Schichtebene analytisch gelöst.

Als Basis für die Berechnung der Magnetisierungsdynamik in einer dünnen Schicht wurden die Landau-Lifschitz-Gleichung (2.38) mit dem Dämpfungsterm α in der Gilbert-Form (2.41) und die im Abschnitt 2.2.1 abgeleitete Dispersionsgleichung (2.42) angewendet.

$$\frac{\partial \bar{M}}{\partial t} = -\gamma \bar{M} \times \bar{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \left(\bar{M} \times \frac{\partial \bar{M}}{\partial t} \right) \quad (4.1)$$

$$\text{rot rot } \bar{H}_{eff} = -\frac{\mu_0}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{M}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{H}_{eff}}{\partial t} \right)$$

Die Induktion B wurde hier durch die Beziehung $\bar{B} = \mu_0(\bar{H} + \bar{M})$ ersetzt.

Die Schicht mit der Dicke d (Abb. 4.1) befindet sich in einem entlang der x-Achse wirkenden äußeren magnetischen Wechselfeld \bar{h} . Sie besitzt eine uniaxiale Anisotropie \bar{H}_a in Richtung der y-Achse und ist homogen und bis zur Sättigung in der Richtung der uniaxialen Anisotropie magnetisiert.

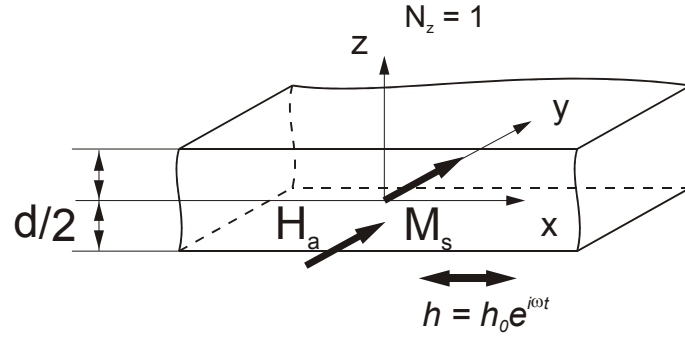


Abb. 4.1: Schematische Darstellung des Koordinatensystems einer dünnen Schicht der Dicke d mit einer uniaxialen Anisotropie H_a im äußeren linear polarisierten magnetischen Wechselfeld h .

Das effektive Magnetfeld besteht aus drei Komponenten

$$\bar{H}_{eff} = \bar{h} + \bar{H}_D + \bar{H}_a \quad (4.2)$$

\bar{h} ist das äußere magnetische Wechselfeld, \bar{H}_D das Entmagnetisierungsfeld und \bar{H}_a das Anisotropiefeld der uniaxialen Anisotropie. Das äußere Feld $\bar{h} = (h, 0, 0)$ hat nur eine Komponente in x – Richtung. Das Entmagnetisierungsfeld $\bar{H}_D = (0, 0, -M_z)$ hat nur eine Komponente in Richtung z . Der Feldvektor der uniaxialen Anisotropie $\bar{H}_a = (0, H_a, 0)$ hat laut Definition (2.25) nur eine Komponente in y – Richtung.

Den Magnetisierungsvektor kann man als eine Summe der statischen und dynamischen Komponenten darstellen ($\bar{M} = \bar{M}_0 + \bar{m}$), wobei die dynamischen Komponenten klein im Vergleich zu den statischen sind ($|m| \ll |M_0|$). Unter Berücksichtigung dieser Bedingung erlangt man schließlich für den Feldvektor und den Magnetisierungsvektor folgende Ausdrücke:

$$\mathbf{H}_{eff} = (h, H_a, -m_z), \quad \mathbf{M} = (m_x, M_s, m_z) \quad (4.3).$$

Nach Einfügen von Gleichung (4.3) in das Gleichungssystem (4.1) erhält man für die einzelnen Koordinatenkomponenten:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} &= \frac{\mu_0}{\rho} \left(\frac{\partial m_x}{\partial t} + \frac{\partial h}{\partial t} \right) \\ \frac{\partial m_x}{\partial t} &= \gamma \cdot m_z (M_s + H_a) + \alpha \frac{\partial m_z}{\partial t} \\ \frac{\partial m_z}{\partial t} &= -\gamma \cdot (H_a m_x - h M_s) - \alpha \frac{\partial m_x}{\partial t} \end{aligned} \quad (4.4).$$

Dieses Gleichungssystem kann mithilfe eines periodischen Ansatzes für h , m_x und m_z

($\frac{\partial h}{\partial t} = i\omega h$, $\frac{\partial m_x}{\partial t} = i\omega m_x$, $\frac{\partial m_z}{\partial t} = i\omega m_z$) analytisch gelöst werden:

$$m_x(z, \omega) = h(z, \omega) \cdot \chi_x(\omega), \quad m_z(z, \omega) = h(z, \omega) \cdot \chi_z(\omega) \quad (4.5)$$

mit
$$h(z, \omega) = h_0 e^{i\omega t} \frac{e^{i\lambda z} + e^{-i\lambda z}}{e^{\frac{i\lambda d}{2}} + e^{-\frac{i\lambda d}{2}}} \quad (4.6),$$

$$\lambda = (1-i) \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\rho}} \sqrt{1 + \chi_x} \quad (4.7),$$

$$\chi_z = \gamma \cdot M_s \frac{i\omega}{(\gamma \cdot H_a + \alpha \cdot i\omega) \cdot (\gamma \cdot (M_s + H_a) + \alpha \cdot i\omega) - \omega^2} \quad (4.8),$$

und
$$\chi_x = \gamma \cdot M_s \frac{\gamma \cdot (M_s + H_a) + \alpha \cdot i\omega}{(\gamma \cdot H_a + \alpha \cdot i\omega) \cdot (\gamma \cdot (M_s + H_a) + \alpha \cdot i\omega) - \omega^2} \quad (4.9).$$

Die frequenzabhängigen Suszeptibilitäten χ_x (4.8) und χ_z (4.9) beschreiben das Verhältnis der Magnetisierungen m_x und m_z in einer bestimmten Tiefe (4.5) zur dessen Feldstärke h (4.6).

Um die effektive Suszeptibilität der Schicht zu berechnen muss man die lokale Magnetisierung (4.5) über die Schichtdicke integrieren. Es folgt:

$$\chi_x^{eff} = \frac{\frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} m_x dz}{h_0 e^{i\omega t}} = \frac{\chi_x(\omega)}{i\lambda \frac{d}{2}} \frac{\left(e^{\frac{i\lambda d}{2}} - e^{-\frac{i\lambda d}{2}} \right)}{\left(e^{\frac{i\lambda d}{2}} + e^{-\frac{i\lambda d}{2}} \right)} \quad (4.10)$$

und

$$\chi_z^{eff} = \frac{\frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} m_z dz}{h_0 e^{i\omega t}} = \frac{\chi_z(\omega)}{i\lambda \frac{d}{2}} \frac{\left(e^{\frac{i\lambda d}{2}} - e^{-\frac{i\lambda d}{2}} \right)}{\left(e^{\frac{i\lambda d}{2}} + e^{-\frac{i\lambda d}{2}} \right)} \quad (4.11).$$

In diesem Fall stellt die effektive Suszeptibilität der Schicht ein Verhältnis der mittleren Magnetisierung der Schicht zur Feldstärke des äußeren Feldes dar.

Ähnliches gilt für die effektive Permeabilität μ_x und μ_z :

$$\mu_x^{eff} = \frac{\frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} (h + m_x) dz}{h_0 e^{i\omega t}} = \frac{1 + \chi_x(\omega)}{i\lambda \frac{d}{2}} \frac{\left(e^{i\lambda \frac{d}{2}} - e^{-i\lambda \frac{d}{2}} \right)}{\left(e^{i\lambda \frac{d}{2}} + e^{-i\lambda \frac{d}{2}} \right)} \quad (4.12)$$

und

$$\mu_z^{eff} = \frac{\frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} m_z dz}{h_0 e^{i\omega t}} = \frac{\chi_z(\omega)}{i\lambda \frac{d}{2}} \frac{\left(e^{i\lambda \frac{d}{2}} - e^{-i\lambda \frac{d}{2}} \right)}{\left(e^{i\lambda \frac{d}{2}} + e^{-i\lambda \frac{d}{2}} \right)} \quad (4.13).$$

Zusammen mit den Beziehungen (4.7) bis (4.9) stellen die Gleichungen (4.10) bis (4.13) ein Landau-Lifschitz-Wirbelstrom Modell (LLW) dar, das eine vollständige Beschreibung der Magnetisierungsdynamik in dünner magnetischer Schichten mit uniaxialer Anisotropie ermöglicht. Auf der Basis dieser Gleichungen werden die Änderungen im Frequenzverlauf der komplexen Permeabilität bei Variation der Schichtdicke sichtbar. Die Ergebnisse der Modellierung, die mit dem Programm „Mathcad“ erreicht wurden, zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen frequenzabhängigen Permeabilitätsspektren von magnetischen Dünnschichten, die mithilfe des im nächsten Abschnitt vorgestellten HF-Permeameters gemessen wurden.

4.2 Eigenentwicklungen der experimentellen Methoden zur Messung der Permeabilität

4.2.1 Messung der komplexen frequenzabhängigen Permeabilität

Zur Bestimmung der komplexen frequenzabhängigen Permeabilität der Schichten wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Auswertungsmethode für die 1-Port-Messung auf der Basis einer kurzgeschlossenen Streifenleitung entwickelt. Das Permeameter ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

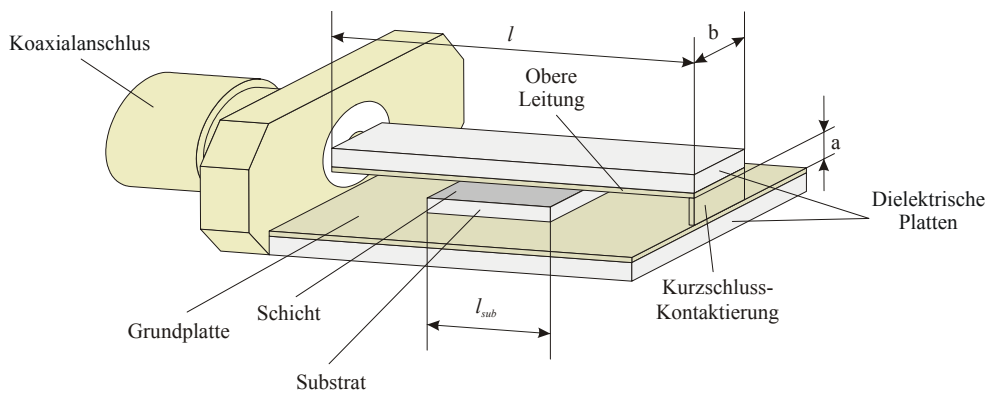


Abb. 4.2: Schematischer Aufbau des Messkopfes eines Permeameters zur Bestimmung der frequenzabhängigen Permeabilität mittels einer kurzgeschlossenen Streifenleitung.

An einem Koaxialanschluss befindet sich ein Streifenleiter, der am Ende kurzgeschlossen ist. Der Abstand a zwischen dem oberen und dem unteren Leiter beträgt 0,8 mm und ist ca. doppelt so groß wie die Substratdicke ($d = 0,375$ mm). Die Breite b des oberen Leiters beträgt 3,9 mm. Sie ist entsprechend (4.14) so berechnet, dass eine charakteristische Impedanz $Z_0 = 50 \Omega$ des Aufbaus entsteht. Für die verwendete Streifenleitung ist der charakteristische Wellenwiderstand durch den Ausdruck (4.14) gegeben [91].

$$Z_0 = 60 \cdot \left[\frac{F_1(b/a)}{b/a} + \sqrt{1 + \left(\frac{2b}{a} \right)^2} \right] \quad (4.14)$$

$F_1(b/a)$ ist die Anpassungsfunktion. Sie lautet $F_1(b/a) = 6 + (2\pi - 6) \cdot e^{-\left(30,666 \frac{a}{b}\right)^{0,7528}}$.

Die Leiter besteht aus 0,8 mm dicken dielektrischen Platten, die einseitig mit einer Kupferschicht (Dicke 35 μm) bedeckt sind. Das oxidierte Si-Substrat ($5 \times 5 \times 0,375 \text{ mm}^3$) mit einer aufgetragenen ferromagnetischen Schicht wird so zwischen den Leitern positioniert, dass es in der Mitte der Leitung ($a/2$) liegt. Die Länge l der Leitung von 9 mm wurde aufgrund der Resonanzbedingung für das Viertel der Wellenlänge $l \approx \frac{\lambda_w^{\text{eff}}}{4} = \frac{c_0}{4f \sqrt{\epsilon_{\text{eff}} \mu_{\text{eff}}}}$ ausgewählt, um einen Messfrequenzbereich bis ca. 5 GHz zu gewährleisten.

Die Messung der frequenzabhängigen Permeabilität basiert auf der Auswertung des gemessenen Reflexionskoeffizienten einer Streifenleitung. Der allgemeine Ausdruck für den Reflexionsfaktor eines Leitungsabschnittes ist [92]

$$R_l = R_E e^{-2\beta \cdot l} \quad (4.15).$$

β stellt die Fortpflanzungskonstante und R_E den Reflexionsfaktor am Ausgang der Leitung dar. Die Fortpflanzungskonstante ist aus der allgemeinen Lösung der Maxwell'schen Gleichungen als

$$\beta = \sqrt{-\omega^2 \cdot \mu_0 \mu \cdot \left(\epsilon_0 \epsilon - \frac{i}{\rho \cdot \omega} \right)} \quad (4.16)$$

bekannt [93]. $\omega = 2\pi \cdot f$ ist die Kreisfrequenz und ρ der spezifische elektrische Widerstand. Die Permeabilität und Permittivität werden durch die Größen μ und ϵ charakterisiert.

Das inhomogene Medium (Luft + Substrat + ferromagnetisches Material) zwischen der Leitern kann durch ein hypothetisches homogenes Medium mit der Permeabilität μ^* und Permittivität ϵ^* ersetzt werden. Den Ausdruck für die Fortpflanzungskonstante (4.16) kann man dementsprechend zu $\beta = i\omega \sqrt{\mu^* \cdot \epsilon^*}$ modifizieren, wobei die Permeabilität μ^* und die Permittivität ϵ^* des Leitungsabschnittes wie folgend dargestellt werden:

$$\epsilon^* = \epsilon_0 \epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_0 (\epsilon'_{\text{eff}} + i\epsilon''_{\text{eff}}) \quad (4.17)$$

$$\mu^* = \mu_0 \mu_{\text{eff}} = \mu_0 (\mu'_{\text{eff}} + i\mu''_{\text{eff}}) \quad (4.18).$$

$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ ist die dielektrische Konstante. $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$ ist die magnetische Feldkonstante, ϵ_{eff} die relative effektive Permittivität und μ_{eff} die relative effektive Permeabilität.

Schließlich erhält man die Fortpflanzungskonstante in folgender Form:

$$\beta = \frac{i\omega\sqrt{\mu_{eff} \cdot \epsilon_{eff}}}{c_0} \quad (4.19).$$

$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$ ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Wenn sich in einer Streifenleitung ein Substrat befindet (Abb. 4.3), dann modifiziert sich der Ausdruck (4.15) für den Reflexionsfaktor der Leitung wie folgt:

$$R_l = R_E \cdot e^{-2(\beta_1 \cdot l_1 + \beta_2 \cdot l_2 + \beta_3 \cdot l_3)} \quad (4.20).$$

Die Streifenleitung besteht aus drei Abschnitten (Abb. 4.3). Der Ausgangsreflexionsfaktor ist in diesem Fall $R_E = -1$, da die Leitung am Ende kurzgeschlossen ist. Die Fortpflanzungskonstanten der freien Abschnitte der Leitung sind $\beta_1 = \beta_3 = \beta_{leer}$. Enthält der Leitungsabschnitt 1-2 (Abb. 4.3) das Substrat, so wird seine Fortpflanzungskonstante als $\beta_2 = \beta_{sub}$ bezeichnet. Für $\beta_2 = \beta_f$ gilt, dass sich auf dem Leitungsabschnitt 1-2 das beschichtete Substrat befindet. Die Länge des Abschnittes mit dem Substrat ist $l_2 = l_{sub}$, und die Gesamtlänge der freien Anschnitte beträgt $l_1 + l_3 = l_{leer}$.

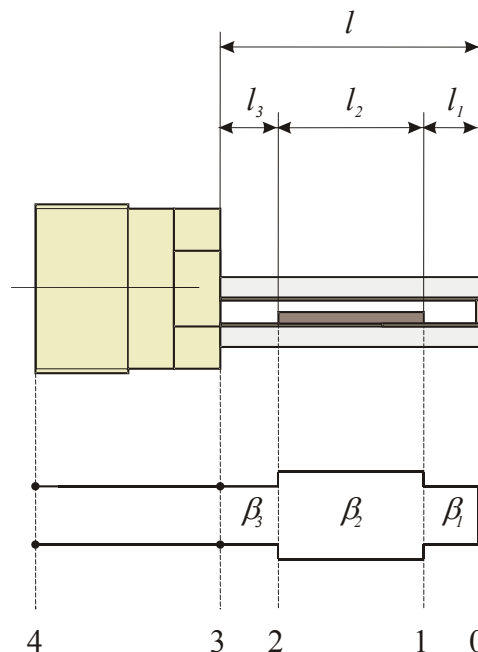


Abb. 4.3 Streifenleitung und schematische Darstellung ihrer Leitungsabschnitte mit unterschiedlichen Fortpflanzungskonstanten β .

Das Permeameter wird über ein Koaxialkabel an einen Netzwerkanalysator HP-8719D angeschlossen. Eine 1-Port Kalibrierprozedur mit 3 Standards (open, short, load) wird durchgeführt, um den Einfluss des Verbindungskabels zu kompensieren und die dabei einstehenden systematischen Messfehler zu eliminieren. Nach der Kalibrierung wird die Kalibrierungsbezugsebene 4 (Abb. 4.3) durch Phasenverschiebung zur Bezugsebene 3 verschoben, die dem Anfang der Streifenleitung entspricht. Nach der Phasenverschiebung entspricht der mit dem Netzwerkanalysator gemessene Streuparameter S_{11} einem Reflexionskoeffizienten der Streifenleitung $R_l = S_{11}$.

Die Messung der Permeabilität erfolgt in drei Schritten. Zuerst erfolgt eine Messung des Streuparameters der leeren Streifenleitung $S_{11}^{leer}(f)$, danach eine Messung mit unbeschichtetem Substrat $S_{11}^{sub}(f)$ sowie eine Messung mit beschichtetem Substrat $S_{11}^f(f)$. Beim ersten Schritt werden die frequenzabhängigen Fehler, die durch Leitfähigkeitsverluste und dielektrische Verluste sowie die Herstellungs- und Verbindungsungenauigkeiten verursacht werden, eliminiert. Dies wird durch die Bestimmung der effektiven spektralen Permittivität der Leitung ε_{eff}^{leer} im Frequenzbereich, z.B. 50 MHz – 5 GHz erreicht. Im ersten Schritt ist die effektive Permeabilität der Leitung $\mu_{eff} = 1$ und die effektive Permittivität der leeren Leitungsabschnitte $\varepsilon_{eff}^{leer}(f)$ kann aus den Messdaten des Streuparameters $S_{11}^{leer}(f)$ mit der Gleichung (4.20) für die leere Streifenleitung berechnet werden.

$$\varepsilon_{eff}^{leer} = \left(\frac{i \cdot c_0 \cdot \ln(-S_{11}^{leer})}{2 \cdot \omega \cdot (l_{sub} + l_{leer})} \right)^2 \quad (4.21)$$

Durch Einsetzen der effektiven Permittivität der leeren Leitung ε_{eff}^{leer} (4.21) in (4.22) gemeinsam mit den gemessenen Werten des Reflexionsparameters $S_{11}^{sub}(f)$ erhält man die Werte der effektiven Permittivität des Streifenleitungsabschnittes $\varepsilon_{eff}^{sub}(f)$, der mit dem Substrat beladen ist.

$$\varepsilon_{eff}^{sub} = \left(\frac{i \cdot c_0 \cdot \ln(-S_{11}^{sub})}{2 \cdot \omega \cdot l_{sub}} - \frac{\sqrt{\varepsilon_{eff}^{leer}} \cdot l_{leer}}{l_{sub}} \right)^2 \quad (4.22)$$

Der Ausdruck (4.22) erhält man aus der Gleichung (4.20) für eine mit dem Substrat beladene Streifenleitung. Die effektive Permeabilität bleibt dabei $\mu_{eff} = 1$, da kein ferromagnetisches Material in der Leitung vorhanden ist.

Bei bekannten $\varepsilon_{eff}^{leer}(f)$ und $\varepsilon_{eff}^{sub}(f)$ wird die effektive spektrale Permeabilität des Leitungsabschnittes mit dem ferromagnetischen Material aus den Werten des Streuparameters $S_{11}^f(f)$ berechnet, die für die mit dem Substrat und der Schicht beladene Leitung gemessen wurden. Es folgt

$$\mu_{eff} = \left(\frac{i \cdot c_0 \cdot \ln(-S_{11}^f)}{2 \cdot \omega \cdot l_{sub} \cdot \sqrt{\varepsilon_{eff}^{sub}}} - \frac{\sqrt{\varepsilon_{eff}^{leer}} \cdot l_{leer}}{\sqrt{\varepsilon_{eff}^{sub}} \cdot l_{sub}} \right)^2 \quad (4.23).$$

Schließlich wird die relative Permeabilität der ferromagnetischen Schicht aus folgender Relation berechnet:

$$\mu = \frac{\mu_{eff} - 1}{k \cdot \frac{d}{a}} \quad (4.24).$$

k ist ein Proportionalitätsfaktor, der mithilfe einer Standard-Probe oder durch die Anpassung der gemessenen Permeabilität bei niedrigen Frequenzen an die Anfangspermeabilität entsprechend der Stoner-Wolfarth-Beziehung

$$\mu_{anf} = 1 + \frac{J_s}{\mu_0 H_a} \quad (4.25)$$

bestimmt wird.

4.2.2 Messung der Anfangspermeabilität

Für die Messung der Anfangspermeabilität (statische Permeabilität) wurde ein Messstand entwickelt, der in Abbildung 4.4 dargestellt ist.

Der Messstand besteht aus einer Primärspule, die mit einem Frequenzgenerator verbunden ist und einer im Inneren der Primärspule angebrachten Sekundärspule, deren Signal von einem Oszillographen aufgenommen wird. Durch den Wechselstromgenerator wird in der Primärspule ein magnetisches Wechselfeld angeregt, das entsprechend dem Induktionsgesetz eine Spannung in der Sekundärspule induziert. Die induzierte Spannung wird mithilfe des Oszillographen visualisiert und ausgewertet. Das Einbringen einer ferromagnetischen Schicht in das Innere der Sekundärspule verursacht eine Änderung der induzierten Spannung. Aufgrund dieser Änderungen wird die Permeabilität des Schichtmaterials berechnet.

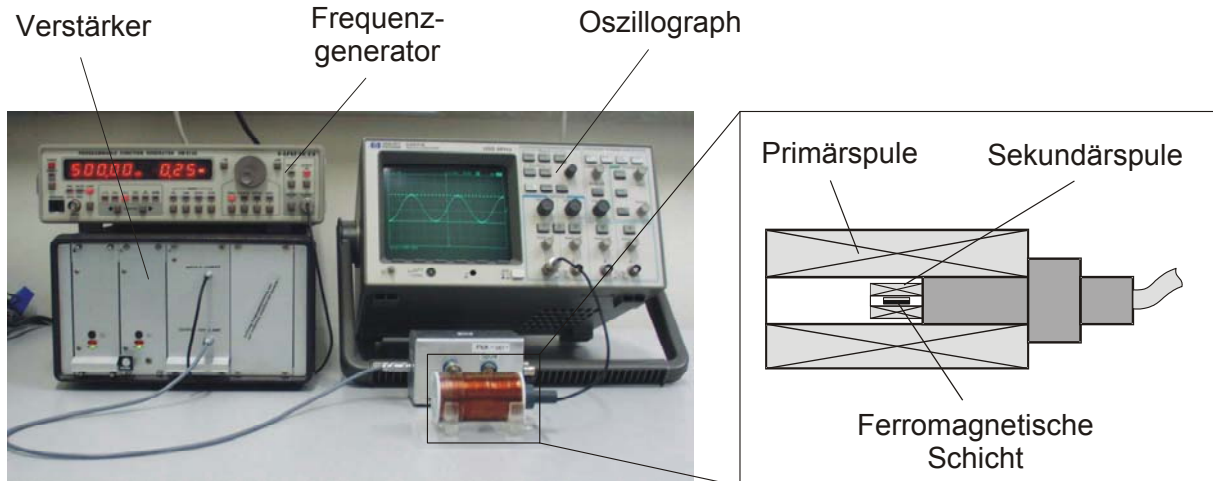


Abb. 4.4 Messaufbau zur Messung der Anfangspermeabilität und Schema der Primär- und Sekundärspule mit der Schicht.

Unter Verwendung der induzierten Spannung der leeren und der mit der magnetischen Schicht beladenen Sekundärspule kann die Anfangspermeabilität wie folgend ermittelt werden:

$$\mu_{anf} = \frac{U_f - U_1}{U_1} \cdot \frac{S_2^l}{S_2^f} = \frac{\Delta U}{U_1} \cdot \frac{S_2^l}{S_2^f} \quad (4.26).$$

U_1 ist die induzierte Spannung in der Sekundärspule ohne ferromagnetisches Material, U_f die induzierte Spannung in der Sekundärspule mit ferromagnetischem Material, S_2^l die Luftquerschnittsfläche der Sekundärspule und S_2^f die Querschnittsfläche des ferromagnetischen Materials in der Sekundärspule. Das Querschnittsflächenverhältnis in der Gleichung (4.26) ergibt sich aus den Abmessungen der verwendeten Sekundärspule und der Schicht. Die Gleichung (4.26) vereinfacht sich zu folgender Beziehung.

$$\mu_{anf} = \frac{U_2^f - U_2^l}{U_2^l} \cdot \frac{3328}{d} \quad (4.27)$$

d ist die Schichtdicke in μm .

4.3 Charakterisierung der Eigenschaften von Fe-Co-Al-N und Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtmaterialien

4.3.1 Konzept thermisch stabiler weichmagnetischer Materialien mit uniaxialer Anisotropie

Die Entwicklung weichmagnetischer Materialien spielt für die Realisierung von neuartigen HF-Mikroinduktoren eine Schlüsselrolle. Die allgemeinen Anforderungen an weichmagnetische Materialien für HF-Anwendungen wurden bereits im Abschnitt 2.3 formuliert. Sie enthalten unter anderem zwei Punkte, die für die Realisierung von GHz-Mikroinduktoren von besonderer Bedeutung sind. Zum einen sollten die weichmagnetischen Schichten ein uniaxiales Anisotropiefeld von 3 bis 6 mT besitzen, um eine hohe Permeabilität bis in den Frequenzbereich zwischen 1 und 3 GHz zu erhalten. Zum anderen sollten ihre guten weichmagnetischen Eigenschaften durch eine Wärmebehandlung bei etwa 400 °C (Al-Prozess in der CMOS Technologie) nicht beeinträchtigt werden. Aufgrund dieser Anforderungen wurde für das Einprägen der uniaxialen Anisotropie eine thermische Behandlung im Magnetfeld ausgewählt. Diese Behandlung kann mit Standardprozessschritten der CMOS-Technologie kombiniert werden, um gleichzeitig den elektrischen Widerstand von Leiterbahnen zu reduzieren und um die uniaxiale Anisotropie einzuprägen.

Das Einprägen der uniaxialen Anisotropie bei der Wärmebehandlung im Magnetfeld erfordert spezielle magnetische Schichtmaterialien, die für eine solche Methode geeignet sind. Die durchgeführte Analyse vorhandener Literaturdaten (Kapitel 2.3) hat gezeigt, dass nanokristalline magnetische Schichten auf der Basis von Fe-Co Systemen ein entsprechendes Potential besitzen. Aufgrund ihrer speziellen Mikrostruktur haben diese Schichtmaterialien ein kleines Koerzitivfeld und können bei einer Temperatur von 400 °C wärmebehandelt werden ohne ihre weichmagnetischen Eigenschaften zu verlieren. Ein anderer Vorteil dieser Materialien besteht darin, dass sie mittels der Dünnschichttechnologie hergestellt werden können und damit in Kombination mit CMOS-Prozessen besonders geeignet sind.

Durch die Literaturanalyse konnte festgestellt werden, dass ternäre Systeme auf Fe- oder Co-Basis sich in einem wesentlichen Punkt unterscheiden (Siehe Abschnitt 2.3). Während die Schichten auf Fe-Basis ein Anisotropiefeld $\mu_0 H_a$ zwischen 0,5 und 1,3 mT besitzen, konnte in Schichten auf Co-Basis eine höhere uniaxiale Anisotropie zwischen 8 und 9 mT eingeprägt werden. Dieser Unterschied war sowohl in stickstoffhaltigen als auch in sauerstoffhaltigen

Materialsystemen vorhanden. Aufgrund dieser Erkenntnisse wurden weichmagnetische nanokristalline Schichtmaterialien auf Fe-Co-Basis vorgeschlagen, welche die erforderliche uniaxiale Anisotropie ermöglichen sollten. Das Verhältnis von Fe zu Co wurde dabei aufgrund der Literaturdaten über magnetische Eigenschaften von $\text{Fe}_{100-x}\text{Co}_x$ -Legierungen und $\text{Fe}_{100-x}\text{Co}_x$ -Pulvern (Abb. 4.5) und abgeschiedenen dünnen $\text{Fe}_{100-x}\text{Co}_x$ -Schichten (Abb. 4.6) bestimmt. Die entsprechende Literaturdaten (Abb. 4.5 und 4.6) werden an dieser Stelle dargestellt, da sie zum Gesamtkonzept der Schichtentwicklung gehören und einen Aufschluss über die Wahl und Eigenschaften der Fe-Co-Basis geben.

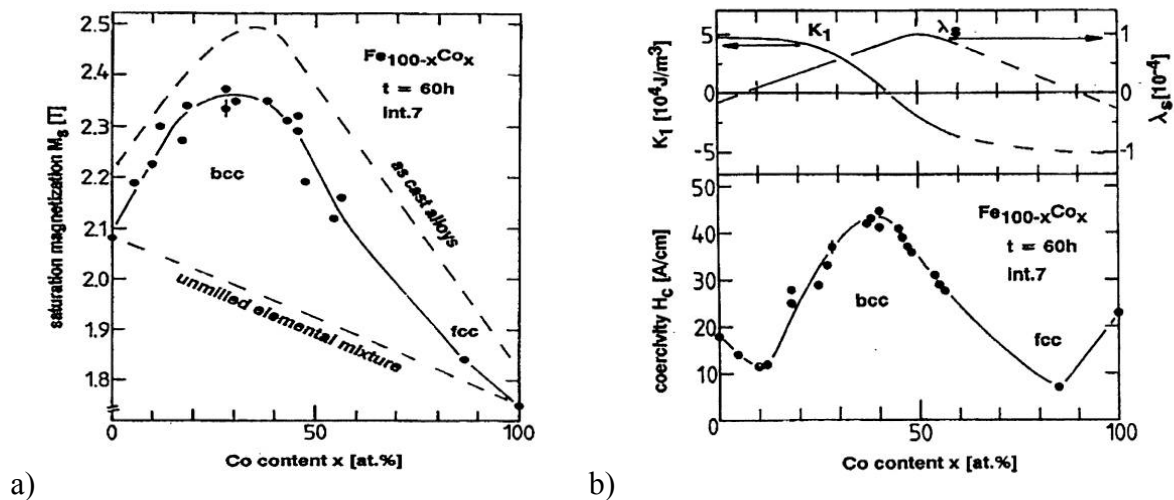


Abb. 4.5 Sättigungspolarisation a) und Koerzitivfeldstärke/Anisotropiekonstante b) von Fe-Co-Legierungen [21] und Pulvern [94] in Abhängigkeit der Co-Konzentration.

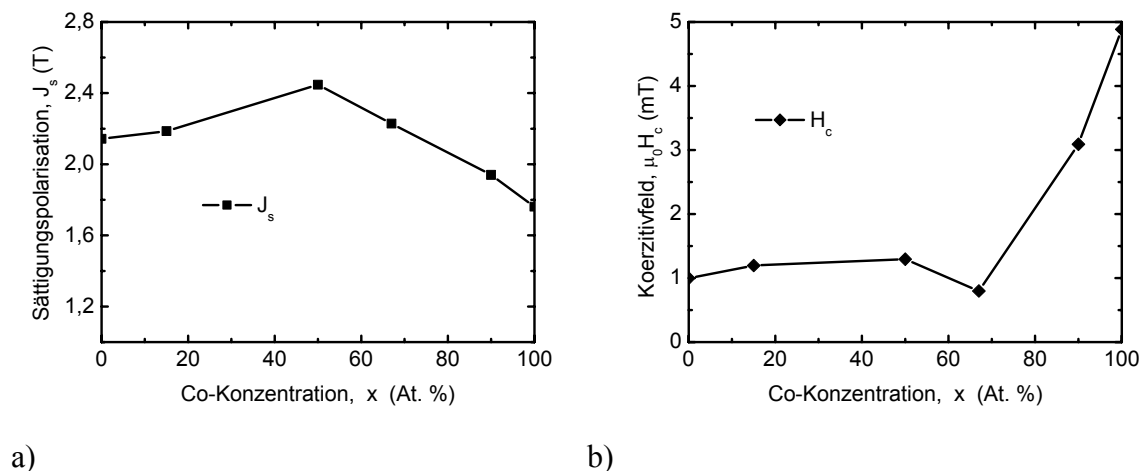


Abb. 4.6 Sättigungspolarisation a) und Koerzitivfeld b) der abgeschiedenen dünnen $\text{Fe}_{100-x}\text{Co}_x$ -Schichten in Abhängigkeit der Co-Konzentration [95].

Das optimale Verhältnis von Fe zu Co wurde aufgrund dieser Daten mit 57:43 gewählt, da hier die kristalline Anisotropiekonstante K_I einen Null-Durchgang (Abb. 4.5 b) und die Sättigungspolarisation einen hohen Wert besitzt (Abb. 4.5 a, 4.6 a).

Als Zusatzelemente für $\text{Fe}_{57}\text{Co}_{43}$ -Basis wurden Aluminium oder Tantal ausgewählt. Diese Metalle können sowohl mit Sauerstoff als auch mit Stickstoff stabile Verbindungen bilden und sind aus der Literatur als amorphisierende Elemente in ternären Systemen bekannt. Die Al-Konzentration in den Sputtertargets von 10, 15 und 20 At. % wurde aufgrund von Literaturdaten und Analyse der Phasendiagramme ausgewählt. Die Ta-Konzentration betrug entsprechend 17 At. %. Die entgültige Targetzusammensetzungen konnten damit auf $\text{Fe}_{52}\text{Co}_{38}\text{Al}_{10}$, $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{36}\text{Al}_{15}$, $\text{Fe}_{46}\text{Co}_{34}\text{Al}_{20}$ und $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{34}\text{Ta}_{17}$ At. % festgelegt werden.

Die experimentellen Untersuchungen für die Entwicklung neuer ferromagnetischer Dünnschichtmaterialien wurden mit dem Ziel durchgeführt, spezielle Anforderungen hinsichtlich der Materialeigenschaften insbesondere für Hochfrequenzanwendungen zu erreichen. Ausgehend von diesen Anforderungen und in Hinblick auf die Kompatibilität der Schichten zu den CMOS-Herstellungsprozessen der Halbleiterindustrie wurde für die Untersuchungen der unterschiedlichen Materialsysteme ein spezielles Versuchsschema entwickelt, das in Abbildung 4.7 dargestellt ist. Mit jedem Target wurde zuerst eine Reihe von Schichten bei konstanter RF-Leistung $P = 250 \text{ W}$ und einem Gesamtdruck p von 0,3 (0,5) Pa mit variierendem Reaktivgasanteil (N_2) im Sputtergas hergestellt (Abb. 4.7 I). Nach dem Abscheiden wurden die elektrischen, magnetischen Eigenschaften sowie die Struktureigenschaften der einzelnen Schichten in einer Standardmessprozedur (VSM, spezifischer Widerstand, Röntgenographie) bestimmt. Im nächsten Schritt unterlagen die Schichten für eine Stunde einer Wärmebehandlung bei moderater Temperatur ($T_T = 350 \text{ }^\circ\text{C}$), um eine uniaxiale Anisotropie im Magnetfeld ($B = 50 \text{ mT}$) in der Schichtebene einzuprägen. Nach der Wärmebehandlung wurden die Schichten wieder der Standardmessprozedur unterzogen. Aufgrund der Ergebnisse der röntgenographischen, VSM und Widerstandsuntersuchungen, wurde die Schicht mit amorpher bzw. nanokristalliner Struktur und mit den besten Kombination der weichmagnetischen Eigenschaften: niedrigstem Koerzitivfeld bei größter Sättigungspolarisation und höchstem elektrischen Widerstand, ermittelt. Der entsprechende optimale Reaktivgasanteil im Sputtergas N_{opt} wurde darauf hin beim Herstellen der Probensätze für Temperaturuntersuchungen verwendet.

Die mit einem optimalen Reaktivgasanteil im Sputtergas (N_{opt}) hergestellten Schichten wurden im Magnetfeld-Temperofen bei verschiedenen Temperaturen eine Stunde lang

wärmebehandelt (Abb. 4.7 II). Danach wurde die Abhängigkeit der elektrischen und magnetischen Eigenschaften sowie der uniaxialen Anisotropie und frequenzabhängigen Permeabilität der Schichten von der Wärmebehandlungstemperatur untersucht.

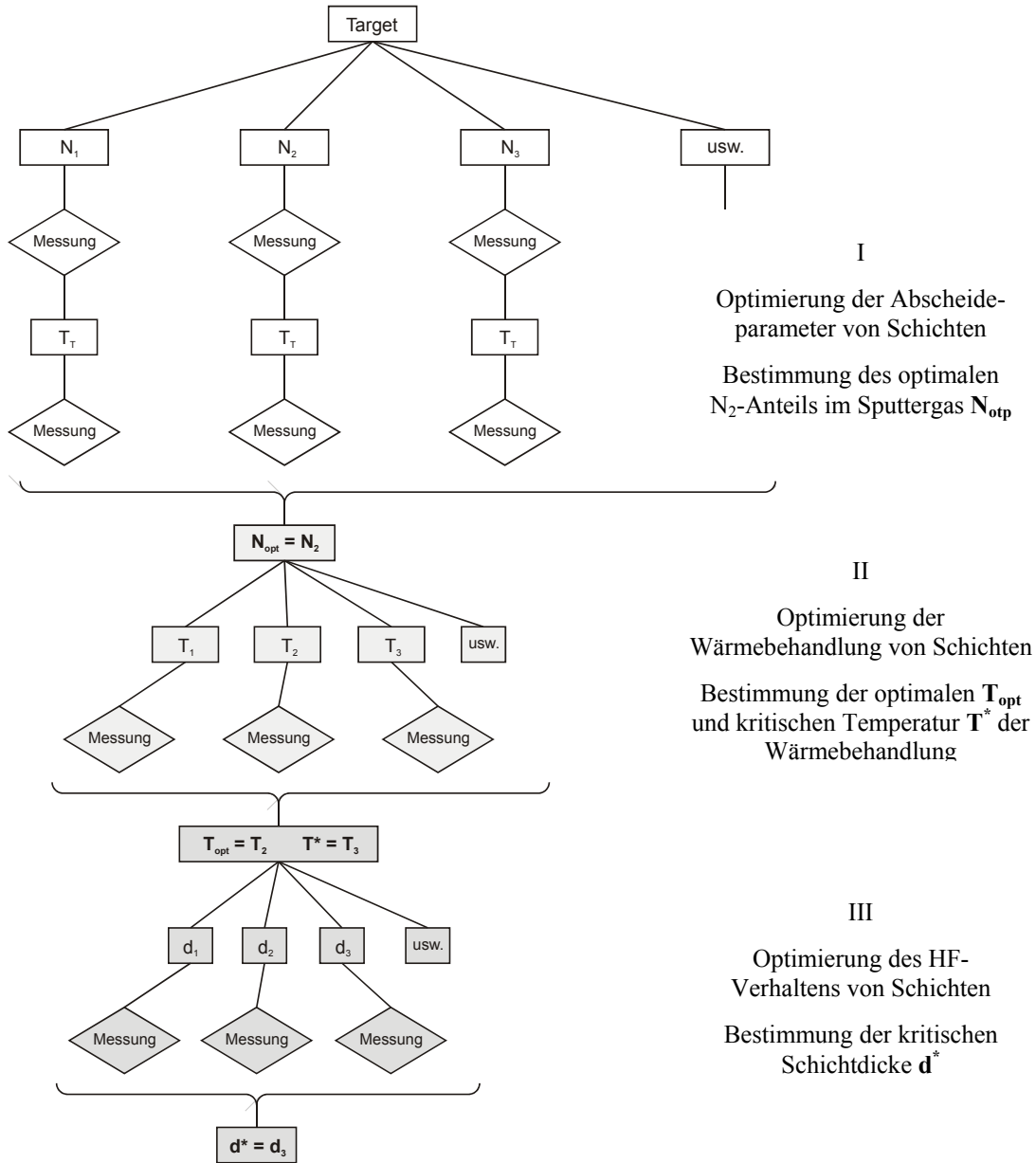


Abb. 4.7 Flussschema der experimentellen Untersuchungen zur gezielten Entwicklung der Schichten für eine Targetzusammensetzung.

Zwei wichtige Parameter zur Charakterisierung der thermischen Stabilität und der weichmagnetischen Eigenschaften konnten hierbei eingeführt werden: die optimale Wärmebehandlungstemperatur T_{opt} , bei der die Schichten die geringsten Ummagnetisierungsverluste im GHz-Frequenzbereich und gleichzeitig eine hohe

Sättigungspolarisation und einen hohen spezifischen Widerstand aufweisen sowie die kritische Temperatur T^* , die eine Grenze darstellt, bis zu der die Schichten wärmebehandelt werden können ohne ihre guten weichmagnetischen Eigenschaften zu verlieren.

Auf der Basis dieser Untersuchungen von Schichteigenschaften in Anhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur wurde über die HF-Tauglichkeit der Schichten entschieden. Wenn die Schichten gute weichmagnetische Eigenschaften mit erforderlicher thermischer Stabilität zeigten, wurde eine Reihe von Proben mit unterschiedlicher Dicke und optimalem Reaktivgasanteil im Sputtergas (N_{opt}) hergestellt und anschließend im Magnetfeld bei optimaler Temperatur (T_{opt}) geglüht (Abb. 4.7 III). Nach der Wärmebehandlung folgten Untersuchungen im VSM und HF-Permeameter, um den Frequenzverlauf der komplexen frequenzabhängigen Permeabilität, die ferromagnetische Resonanzfrequenz und die Anfangspermeabilität der Schichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke zu ermitteln. Zur Charakterisierung der Änderungen der frequenzabhängigen Permeabilität beim Variieren der Schichtdicke wurde eine kritische Schichtdicke d^* eingeführt. Die kritische Schichtdicke stellt einen aus anwendungstechnischer Sicht wichtigen Parameter dar, der über die maximale für einen bestimmten Frequenzbereich zulässige Schichtdicke des ferromagnetischen Materials entscheidet. Wenn die Schichtdicke des Materials die kritische Schichtdicke übersteigt, wachsen die Wirbelstromsverluste so stark an, dass die Schicht nicht mehr im entsprechenden Frequenzbereich eingesetzt werden kann. Das Ermitteln der kritischen Schichtdicke ist wichtig für die Herstellung von magnetischen Mikrostrukturen für Mikroinduktoren und wurde aufgrund der Analyse der gemessenen Real- (μ') und Imaginärteile (μ'') der komplexen Permeabilität durchgeführt.

Die optimalen Herstellungsparameter, die aufgrund der Analyse der experimentellen Daten für unterschiedliche Targets ermittelt wurden, flossen in Untersuchungen von magnetischen Dünnschichtmikroobjekten (Abschnitt 4.4) und ihre weitere Implementierung in HF-Mikroinduktoren (Abschnitt 4.5) ein.

4.3.2 Fe-Co-Al-N-Schichten

Die Fe-Co-Al-N-Schichten wurden für drei Targets mit Zusammensetzungen $\text{Fe}_{52}\text{Co}_{38}\text{Al}_{10}$, $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{36}\text{Al}_{15}$ und $\text{Fe}_{46}\text{Co}_{34}\text{Al}_{20}$ At. % entwickelt. Entsprechend dem in Abbildung 4.7 dargestellten Schema wurde eine gezielte Optimierung der Abscheidung und der Wärmebehandlung sowie des schichtdickenabhängigen HF-Verhaltens von Schichten durchgeführt um die Anwendung als magnetisches Dünnschichtkern in HF-Mikroinduktoren zu ermöglichen.

4.3.2.1 Eigenschaften der Schichten in Abhängigkeit des Stickstoffanteils im Sputtergas

Im folgenden Teilabschnitt werden die Ergebnisse der Materialuntersuchungen an Fe-Co-Al-N-Schichten im abgeschiedenen Zustand präsentiert. Die Schichten wurden bei variierendem Stickstoffanteil im Sputtergas (N_2) hergestellt und ihre chemische Zusammensetzung sowie die Schichteigenschaften ermittelt, um das Eigenschaftsprofil zu optimieren.

Chemische Zusammensetzung

Die Konzentrationen der verschiedenen Elemente in abgeschiedenen Fe-Co-Al-N-Schichten wurden durch Mikrosondeuntersuchungen ermittelt und sind für das $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{36}\text{Al}_{15}$ – Target in Anhängigkeit des Stickstoffanteils im Sputtergas in Abbildung 4.8 dargestellt. Die Veränderungen in der chemischen Zusammensetzung abgeschiedener Schichten für weitere Fe-Co-Al-Targets ($\text{Fe}_{52}\text{Co}_{38}\text{Al}_{10}$, $\text{Fe}_{46}\text{Co}_{34}\text{Al}_{20}$ At. %) zeigen einen ähnlichen Verlauf.

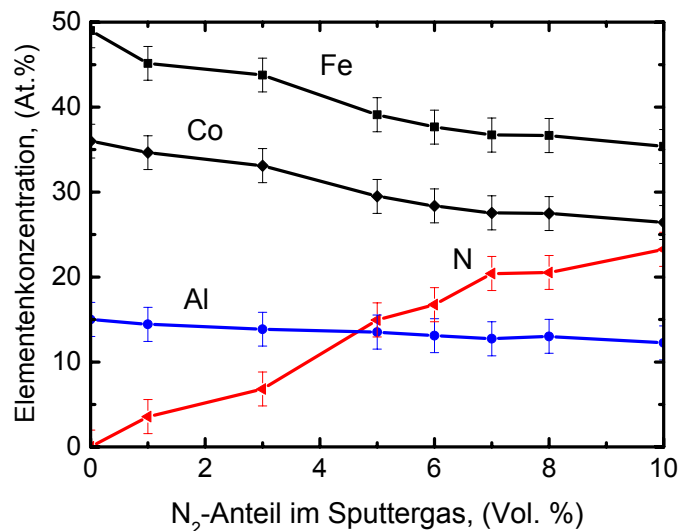
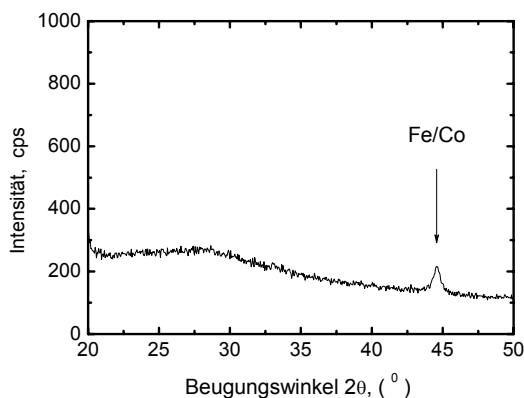


Abb. 4.8: Chemische Zusammensetzung abgeschiedener Fe-Co-Al-N-Schichten in Anhängigkeit des N_2 -Anteils im Sputtergas ($\text{Fe}_{49}\text{Co}_{36}\text{Al}_{15}$ – Target).

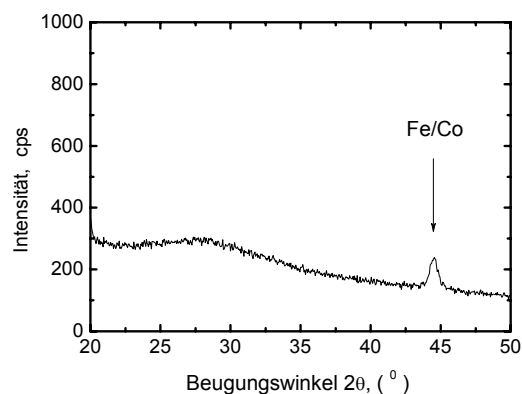
Durch den steigenden Stickstoffanteil im Sputtergas wird entsprechend die Stickstoffkonzentration der Schichten erhöht. Die Stickstoffatome werden in die Struktur eingebaut und verringern entsprechend die Atomkonzentration anderer Elemente. Der relative Anteil der metallischen Elemente im Sputtertarget wird weitgehend auf die Schicht übertragen. Der Verlauf der Elementkonzentrationen in Abhängigkeit vom N_2 -Anteil im Sputtergas zeigt einen nahezu linearen Charakter.

Schichtstruktur

Den Einfluss des Stickstoffs auf die Schichtstruktur wird mithilfe der folgenden Röntgendiffraktogramme der mit dem $Fe_{49}Co_{36}Al_{15}$ – Target hergestellten Schichten dargestellt, die mit unterschiedlichem N_2 -Anteil im Sputtergas abgeschieden wurden (Abb. 4.9). Aufgrund dieser Röntgendiffraktogramme wird eine amorphisierende Wirkung des Stickstoffs deutlich. Schichten mit niedrigem Stickstoffgehalt besitzen eine polykristalline Mikrostruktur, die sich bei kleinem N_2 -Anteil im Sputtergas durch den Fe(111) und Co(111) Reflex bei $2\theta = 44,7^\circ$ bemerkbar macht. Mit steigender Stickstoffkonzentration wird der polykristalline Aufbau zunehmend durch eine amorphe Struktur ersetzt. Auf den Röntgendiffraktogrammen äußert sich dieser Prozess in einem allmählichen Verschwinden des Fe/Co-Reflexes. Der Fe/Co Reflex, welcher bei niedrigem Stickstoffgehalt deutlich zu erkennen ist, verkleinert und verbreitert sich mit steigendem N_2 -Fluss. Der Übergang von einer polykristallinen zu einer amorphen Schichtstruktur findet für $Fe_{52}Co_{38}Al_{10}$, $Fe_{49}Co_{36}Al_{15}$ und $Fe_{46}Co_{34}Al_{20}$ – Targets entsprechend im Bereich 7, 6 und 3 Vol. % Stickstoff im Sputtergas statt. Oberhalb dieser Bereiche zeigen abgeschiedene Schichten keine relevanten Reflexe, so dass von einem amorphen Aufbau der Schichten ausgegangen werden kann.

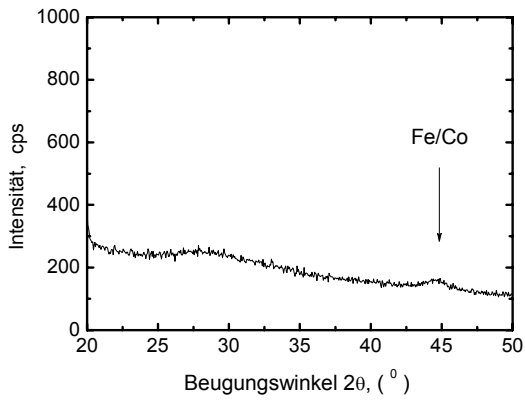


N_2 -Anteil im Sputtergas 1 Vol. %

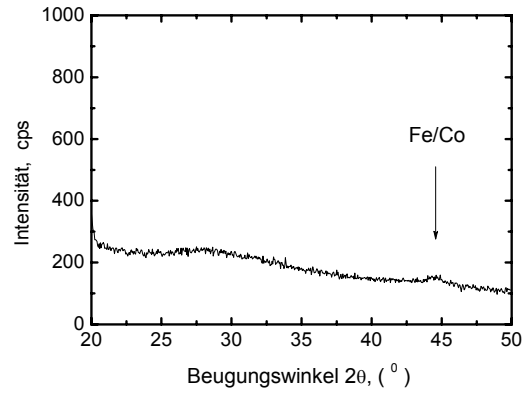


N_2 -Anteil im Sputtergas 3 Vol. %

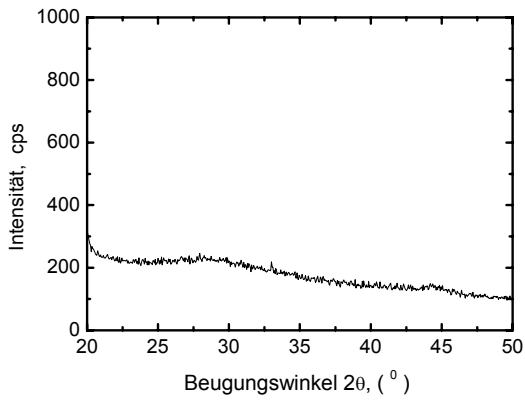
4 ERGEBNISSE



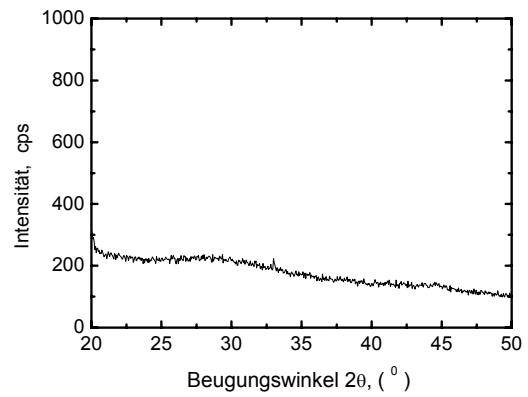
N_2 -Anteil im Sputtergas 5 Vol. %



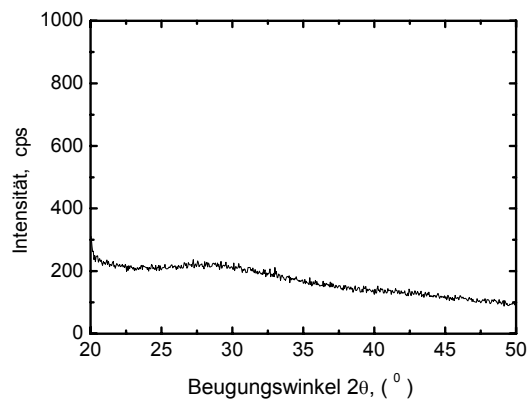
N_2 -Anteil im Sputtergas 6 Vol. %



N_2 -Anteil im Sputtergas 7 Vol. %



N_2 -Anteil im Sputtergas 8 Vol. %



N_2 -Anteil im Sputtergas 10 Vol. %

Abb. 4.9: Röntgendiffraktogramme der abgeschiedenen Fe-Co-Al-N Schichten in Abhängigkeit des N_2 -Anteils im Sputtergas ($Fe_{49}Co_{36}Al_{15}$ – Target).

Die Röntgendiffraktogramme der abgeschiedenen Schichten liefern wichtige Informationen für die Optimierung der Schichtherstellungsparameter. Eine amorphe Struktur zeichnet sich i.d.R. durch gute weichmagnetische Eigenschaften aus. Dementsprechend kann man den optimalen N₂-Anteil im Sputtergas oberhalb des Übergangs von einer polykristallinen zu einer amorphen Schichtstruktur erwarten. Die Veränderungen der magnetischen Eigenschaften und insbesondere der Koerzitivität der Schichten bei Variation der Stickstoffkonzentration, die im weiteren Verlauf dieses Kapitels betrachtet werden, geben dann den Aufschluss über den optimalen N₂-Anteil im Sputtergas.

Eigenspannungen

Die Eigenspannungen der Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit des N₂-Anteils im Sputtergas sind in Abbildung 4.10 dargestellt. Dabei ergibt sich für verschiedene Targets ein ähnlicher Verlauf, bei dem die Schichten mit kleinem Stickstoffgehalt große Druckeigenspannungen zwischen 1,5 und 2 GPa besitzen und mit steigendem N₂-Anteil im Sputtergas reduziert werden. Die Eigenspannungen steigen zunächst mit steigendem Stickstoffanteil im Sputtergas an. Bei einem bestimmten N₂-Anteil im Sputtergas erreichen sie ein Maximum und sinken bei weiter steigendem Stickstofffluss bis auf wenige MPa ab. Bei Fe₅₂Co₃₈Al₁₀ Target gehen sie sogar in den Zugspannungsbereich über. Der Übergang von Druck- zu Zugspannungen findet etwa bei gleichem N₂-Anteil im Sputtergas statt wie der Übergang von polykristallinen zum amorphen Schichtaufbau.

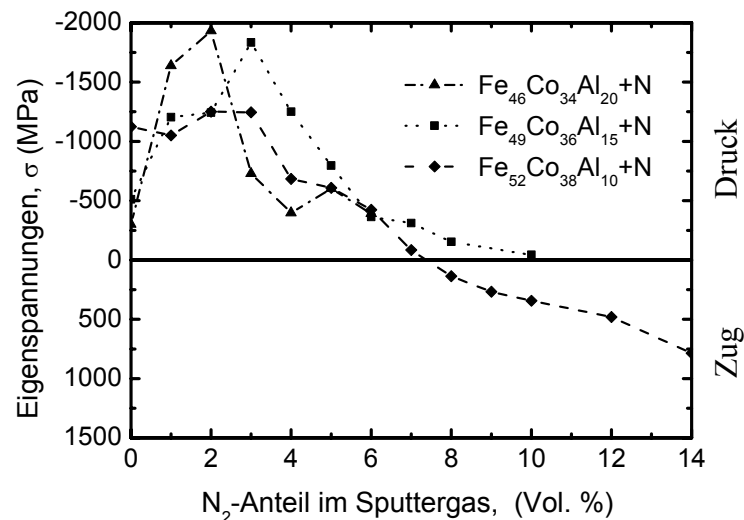


Abb. 4.10: Eigenspannungen der abgeschiedenen Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit des N₂-Anteils im Sputtergas.

Magnetische Eigenschaften

Die Magnetisierungskurven der abgeschiedenen sowie der bei 350 °C wärmebehandelten Schichten wurden mittels VSM aufgenommen und ausgewertet. Die Abhängigkeiten der Sättigungspolarisation und des Koerzitivfeldes vom Stickstoffanteil im Sputtergas für Fe-Co-Al-N-Schichten sind am Beispiel des Fe₄₉Co₃₆Al₁₅-Targets dargestellt (Abb. 4.11 und 4.12). Für weitere Targets (Fe₅₂Co₃₈Al₁₀, Fe₄₆Co₃₄Al₂₀ At. %) wurden vergleichbare Ergebnisse erzielt. Die Sättigungspolarisation zeigt einen mit steigendem N₂-Anteil im Sputtergas sinkenden Verlauf. Die Absolutwerte bewegen sich im Bereich von 1,35 T für 1 Vol. % bis 0,8 T für 10 Vol. % wobei durch eine 60-minütige Wärmebehandlung bei 350 °C die Erhöhung der Sättigungspolarisation um 0,03 bis 0,1 T bewirkte.

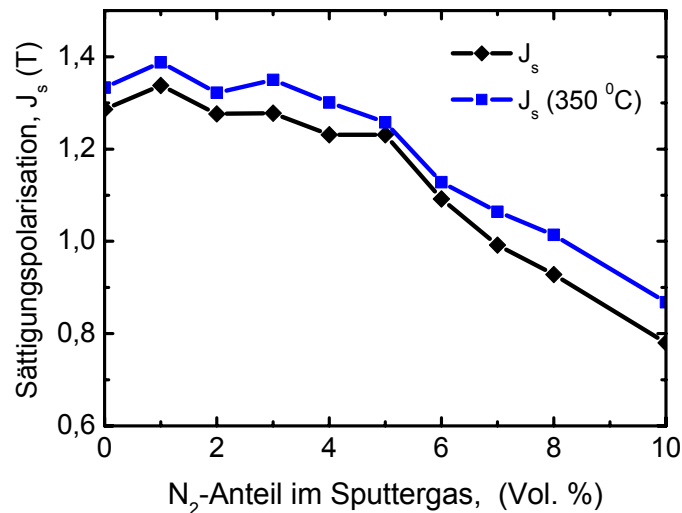


Abb. 4.11: Sättigungspolarisation der wärmeunbehandelten und wärmebehandelten Schichten in Abhängigkeit des N₂-Anteils im Sputtergas (Fe₄₉Co₃₆Al₁₅ – Target).

Der Verlauf des Koerzitivfeldes (Abb. 4.12) erfährt starke Veränderungen durch den steigenden N₂-Anteil im Sputtergas. Das Koerzitivfeld steigt zunächst mit steigendem Stickstofffluss an, was mit dem Verlauf der Eigenspannungen gut korreliert. Bei weiter steigendem N₂-Anteil sinkt das Koerzitivfeld stark ab. Besonders deutlich wird dieser Abfall durch die thermische Behandlung. Die Schichten, welche 60 Minuten bei 350 °C wärmebehandelt wurden, zeigen ab einem bestimmten N₂-Anteil im Sputtergas, der vom Al-Gehalt in den Sputtertargets abhängt, ein kleines Koerzitivfeld $\mu_0 H_c$ von etwa 0,5 mT und behalten ihre kleine Koerzitivität bei weiter steigendem Stickstofffluss.

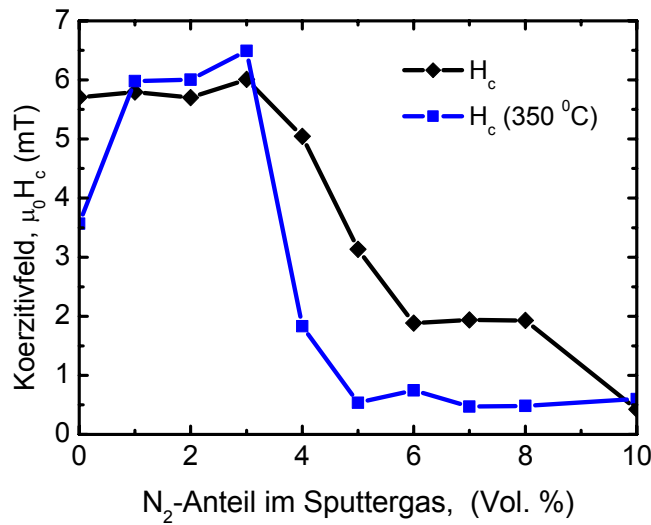


Abb. 4.12: Koerzitivfeld der wärmeunbehandelten und wärmebehandelten Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit des N₂-Anteils im Sputtergas (Fe₄₉Co₃₆Al₁₅ – Target).

Spezifischer elektrischer Widerstand

Der spezifische Widerstand zeigt für alle Fe-Co-Al-N-Schichten, die mit unterschiedlichen Targets hergestellt wurden, einen unregelmäßigen Anstieg mit steigendem N₂-Anteil und verläuft ähnlich wie in Abbildung 4.13. Für die Optimierung der Herstellungsparameter ist es allerdings wichtig, dass sich der spezifische Widerstand der wärmebehandelten Schichten im Bereich, in dem die Schichten eine kleine Koerzitivität besitzen, nur wenig verändert.

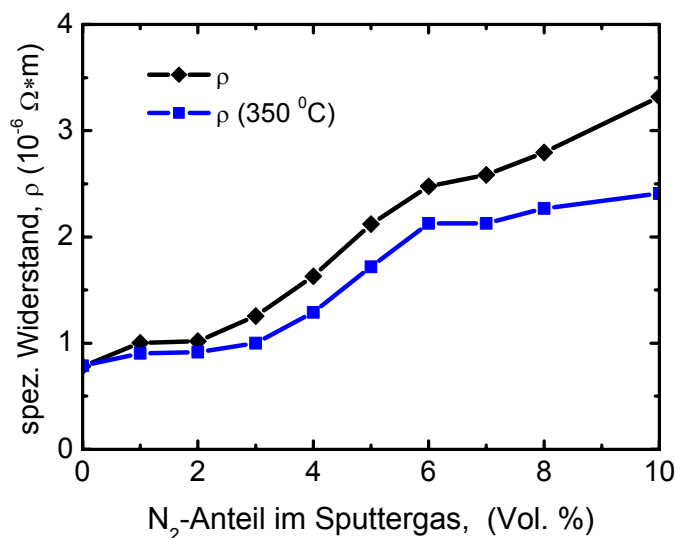


Abb. 4.13: Spezifischer Widerstand der wärmeunbehandelten und wärmebehandelten Schichten in Abhängigkeit des N₂-Anteils im Sputtergas (Fe₄₉Co₃₆Al₁₅ – Target).

Anhand der Analyse der Schichteigenschaften wie die Sättigungspolarisation (Abb. 4.11), das Koerzitivfeld (Abb. 4.12) und der spezifische Widerstand (Abb. 4.13) in Abhängigkeit des N₂-Anteils im Sputtergas, sowie der röntgenographischen Untersuchungen (Abb. 4.9) wurden für die Abscheidung der Fe-Co-Al-N-Schichten optimale Anteile an Stickstoff im Sputtergas (Fe₅₂Co₃₈Al₁₀-Target - 7 Vol %, Fe₄₉Co₃₆Al₁₅-Target - 6 Vol %, Fe₄₆Co₃₄Al₂₀-Target - 3 Vol %) ermittelt. Die Schichtzusammensetzungen, die diesen optimalen Werten entsprechen betragen Fe₄₃Co₃₁Al₈N₁₈ At. % für das Fe₅₂Co₃₈Al₁₀-Target, Fe₄₀Co₂₉Al₁₃N₁₈ At. % für das Fe₄₉Co₃₆Al₁₅-Target und Fe₃₇Co₂₇Al₁₇N₁₉ At. % für das Fe₄₆Co₃₄Al₂₀-Target.

4.3.2.2 Eigenschaften der Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Wärmebehandlungstemperatur auf die Schichteigenschaften und den Schichtaufbau dargestellt. Während der thermischen Behandlung im Magnetfeld wurde in die abgeschiedenen Schichten eine starke uniaxiale Anisotropie eingeprägt. Um die HF-relevanten Schichteigenschaften zu verbessern und die Temperatur der Wärmebehandlung zu optimieren, wurden entsprechende Untersuchungen der Struktur und Eigenschaften von Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur durchgeführt. Die Dauer der thermischen Behandlung betrug 60 Minuten. Die Temperatur der Wärmebehandlung wurde variiert, um die optimalen Schichteigenschaften zu erreichen. Aufgrund der geringen Empfindlichkeit des Schichtgefüges auf die Wärmebehandlung, die aus TEM-Untersuchungen (Abb. 4.15) hervorgeht, kann davon ausgegangen werden, dass die Diffusionsneigung der Schichtelemente bei untersuchten Temperaturen sehr niedrig ist. Daher wurde die Zusammensetzung der Schichten nach der Wärmebehandlung als unverändert angesehen und nicht weiter untersucht.

Schichtstruktur

Die Reaktion der Fe-Co-Al-N-Schichten auf die Wärmebehandlung bezüglich ihres Aufbaus wird am besten anhand des Fe₄₉Co₃₆Al₁₅-Targets dargestellt. Die Schichtstruktur der beiden anderen Targets ist vergleichbar. Die Veränderungen in der Schichtstruktur infolge der Wärmebehandlung bei unterschiedlichen Temperaturen werden durch die entsprechenden Röntgendiffraktogramme (Abb. 4.14) charakterisiert. Mit steigender Temperatur beginnt die Kristallisation von Fe/Co Kristalliten aus der amorphen Phase. Ein entsprechender Fe/Co Beugungsreflex ist auf dem Röntgenspektrum der wärmebehandelten Schichten zu erkennen. Die Form und Höhe des Fe(111), Co(111) Reflexes verändern sich nur unwesentlich in

Abhängigkeit von der Temperatur. Dies deutet auf eine thermostabile, nanokristalline Mikrostruktur der Schichten hin, die entsprechend gute weichmagnetische Eigenschaften besitzen sollten.

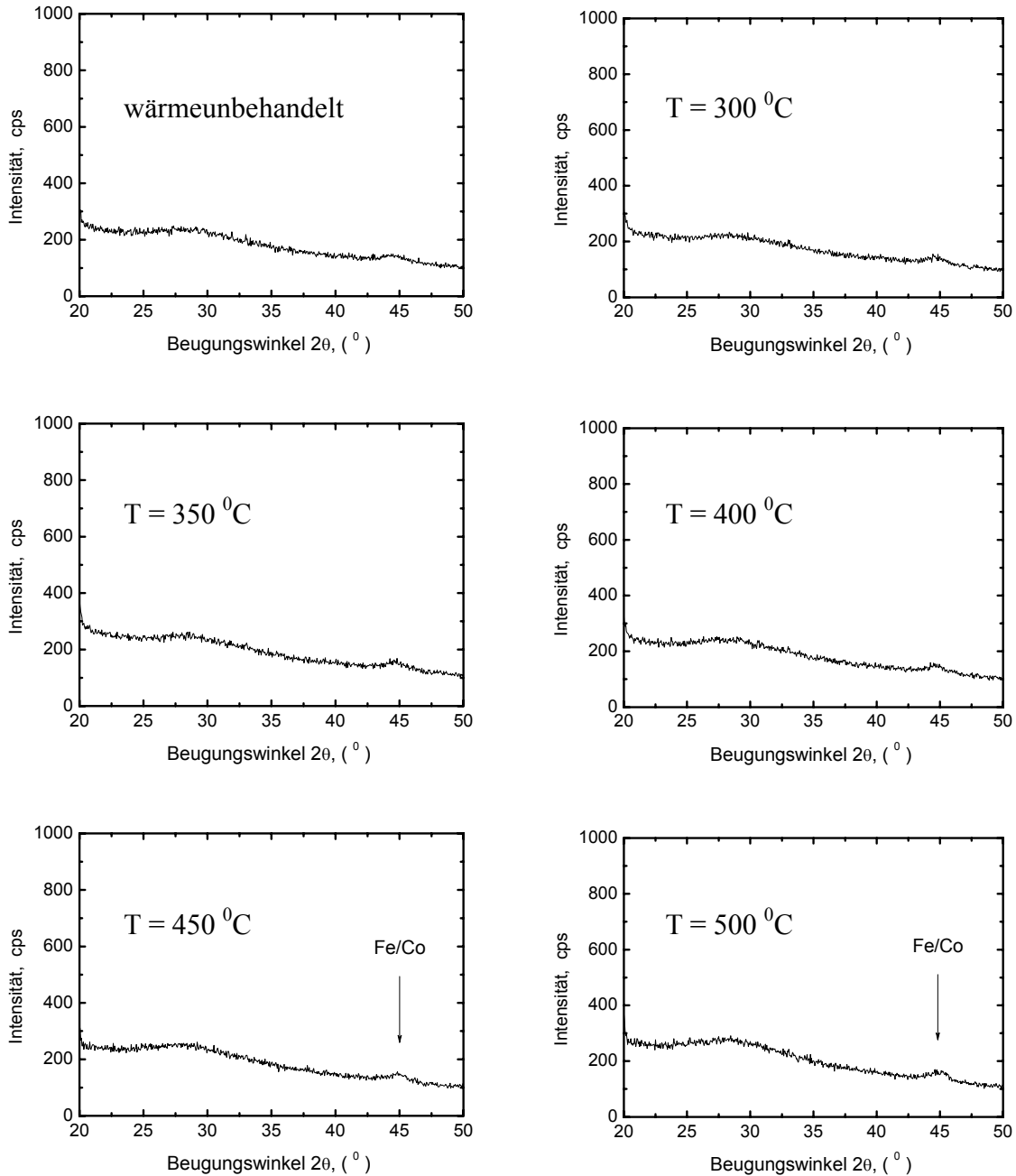


Abb. 4.14: Röntgendiffraktogramme der bezüglich des Stickstoffgehaltes optimierten und bei verschiedenen Temperaturen wärmebehandelten Schichten. ($\text{Fe}_{49}\text{Co}_{36}\text{Al}_{15}$ -Target).

Die dargestellten Röntgendiffraktogramme bestätigen die sehr gute thermische Stabilität der Fe-Co-Al-N-Schichten, die für die erfolgreiche Implementierung dieser Schichten in CMOS-Herstellungsprozesse benötigt wird. Bezüglich der Wärmebehandlungstemperatur zeigte sich die Struktur der Fe-Co-Al-N-Schichten weitgehend unempfindlich. Entsprechend dem im

Abschnitt 4.3.1 vorgestellten Konzept der thermostabilen, nanokristallinen Schichten kann man aufgrund dieser Röntgenspektren eine nanokristalline Schichtstruktur vermuten. Um diese Annahme zu prüfen, wurden neben den Röntgenuntersuchungen transmissionselektronenmikroskopische Untersuchungen wärmebehandelter Schichten durchgeführt. Dabei wurden TEM-Bilder der bei verschiedenen Temperaturen wärmebehandelten Schichten aufgenommen, die in Abbildung 4.15 dargestellt sind.

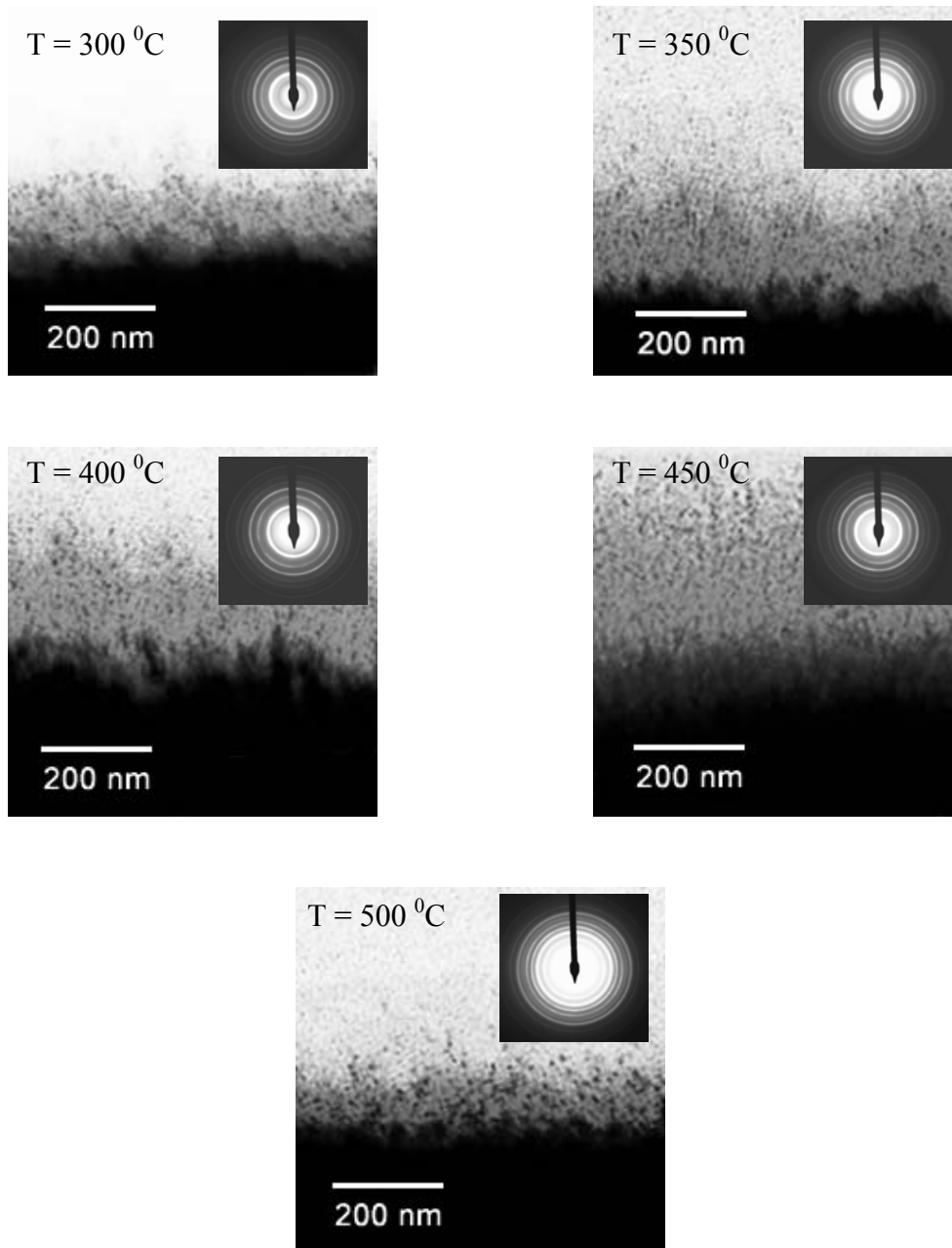


Abb. 4.15: Hellfeldaufnahmen und Beugungsbilder der bezüglich des Stickstoffgehaltes optimierten und bei verschiedenen Temperaturen wärmebehandelten nanokristallinen Schichten. ($\text{Fe}_{49}\text{Co}_{36}\text{Al}_{15}$ -Target, Dauer = 60 Min)

Die TEM-Aufnahmen zeigen eine nanokristalline Schichtstruktur mit einer mittleren Kristallitgröße von 10 bis 20 nm, die sich im Temperaturbereich von 300 bis 500 °C nur geringfügig verändert.

Magnetische Eigenschaften

Die Sättigungspolarisation J_s der wärmebehandelten Fe-Co-Al-N-Schichten ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Der Verlauf der Sättigungspolarisation zeigt beim Erhöhen der Wärmebehandlungstemperatur einen nahe zu linearen Anstieg im Bereich von 300 °C bis 500 °C. Als Referenzwert ist für jede Schicht die Sättigungspolarisation im abgeschiedenen Zustand angegeben.

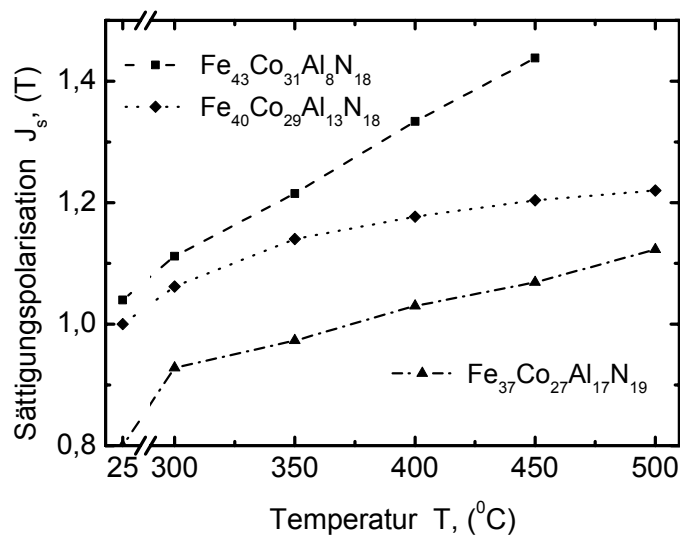


Abb. 4.16: Sättigungspolarisation der bezüglich des Stickstoffgehaltes optimierten Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur.

Die unterschiedliche Sättigungspolarisation der Schichten, die bei der gleichen Temperatur wärmebehandelt aber mit unterschiedlichen Targets hergestellt wurden, hängt mit dem Al-Gehalt zusammen. Je größer der Al-Anteil in der Schichten desto niedriger ist die Sättigungspolarisation.

Die Wärmebehandlung hat auch einen positiven Einfluss auf die Koerzitivität der Schichten. Dabei kann das Koerzitivfeld der wärmebehandelten Schichten gegenüber den wärmeunbehandelten Schichten stark reduziert werden. Dafür ist allerdings die richtige Wahl der Wärmebehandlungstemperatur notwendig. Wie man in Abbildung 4.17 erkennen kann, gibt es für jede Zusammensetzung eine optimale Wärmebehandlungstemperatur, bei der das

Koerzitivfeld minimal wird. Die besten Werte für $\mu_0 H_c$ werden mit den $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{29}\text{Al}_{13}\text{N}_{18}$ -Schichten ($\text{Fe}_{49}\text{Co}_{36}\text{Al}_{15}$ -Target) erreicht und liegen nach einer Wärmebehandlung bei $450\text{ }^\circ\text{C}$ bei $0,11\text{ mT}$.

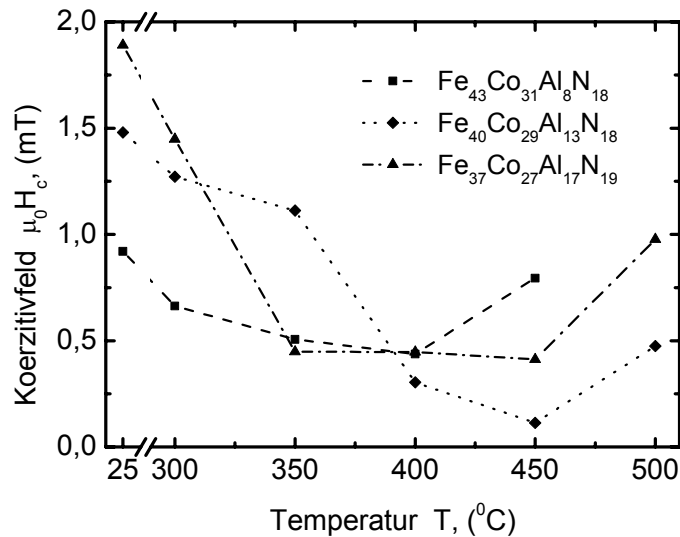


Abb. 4.17 Koerzitivfeld der bezüglich des Stickstoffgehaltes optimierten Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur.

Neben einem niedrigen Koerzitivfeld zeichnen sich die wärmebehandelten Fe-Co-Al-N-Schichten durch ein hohes Anisotropiefeld $\mu_0 H_a$ bis über 4 mT bei $500\text{ }^\circ\text{C}$ (Abb. 4.18) aus.

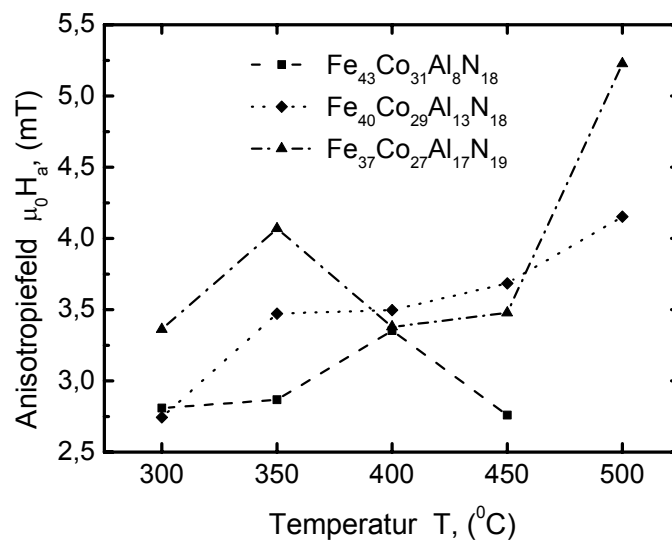


Abb. 4.18: Anisotropiefeld der bezüglich des Stickstoffgehaltes optimierten Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur.

Spezifischer elektrischer Widerstand

Der spezifische elektrische Widerstand der Fe-Co-Al-N-Schichten sinkt mit steigender Wärmebehandlungstemperatur ab (Abb. 4.19). Im untersuchten Temperaturbereich von 300 °C bis 500 °C ist dieser Verlauf nahe zu linear. Der unterschiedliche Al-Gehalt in den Schichten hat Auswirkungen auf den spezifischen Widerstand. Im Gegensatz zur Sättigungspolarisation (Abb. 4.16) besitzen die Schichten mit einem höheren Al-Gehalt den höheren spezifischen elektrischen Widerstand.

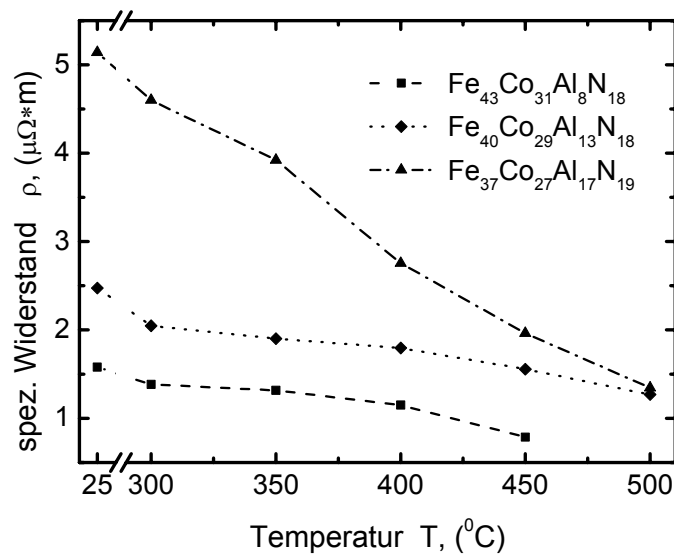


Abb. 4.19: Spezifischer Widerstand der bezüglich des Stickstoffgehaltes optimierten Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur.

Frequenzabhängige Permeabilität

Neben den statischen magnetischen Eigenschaften wie Sättigungspolarisation, Koerzitivfeld und uniaxiale Anisotropie wurde der frequenzabhängige Verlauf der komplexen Permeabilität der Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur untersucht. Die entsprechenden Messungen der frequenzabhängigen Permeabilität (vgl. Kapitel 4.2.1) bei der Einkopplung des HF-Feldes senkrecht zur Achse der uniaxialen Anisotropie (sog. harte Richtung) sind in Abbildung 4.20 dargestellt. Die Messergebnisse repräsentieren Fe-Co-Al-N-Schichten, die mit einem Fe₄₉Co₃₆Al₁₅-Target bei einem für dieses Target optimierten N₂-Anteil im Sputtergas von 6 Vol. % hergestellt wurden. Der frequenzabhängige Verlauf der Permeabilität von Schichten, die mit beiden anderen Fe-Co-Al-Targets hergestellt wurden ist ähnlich. Die Dauer der Wärmebehandlung betrug 60 Minuten, die Schichtdicke $d = 0,507 \mu\text{m}$.

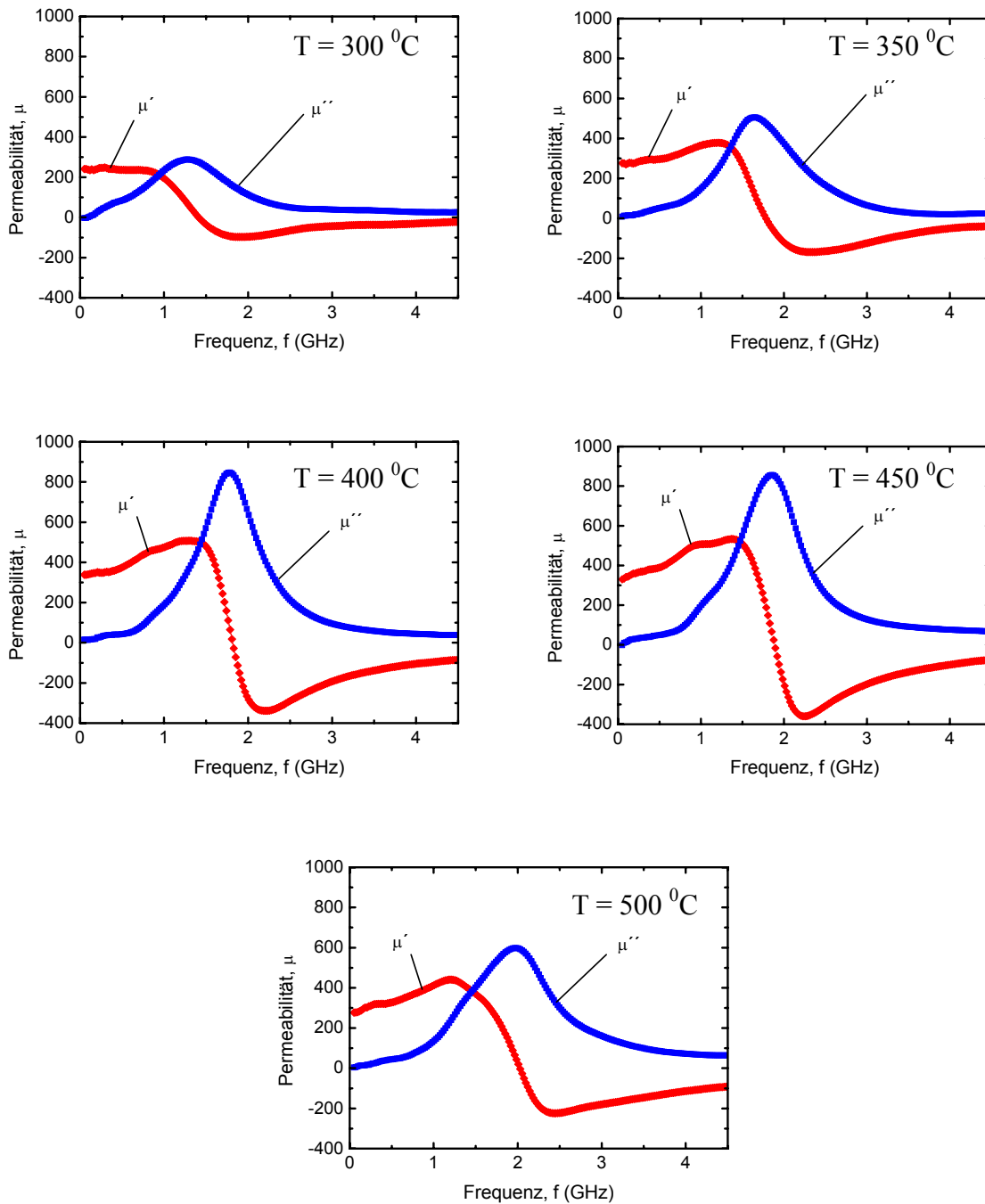


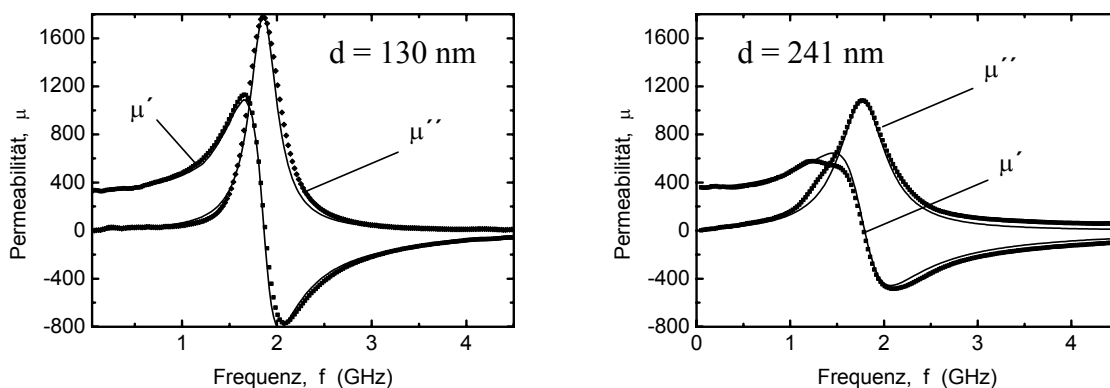
Abb. 4.20: Real- (μ') und Imaginärteil (μ'') der frequenzabhängigen Permeabilitäten der bezüglich des Stickstoffgehaltes optimierten und bei der verschiedenen Temperaturen wärmebehandelten Fe-Co-Al-N-Schichten. ($\text{Fe}_{49}\text{Co}_{36}\text{Al}_{15}$ -Target)

Aufgrund dieser Messungen für unterschiedliche Targets und entsprechender Analyse der Schichteigenschaften (Abb. 4.16-4.19) wurden für hergestellte Fe-Co-Al-N-Schichten die Werte der optimalen Temperatur T_{opt} und der kritischen Temperatur T^* der Wärmebehandlung bestimmt (Kapitel 4.3.1). Für das $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{36}\text{Al}_{15}$ -Target beträgt T_{opt} $450\text{ }^{\circ}\text{C}$

und T^* 500 °C. Für die $\text{Fe}_{52}\text{Co}_{38}\text{Al}_{10}$ - und $\text{Fe}_{46}\text{Co}_{34}\text{Al}_{20}$ -Targets ergaben sich entsprechend T_{opt} von 350 °C und 400 °C und T^* von 400 und 450 °C. Die besten weichmagnetischen Schichteigenschaften sowie die beste thermische Stabilität wurden mit dem $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{36}\text{Al}_{15}$ -Target erreicht.

4.3.2.3 Abhängigkeit der frequenzabhängigen Permeabilität von der Schichtdicke

Die mit den unterschiedlichen Targets ermittelten, optimalen Abscheide- und Wärmebehandlungsparameter der Fe-Co-Al-N-Schichten wurden bei der Untersuchung der Schichtdickenabhängigkeit der frequenzabhängigen Permeabilität verwendet (vgl. Kapitel 4.2.1). Diese Untersuchungen fassen den Einfluss der ferromagnetischen Resonanz und der Wirbelstromverluste auf die Magnetisierungsdynamik der Schichten zusammen und haben eine große Bedeutung für die praktischen Anwendungen. Der frequenzabhängige Verlauf der komplexen Permeabilität wurde in harter Magnetisierungsrichtung gemessen und ist am Beispiel der mit dem $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{36}\text{Al}_{15}$ -Target hergestellten Schichten unterschiedlicher Dicke in Abbildung 4.21 dargestellt. Die Schichten wurden bei optimalem N_2 -Anteil im Sputtergas von 6 Vol % hergestellt und einer Wärmebehandlung bei einer optimalen Temperatur von 450 °C unterzogen. Die entsprechende Schichtzusammensetzung betrug $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{29}\text{Al}_{13}\text{N}_{18}$ At. %. Die experimentellen Messungen der frequenzabhängigen Permeabilität in Abhängigkeit der Schichtdicke wurden hier durch die Ergebnisse der mathematischen Modellierung entsprechend dem erweiterten theoretischen LLW-Modell aus dem Abschnitt 4.1 ergänzt. Der Dämpfungsfaktor α wurde dabei anhand der Anpassung des theoretischen Verlaufs der frequenzabhängigen Permeabilität an die experimentellen Kurven ermittelt. Der gemessene und berechnete Verlauf der frequenzabhängigen Permeabilität für Schichten unterschiedlicher Dicke stimmen mit guter Genauigkeit überein (Abb. 4.21),



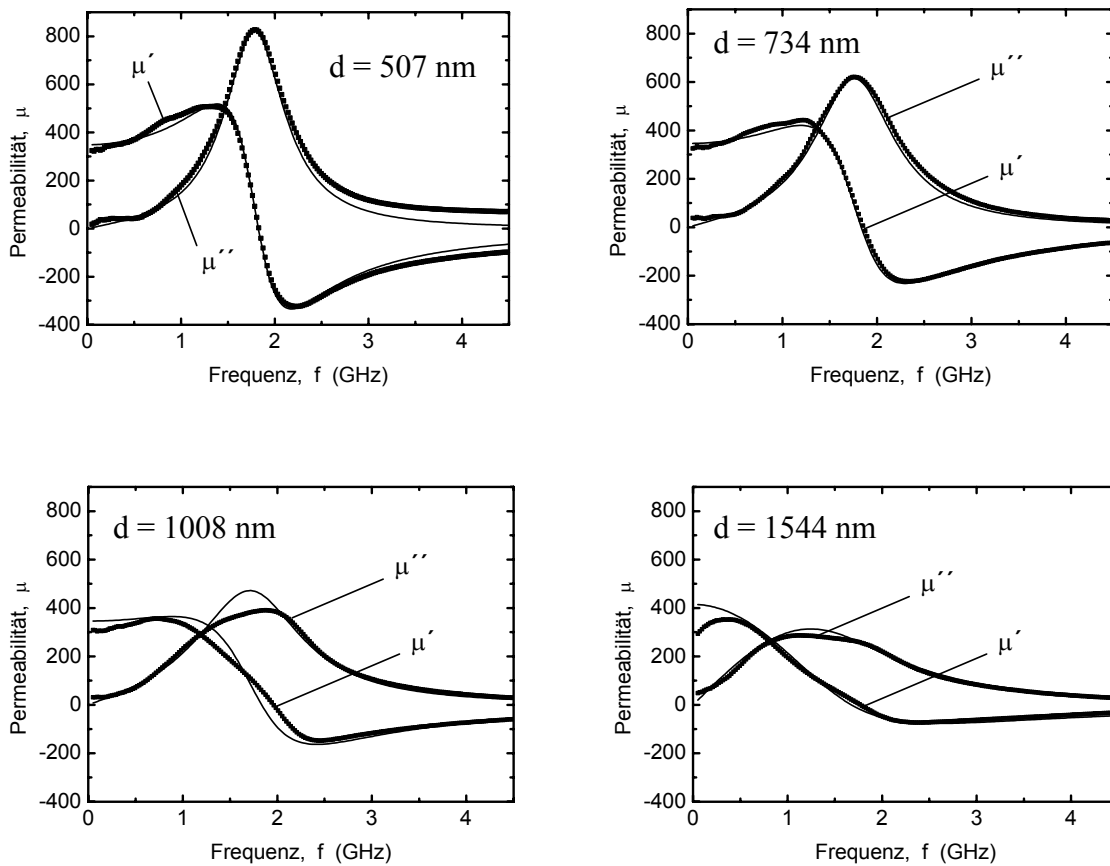


Abb. 4.21: Verlauf des Real- (μ') und Imaginärteils (μ'') der frequenzabhängigen Permeabilität in Abhängigkeit der Schichtdicke für $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{29}\text{Al}_{13}\text{N}_{18}$ -Schichten, die bezüglich des Stickstoffgehaltes ($N_{\text{opt}} = 6$ Vol. %,) und der Wärmebehandlung ($T_{\text{opt}} = 450$ °C) optimiert wurden. Punkte - Messung, durchgezogene Linie - Theorie.

wobei dünne Schichten ($d \approx 130$ nm) gemäß Kapitel 4.1 eine kleinere Dämpfung ($\alpha = 0,005$) gegenüber Schichten mit einer Dicke größer 130 nm zeigen ($\alpha = 0,01$). Ähnliches gilt für Schichten, die mit den $\text{Fe}_{52}\text{Co}_{38}\text{Al}_{10}$ - und $\text{Fe}_{46}\text{Co}_{34}\text{Al}_{20}$ -Target abgeschieden wurden. Bei einer Dicke von etwa 100 nm wurde für diese Schichten einen Dämpfungsfaktor α von 0,01 bestimmt während die Schichten mit größerer Dicke einen Dämpfungsfaktor α von 0,02 besaßen.

Die kritische Schichtdicke d^* , die in Abschnitt 4.3.1 definiert wurde, hängt mit dem spezifischen elektrischen Widerstand der Schichten zusammen. Je größer der spezifische Widerstand, desto niedriger die Wirbelströmverluste. Dementsprechend weisen Schichten mit höherem Al-Gehalt eine größere kritische Schichtdicke auf. Sie betragen für die mit $\text{Fe}_{52}\text{Co}_{38}\text{Al}_{10}$ -, $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{36}\text{Al}_{15}$ - und $\text{Fe}_{46}\text{Co}_{34}\text{Al}_{20}$ -Targets bei optimalen Bedingungen hergestellten Schichten entsprechend 0,5, 0,75 und 1 μm .

4.3.3 Fe-Co-Ta-N-Schichten

Für die Entwicklung der Fe-Co-Ta-N-Schichten wurde ein $\text{Fe}_{47}\text{Co}_{36}\text{Ta}_{17}$ -Target verwendet. Ähnlich wie bei den Fe-Co-Al-N-Schichten wurde eine gezielte Variation des N_2 -Anteils im Sputtergas und der Wärmebehandlungstemperatur sowie der Schichtdicke vorgenommen um die Schichten für den Einsatz in HF-Mikroinduktoren zu optimieren.

4.3.3.1 Eigenschaften der Schichten in Abhängigkeit des Stickstoffanteils im Sputtergas

In diesem Abschnitt werden der Aufbau und die Eigenschaften der Fe-Co-Ta-N-Schichten für den abgeschiedenen, ungeglühten Zustand dargestellt.

Chemische Zusammensetzung

Die Veränderungen in der chemischen Zusammensetzung der bei verschiedenem N_2 -Anteil im Sputtergas abgeschiedenen Schichten sind in Abbildung 4.22 dargestellt.

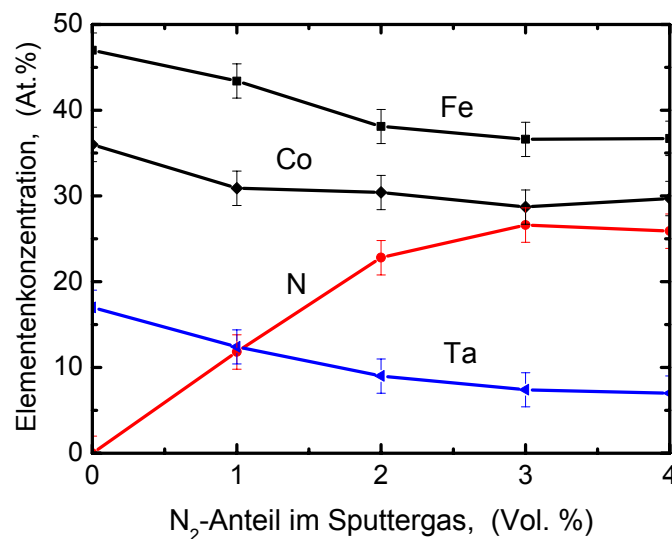


Abb. 4.22: Chemische Zusammensetzung abgeschiedener Fe-Co-Ta-N-Schichten in Abhängigkeit des N_2 -Anteils im Sputtergas ($\text{Fe}_{47}\text{Co}_{36}\text{Ta}_{17}$ – Target).

Die Stickstoffkonzentration in der Schichten wächst mit steigendem N_2 -Anteil im Sputtergas proportional zur Wurzel des partiellen N_2 -Drucks ($x_N \propto \sqrt{P_N}$). Im Gegensatz zu Fe-Co-Al-N-Schichten nehmen dabei die Konzentrationen der anderen Elemente nichtlinear ab. Die relativen Anteile der Targetelemente werden durch den Sputterprozess verändert und geben die Verhältnisse des Targets nur näherungsweise wieder.

Schichtstruktur

Die Röntgendiffraktogramme der Schichten, welche mit unterschiedlichem N₂-Anteil im Sputtergas abgeschieden wurden, lassen auf einen amorphen Schichtaufbau schließen (Abb. 4.23). Sie besitzen keine Reflexe, die der Fe-Co-Ta-N Schicht zugeordnet werden können. Zwei Reflexe bei $2\theta = 61,7^\circ$ und $69,2^\circ$ entsprechen dem monokristallinen Si-Substrat.

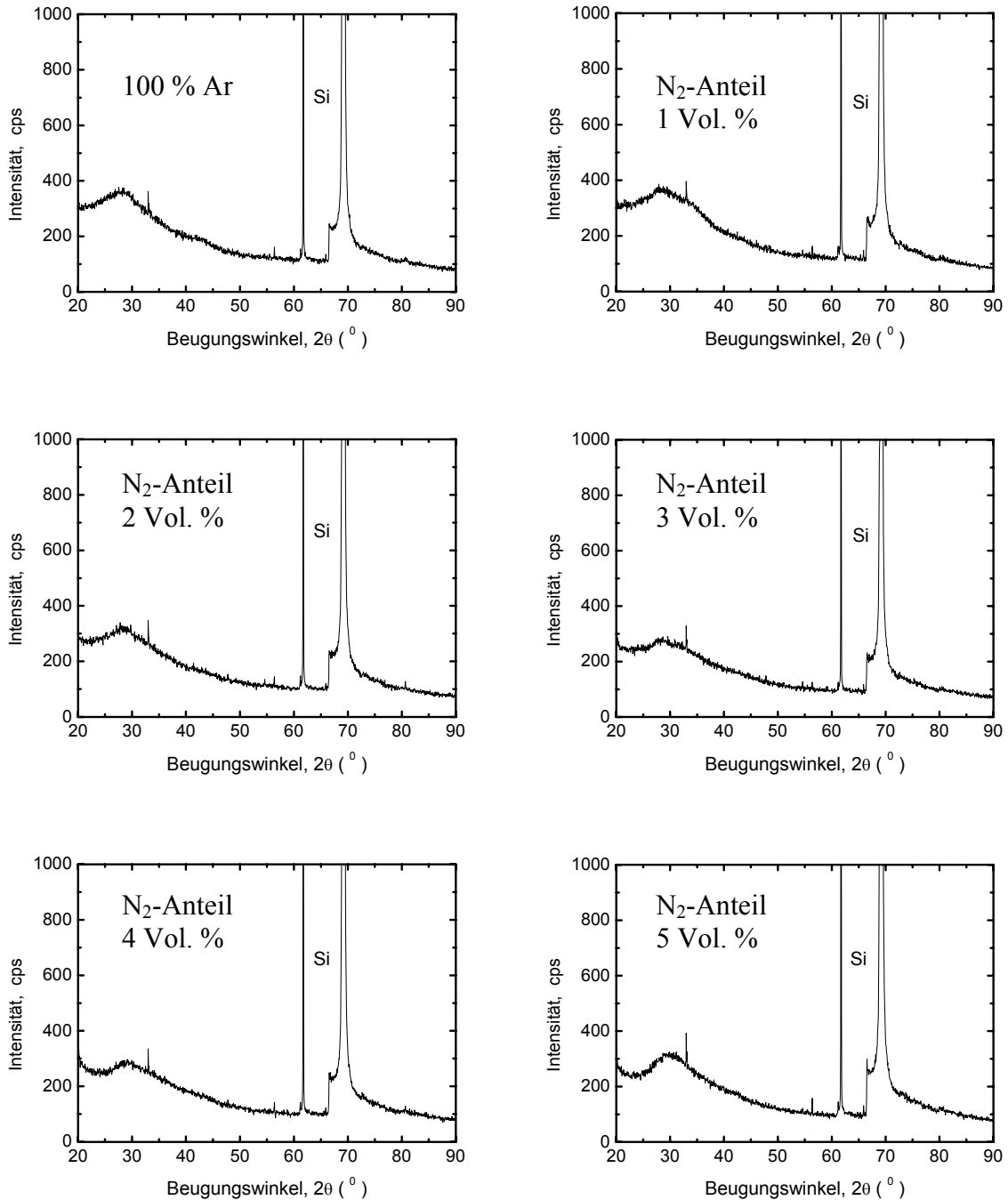


Abb. 4.23: Röntgendiffraktogramme der abgeschiedenen Fe-Co-Ta-N Schichten in Abhängigkeit des N₂-Anteils im Sputtergas (Fe₄₇Co₃₆Ta₁₇ – Target).

Die röntgenamorphe Struktur der Fe-Co-Ta-N Schichten, die bei niedrigem N₂-Anteil im Sputtergas abgeschieden wurden deutet auf eine starke amorphisierende Wirkung der Ta-Atome in der Fe-Co Mikrostruktur hin. Im Gegensatz zu Fe-Co-Al-N Schichten können amorphe Fe-Co-Ta-Schichten sogar ohne N₂ abgeschieden werden. Zur Überprüfung des amorphen Aufbaus der mit einem Fe₄₇Co₃₆Ta₁₇ – Target abgeschiedenen Schichten wurden neben den Röntgenuntersuchungen transmissionselektronenmikroskopische Aufnahmen hergestellt. In Abbildung 4.24 sind TEM-Aufnahmen einer mit 2 Vol.-% N₂ im Sputtergas abgeschiedenen Schicht dargestellt. Die Schicht zeigt eine amorphe Struktur.

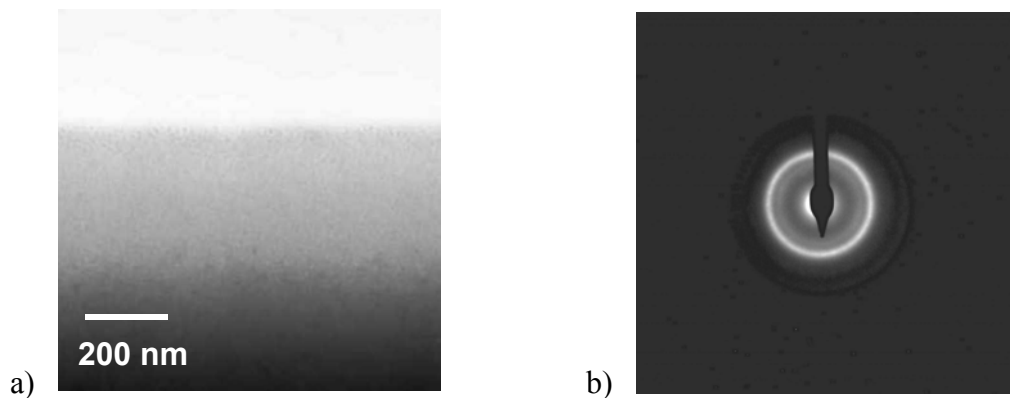


Abb. 4.24: Hellfeldaufnahme a) und Beugungsbild b) einer mit 2 Vol.-% N₂ im Sputtergas abgeschiedenen amorphen Fe-Co-Ta-N-Schicht.

Eigenspannungen

Die Eigenspannungen der abgeschiedenen Schichten nehmen mit steigendem N₂-Anteil im Sputtergas nahe zu linear ab (Abb. 4.25).

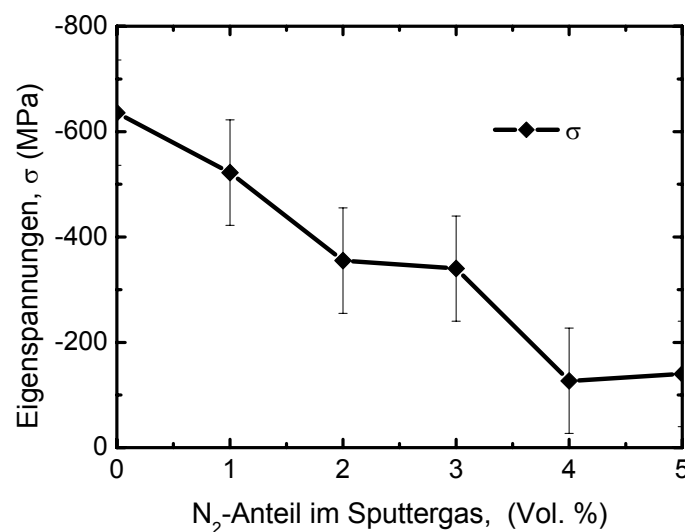


Abb. 4.25: Eigenspannungen der abgeschiedenen Fe-Co-Ta-N-Schichten in Abhängigkeit des N₂-Anteils im Sputtergas.

Magnetische Eigenschaften

Der Verlauf der Sättigungspolarisation von Fe-Co-Ta-N-Schichten in Abhängigkeit des N_2 -Anteils im Sputtergas ist in Abbildung 4.26 dargestellt. Im Gegensatz zu Fe-Co-Al-N-Schichten, bei denen die Sättigungspolarisation mit steigendem N_2 -Anteil kontinuierlich abfällt, zeichnet sich bei Fe-Co-Ta-N-Schichten ein Maximum bei 2 Vol.-% aus. Das Maximum bleibt auch nach der Wärmebehandlung bei 350 °C bestehen, wobei die Werte der Sättigungspolarisation infolge der thermischen Behandlung um 0,06 bis 0,1 mT erhöht werden. Eine Erhöhung der J_s durch die Wärmebehandlung ist nicht für alle Schichten möglich. Im Bereich der hohen N_2 -Anteile im Sputtergas (4 bis 5 Vol.-%) bringt die thermische Behandlung keinen bzw. sogar einen kleinen negativen Effekt.

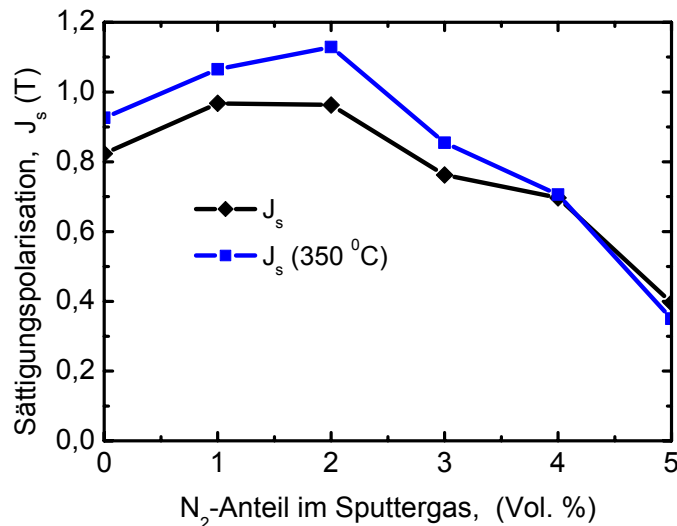


Abb. 4.26: Sättigungspolarisation von wärmeunbehandelten und wärmebehandelten Fe-Co-Ta-N-Schichten in Abhängigkeit des N_2 -Anteils im Sputtergas.

Die Koerzitivität der Fe-Co-Ta-N-Schichten erfährt starke Veränderungen unter dem Einfluss der thermischen Behandlung (Abb. 4.27). Im abgeschiedenen Zustand besitzen die Schichten ein hohes Koerzitivfeld. Die maximalen Werte von 3,5 mT werden dabei an den Schichten gemessen, die bei 1 bis 2 Vol. % an Stickstoff im Sputtergas abgeschieden wurden. Bei höheren N_2 -Anteilen sinkt das Koerzitivfeld der wärmeunbehandelten Schichten ab. Das hohe Koerzitivfeld der Schichten im abgeschiedenen Zustand wird durch die Wärmebehandlung bei 350 °C deutlich reduziert und bleibt nahe zu unabhängig vom N_2 -Anteil. Die Werte des Koerzitivfeldes bleiben dabei unter 0,5 mT in einem breiten Bereich der N_2 -Konzentrationen im Sputtergas von 0 bis 4 Vol. %.

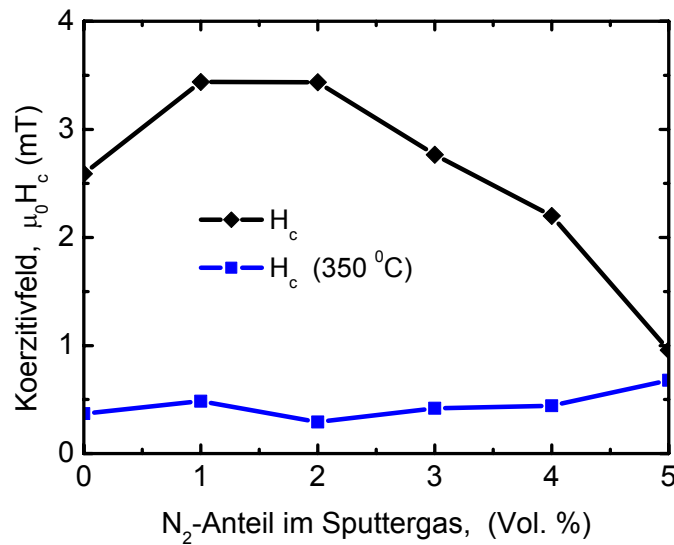


Abb. 4.27: Koerzitivfeld von wärmeunbehandelten und wärmebehandelten Fe-Co-Ta-N-Schichten in Abhängigkeit des N₂-Anteils im Sputtergas.

Spezifischer elektrischer Widerstand

Die Abhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstands der Fe-Co-Ta-N-Schichten vom N₂-Anteil im Sputtergas ist in Abbildung 4.28 dargestellt. Sowohl im abgeschiedenen Zustand als auch nach der Wärmebehandlung bei 350 °C zeigte sie ein breites Maximum im Bereich von 2 bis 4 Vol.-%. Insgesamt bewirkte die thermische Behandlung eine Reduzierung des spezifischen Widerstandes um ca. 0,3 μΩm.

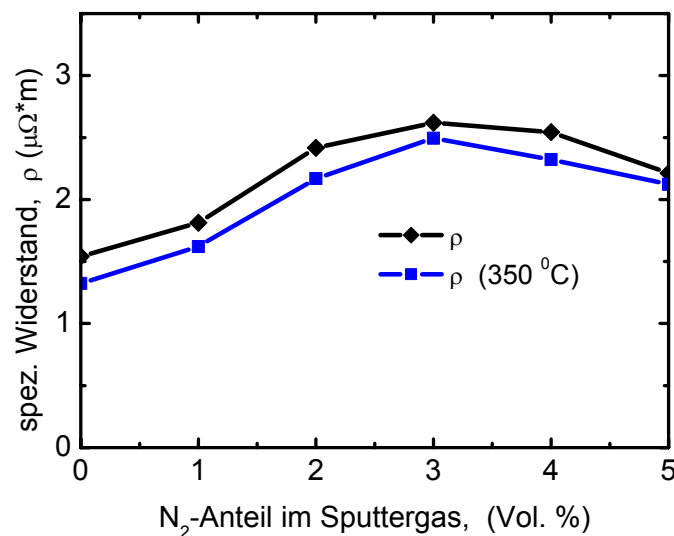


Abb. 4.28 Spezifischer Widerstand der wärmeunbehandelten und wärmebehandelten Fe-Co-Ta-N-Schichten in Abhängigkeit des N₂-Anteils im Sputtergas.

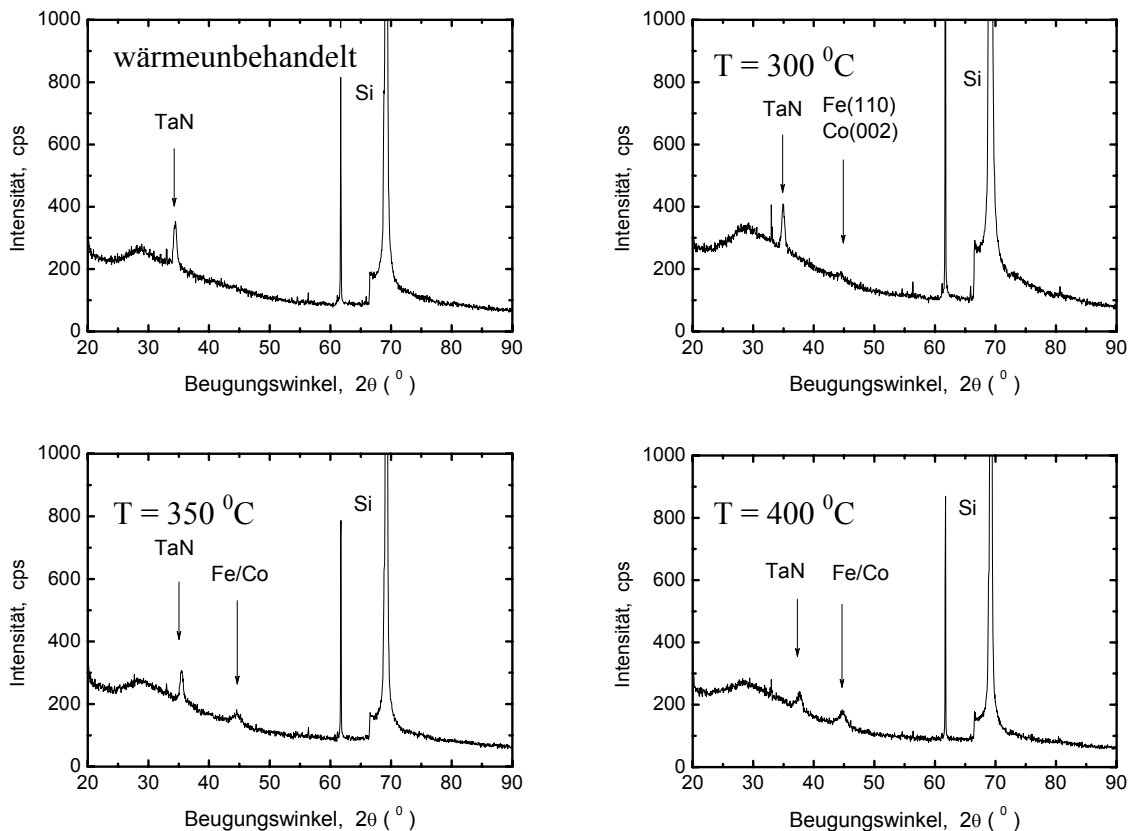
Aufgrund der Analyse der Schichteigenschaften in Abhängigkeit vom Stickstoffanteil im Sputtergas wurde für das $\text{Fe}_{47}\text{Co}_{36}\text{Ta}_{17}$ -Target ein optimaler Wert von 2 Vol.-% ermittelt, der bei allen weiteren Untersuchungen verwendet wurde.

4.3.3.2 Eigenschaften der Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur

Ähnlich wie bei den Fe-Co-Al-N-Schichten wurden nach der Optimierung des N_2 -Anteils im Sputtergas die Untersuchungen der Struktur und Eigenschaften von Fe-Co-Ta-N Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur durchgeführt. Die thermische Wärmebehandlung fand im Magnetfeld statt und dauerte 60 ebenfalls Minuten. Die Schichtzusammensetzung nach der Wärmebehandlung wurde als unverändert angenommen.

Schichtstruktur

Der Schichtaufbau wurde mittels Analyse der Röntgendiffraktogramme von bei verschiedenen Temperaturen wärmebehandelten Schichten untersucht. Die Röntgenspektren der wärmebehandelten Schichten enthalten zwei unterschiedliche Reflexe (Abb. 4.29). Zum einen den Fe(111) oder Co(111) Reflex bei $2\theta = 44,7^\circ$, der ab einer Temperatur von 350°C erscheint und sich bei höheren Temperaturen vergrößert, zum anderen der TaN Reflex bei $2\theta = 34,2^\circ$, der sich mit steigender Temperatur der Wärmebehandlung zu größeren Winkeln verschiebt. Andere Reflexe bei $2\theta = 61,7^\circ$ und $69,2^\circ$ entstehen durch das Si-Substrat.



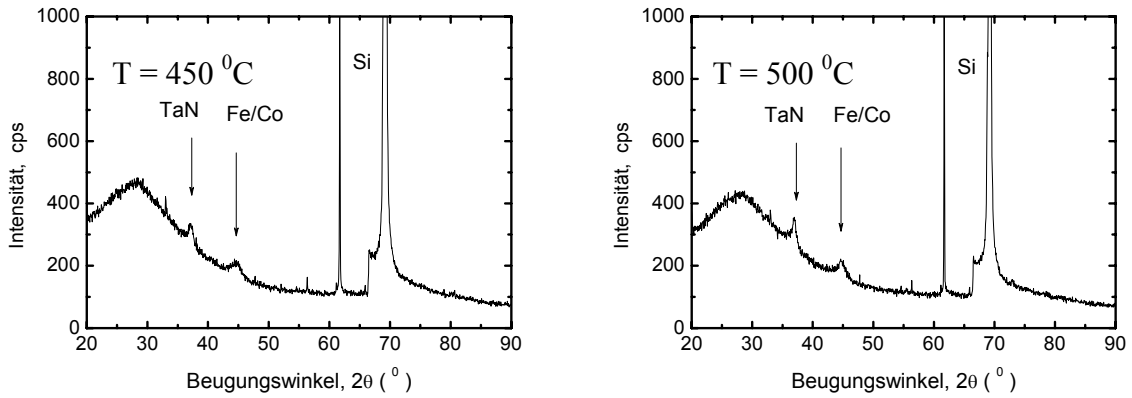


Abb. 4.29: Röntgendiffraktogramme der bezüglich des Stickstoffgehaltes optimierten und bei verschiedenen Temperaturen wärmebehandelten $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ -Schichten.

Die TEM-Aufnahmen der bei $400\text{ }^\circ\text{C}$ (Abb. 4.30) und bei $450\text{ }^\circ\text{C}$ (Abb. 4.31) wärmebehandelten Schichten zeigen die Veränderungen der Schichtstruktur infolge der thermischen Behandlung.

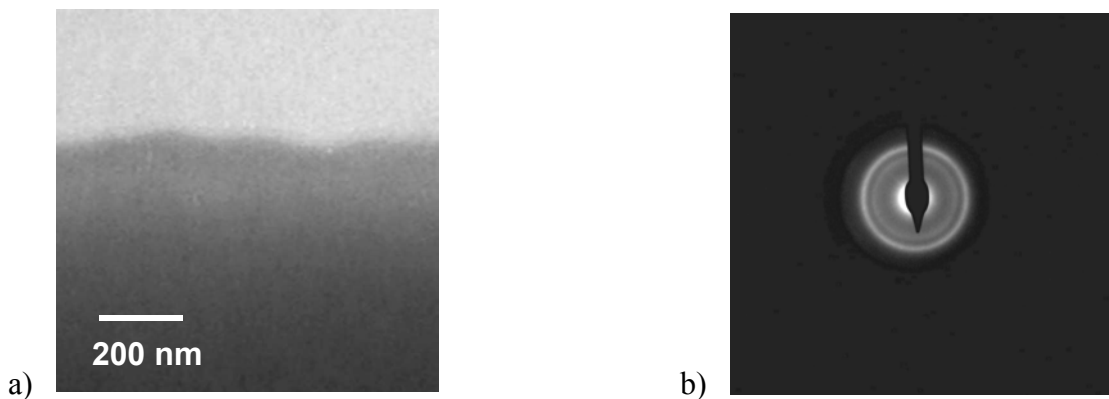


Abb. 4.30 Hellfeldaufnahme a) und Beugungsbild b) einer optimierten (2 Vol.-% N_2) und 60 Minuten bei $400\text{ }^\circ\text{C}$ wärmebehandelten amorphen $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ -Schicht.

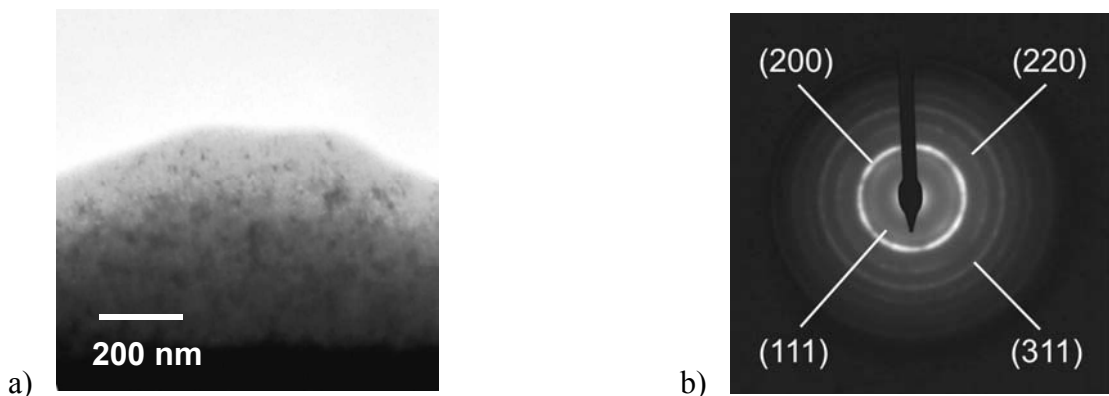


Abb. 4.31 Hellfeldaufnahme a) und Beugungsbild b) einer optimierten (2 Vol.-% N_2) und 60 Minuten bei $400\text{ }^\circ\text{C}$ wärmebehandelten nanokristallinen $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ -Schicht.

Während Schichten nach einer Wärmebehandlung bei 400 °C noch eine amorphe Struktur besitzen bewirkt die thermische Behandlung bei 450 °C eine Ausbildung von kleinen Kristalliten mit Abmessungen im Bereich von einigen nm.

Magnetische Eigenschaften

Wie die ersten Untersuchungen der Fe-Co-Ta-N-Schichten zeigen (Abb. 4.26, 4.27), ist für das Erreichen der guten weichmagnetischen Eigenschaften sowie für das Einprägen der uniaxialen Anisotropie eine thermische Behandlung im Magnetfeld notwendig. Diese wurde entsprechend dem in Abbildung 4.7 des Abschnittes 4.3.1 dargestellten Schema bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt. Die magnetischen Eigenschaften wie Sättigungspolarisation, Koerzitivfeld und uniaxiale Anisotropie wurden entsprechend gemessen und sind in Abbildungen 4.32 bis 4.34 dargestellt. Die Dauer der Wärmebehandlung betrug 60 Minuten.

Die Sättigungspolarisation zeigt mit steigender Wärmebehandlungstemperatur einen leichten Anstieg von 1,05 T bei 300 °C bis 1,16 T bei 500 °C (Abb. 4.32). Der Anstieg verläuft in diesem Temperaturbereich in erster Näherung linear und beträgt 9 % (300 °C) bis 22 % (500 °C) gegenüber den Werten für Schichten im abgeschiedenen Zustand (Siehe Referenzwert bei Raumtemperatur).

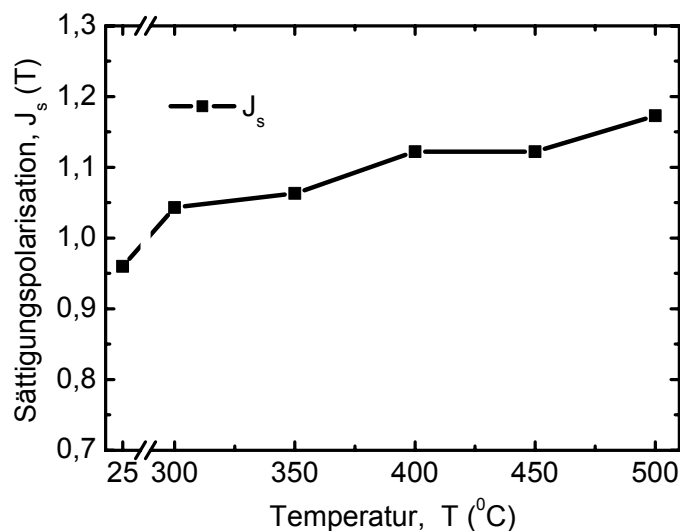


Abb. 4.32: Sättigungspolarisation der bezüglich des Stickstoffgehaltes optimierten $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ -Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur.

Das Koerzitivfeld der Schichten in Abbildung 4.33 verändert sich nach einer Wärmebehandlung bei Temperaturen im Bereich von 300 bis 500 °C nur geringfügig (0,35 bis 0,45 mT).

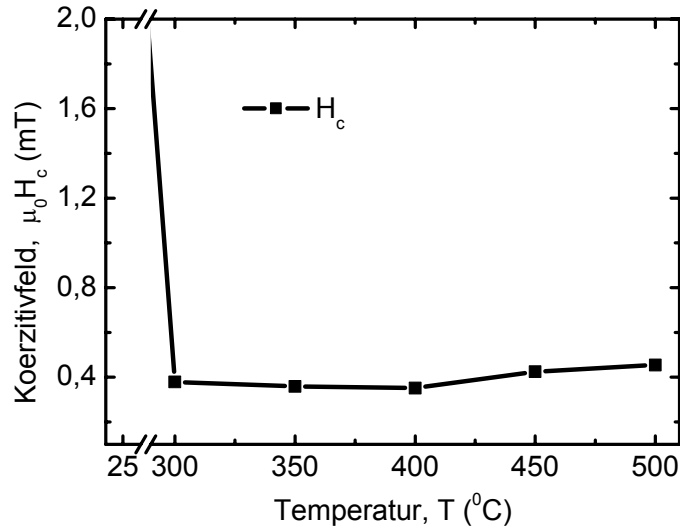


Abb. 4.33: Koerzitivfeld der bezüglich des Stickstoffgehaltes optimierten $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ -Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur.

Die Abhängigkeit des Anisotropiefeldes von der Wärmebehandlungstemperatur zeigt eine Besonderheit bei 300 °C (Abb. 4-34). Bei dieser Temperatur wird ein Anisotropiefeld von 7 mT induziert. Im Bereich von 350- 500 °C beträgt das Anisotropiefeld 4,6 bis 5 mT.

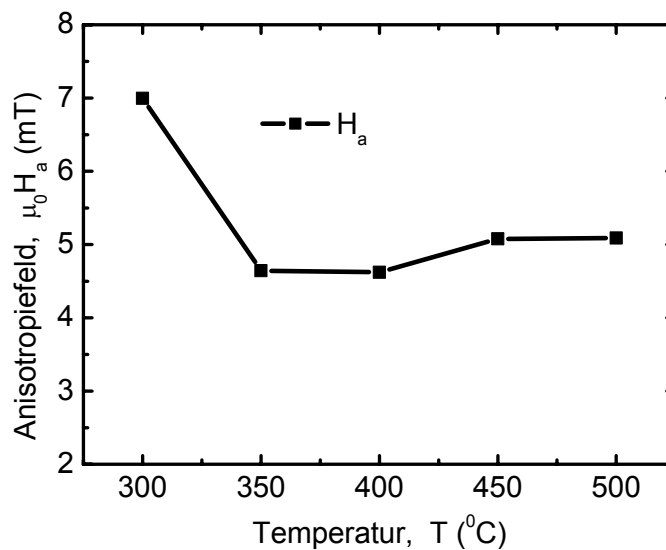


Abb. 4.34: Anisotropiefeld der bezüglich des Stickstoffgehaltes optimierten $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ -Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur.

Spezifischer elektrischer Widerstand

Der spezifische elektrische Widerstand der Fe-Co-Ta-N-Schichten zeigt sich ähnlich wie die anderen Eigenschaften weniger empfindlich in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur. Beim Erhöhen der Temperatur von 300 auf 450 °C reduziert sich der spezifische Widerstand von 1,9 auf 1,75 $\mu\Omega\text{m}$. Eine deutliche Herabsetzung des spezifischen Widerstandes tritt nur nach der Wärmebehandlung bei 500 °C auf.

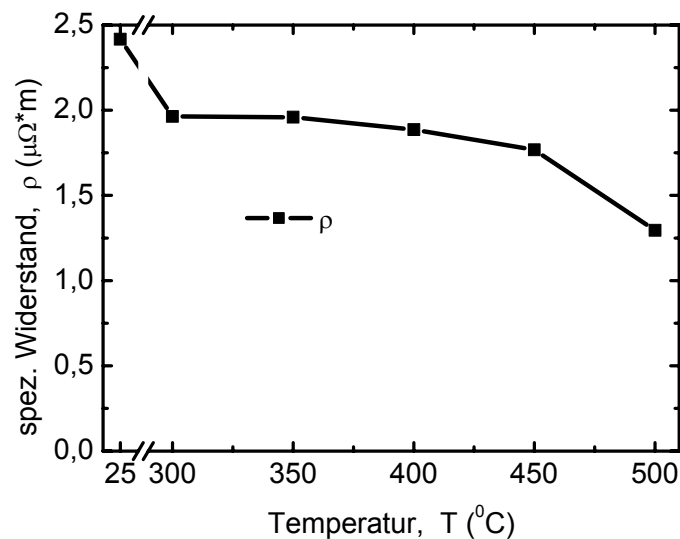
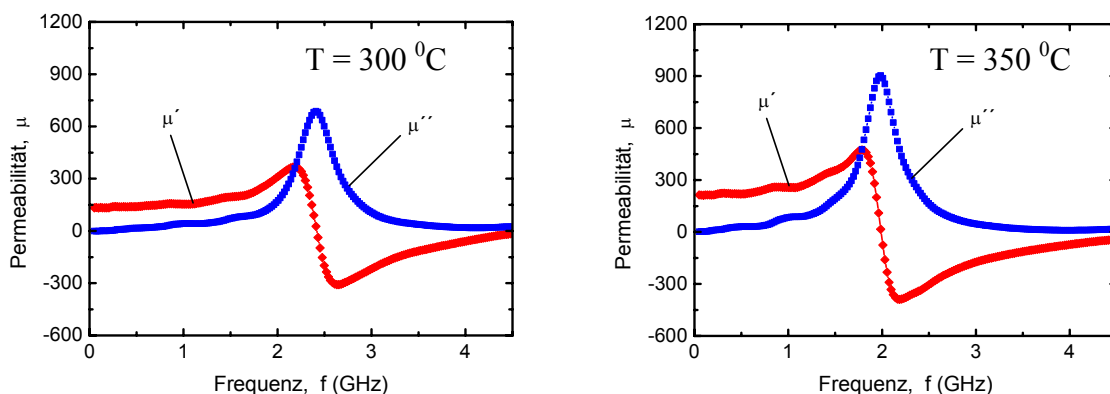


Abb. 4.35 Spezifischer Widerstand der bezüglich des Stickstoffgehaltes optimierten $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ -Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur.

Frequenzabhängige Permeabilität

Der frequenzabhängige Verlauf der komplexen frequenzabhängigen Permeabilität für unterschiedliche Wärmebehandlungstemperaturen ist in Abbildung 4.36 dargestellt.



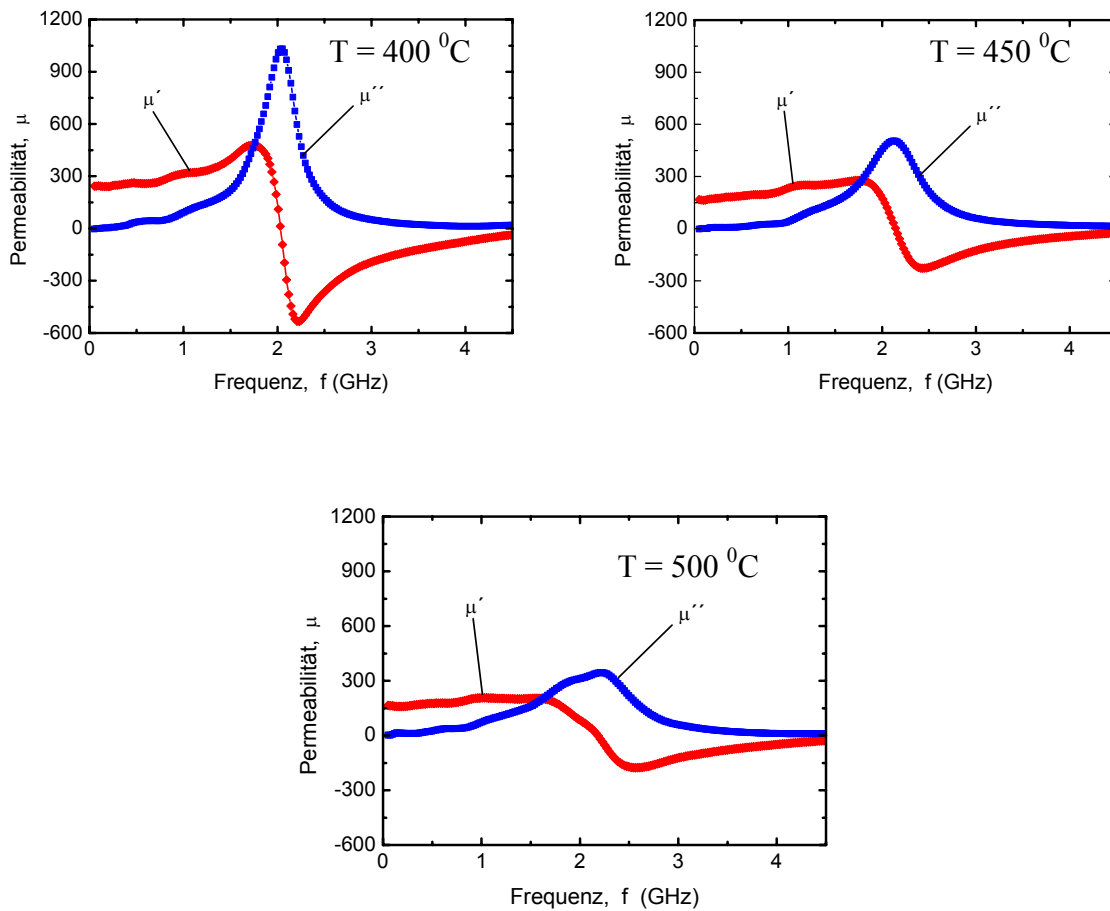


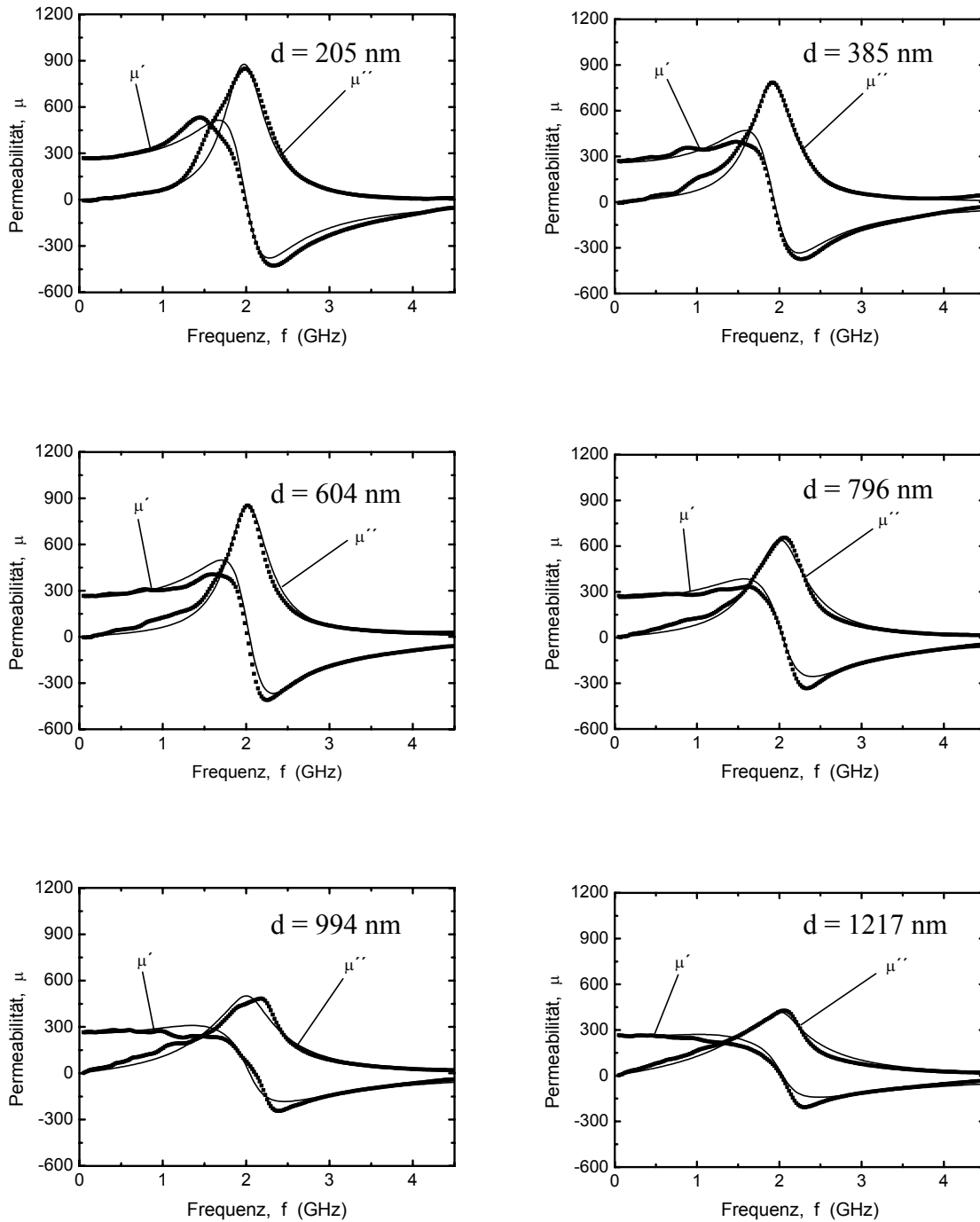
Abb. 4.36 Real- (μ') und Imaginärteil (μ'') der frequenzabhängigen Permeabilitäten der bezüglich des Stickstoffgehaltes optimierten und bei verschiedenen Temperaturen wärmebehandelten $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ -Schichten.

Diese Grafiken zeigen, dass die Schichten nach einer Wärmebehandlung bei $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ die kleinsten HF-Verluste aufweisen. Daher wurde für die von einem $\text{Fe}_{47}\text{Co}_{36}\text{Ta}_{17}$ -Target mit optimalem Stickstoffanteil im Sputtergas von 2 Vol.-% hergestellten Schichten die optimale Temperatur der Wärmebehandlung T_{opt} von $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ bestimmt. Die kritische Temperatur beträgt $T^* = 450\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Kapitel 4.3.1).

Insgesamt stellt man fest, dass Fe-Co-Ta-N Schichten im Vergleich zu Fe-Co-Al-N Schichten weniger empfindlich auf Veränderungen der Herstellungsparameter reagieren. Aus technologischer Sicht ist das ein Vorteil, da Abweichungen von den optimalen Werten sowohl bei der Abscheidung als auch bei der Wärmebehandlung geringere Auswirkungen auf die Schichteigenschaften haben.

4.3.3 Abhängigkeit der frequenzabhängigen Permeabilität von der Schichtdicke

Die Auswirkungen der Schichtdickenänderungen auf das Verhalten der frequenzabhängigen Permeabilität von wärmebehandelten Schichten, die für die praktischen Anwendungen ebenfalls eine große Rolle spielen sind in Abbildung 4.37 dargestellt.



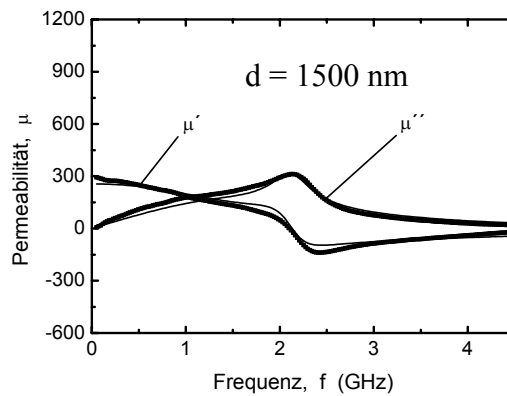


Abb. 4.37: Verlauf des Real- (μ') und Imaginärteils (μ'') der frequenzabhängigen Permeabilitäten in Abhängigkeit der Schichtdicke für die $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ -Schichten, die bezüglich des Stickstoffgehaltes ($N_{\text{opt}} = 6$ Vol. %,) und der Wärmebehandlung ($T_{\text{opt}} = 400$ °C) optimiert wurden. Punkte - Messung, durchgezogene Linie - Theorie.

Die experimentellen Untersuchungen sind dabei durch entsprechende theoretische Rechnungen mit dem LLW-Modell ergänzt worden (Abschnitt 4.1). Die Dämpfungskonstante betrug $\alpha = 0,015$ für alle Schichten unabhängig von ihrer Dicke. Der Einfluss der Abschirmströme macht sich im Verlauf der frequenzabhängigen Permeabilität ab einer Schichtdicke von etwa $0,8 \mu\text{m}$ bemerkbar. Die HF-Verluste steigen mit steigender Dicke an und die Grenzfrequenz beginnt zu sinken. Aus diesem Grund kann man bei den mit einem $\text{Fe}_{47}\text{Co}_{36}\text{Ta}_{17}$ -Target hergestellten Schichten die kritische Schichtdicke d^* auf $0,8 \mu\text{m}$ festlegen (Kapitel 4.3.1).

4.4 Magnetische Dünnschichtmikroobjekte auf der Basis von Fe-Co-Ta-N-Materialien

Die vorgestellten experimentellen Ergebnisse aus dem Unterkapitel 4.3 zeigen sehr gute HF-Eigenschaften der Fe-Co-Ta-N und Fe-Co-Al-N-Materialien, die an dünnen Schichten mit quasi-unendlichen im Vergleich zur Schichtdicke lateralen Abmessungen erzielt werden konnten. In vielen praktischen Anwendungen wie z.B. in Mikroinduktoren mit magnetischem Kern werden magnetische Materialien als magnetische Mikroobjekte verwendet. Die Geometrie solcher mikromagnetischen Objekte hat einen großen Einfluss auf die magnetische Domänenstruktur und diese wiederum auf das Magnetisierungsverhalten und die HF-Eigenschaften (vgl. Kapitel 2.14). Für magnetische Dünnschichtmikrostrukturen ist die Näherung einer unendlich ausgedehnten Schicht nicht mehr zulässig. Das HF-Verhalten der Magnetisierung in solchen magnetischen Mikrostrukturen wird durch die Domänenstruktur stark beeinflusst, die wiederum von den intrinsischen Materialeigenschaften und der Geometrie des Objektes abhängen. Eine analytische oder numerische Berechnung der Magnetisierungsdynamik in magnetischen Dünnschichtmikrostrukturen mit lateralen Abmessungen im Bereich von einigen Zehn bis Hundert Mikrometer ist im allgemeinen nicht möglich und stellt ein neues Gebiet der aktuellen Forschung dar. Daher wurde auf experimentelle Methoden zur Abbildung der statischen Magnetisierungsverteilung zurückgegriffen, um das dynamische Verhalten der Magnetisierung aufgrund der statischen Domänenstruktur zu prognostizieren. Eine weitere Möglichkeit zur Untersuchung der Magnetisierungsdynamik von magnetischen Dünnschichtmikrostrukturen wurde mithilfe der im Unterkapitel 4.2 beschriebener Methode zur Messung der frequenzabhängigen Permeabilität von dünnen Schichten realisiert. Dabei wurden dünne Schichten zu einer Anordnung von mehreren einzelnen Mikroobjekten strukturiert, die insgesamt das Signal zur Auswertung der frequenzabhängigen Permeabilität im Streifenleiter-Permeameter erzeugen. Bei einer entsprechender Wahl der Abstände zwischen den einzelnen Mikroobjekten kann ihre gegenseitige Wechselwirkung vernachlässigt werden und die gemessene integrale frequenzabhängige Permeabilität der gesamten Anordnung als frequenzabhängige Permeabilität des einzelnen Mikroobjektes interpretiert werden.

Die Ergebnisse der Untersuchungen der Domänenstruktur und der frequenzabhängigen Permeabilität der mikrostrukturierten Schichten werden in diesem Abschnitt ausgearbeitet.

4.4.1 Herstellung magnetischer Dünnschichtmikroobjekte

Die Herstellung mikromagnetischer Objekte erfolgte durch Strukturieren von dünnen Fe-Co-Ta-N-Schichten mittels Fotolithografie und Plasmastrahlätzen (vgl. Kapitel 3.2.1). Dabei wurde auf die magnetische Schicht eine entsprechend entwickelte Lackmaske aufgebracht und durch das Plasmastrahlätzen die ungeschützten Schichtbereiche abgetragen. Die dadurch entstandenen magnetischen, quadratischen Dünnschichtobjekte für die Untersuchungen der Domänenstruktur und der frequenzabhängigen Permeabilität sind entsprechend in Abbildungen 4.38 und 4.43 dargestellt.

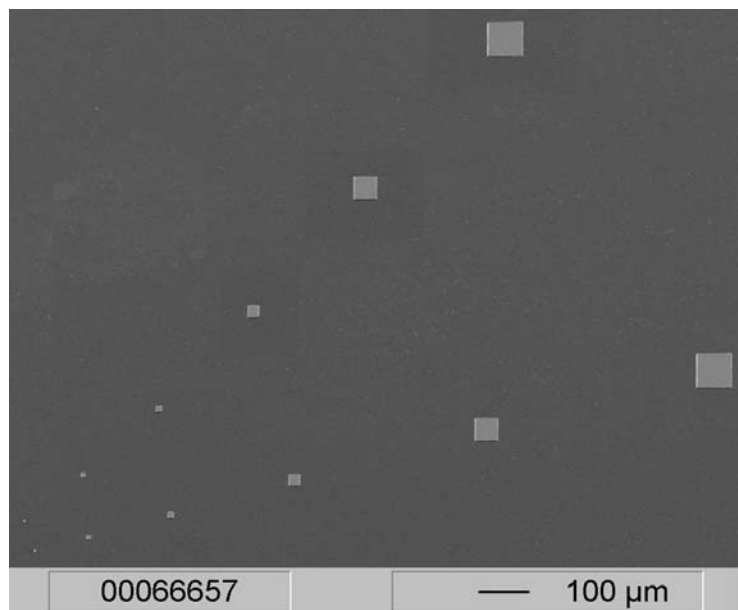


Abb. 4.38: REM-Aufnahme einer in quadratische Mikrostrukturen unterschiedlicher lateraler Abmessungen strukturierten $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ -Schicht auf einem Si-Substrat.

4.4.2 Charakterisierung der magnetischen Domänenstruktur

Die magnetische Domänenstruktur von Dünnschichtmikroobjekten wurde mithilfe der Kerrmikroskopie untersucht. Die entsprechenden Aufnahmen der quadratischen Mikroobjekte unterschiedlicher Dicke und lateralen Abmessungen sind in Abbildungen 4.39 bis 4.42 dargestellt. Die uniaxiale Anisotropie, die während der Wärmebehandlung im Magnetfeld induziert wurde hat eine große Auswirkung auf die Domänenstruktur. In Mikroobjekten mit lateralen Abmessungen von $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ beobachtet man eine Vergrößerung der Domänen, deren Magnetisierungsrichtungen parallel zu Achse der uniaxialen Anisotropie liegen.

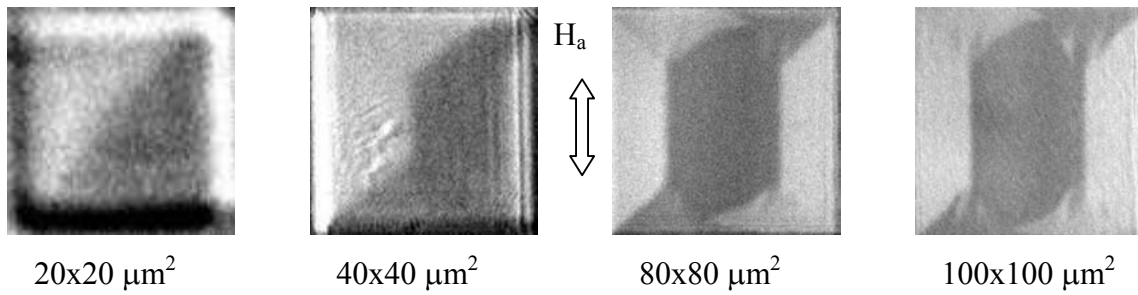


Abb. 4.39: Magnetische Domänenstruktur von Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtmikroobjekten mit unterschiedlichen lateralen Abmessungen. Die Schichtdicke beträgt 500 nm.

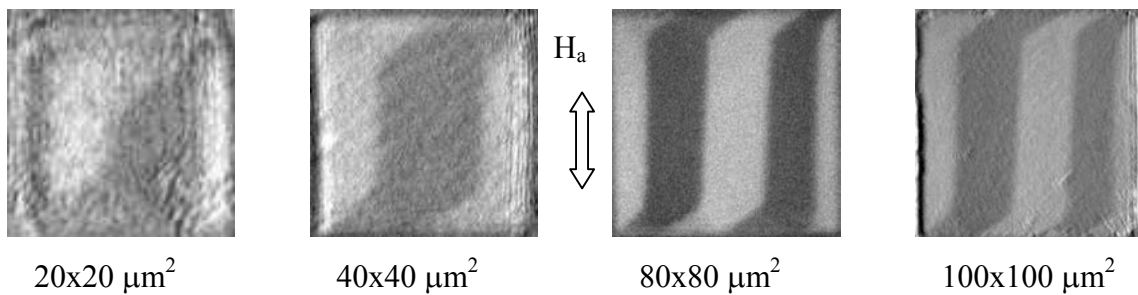


Abb. 4.40: Magnetische Domänenstruktur von Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtmikroobjekten mit unterschiedlichen lateralen Abmessungen. Die Schichtdicke beträgt 200 nm.

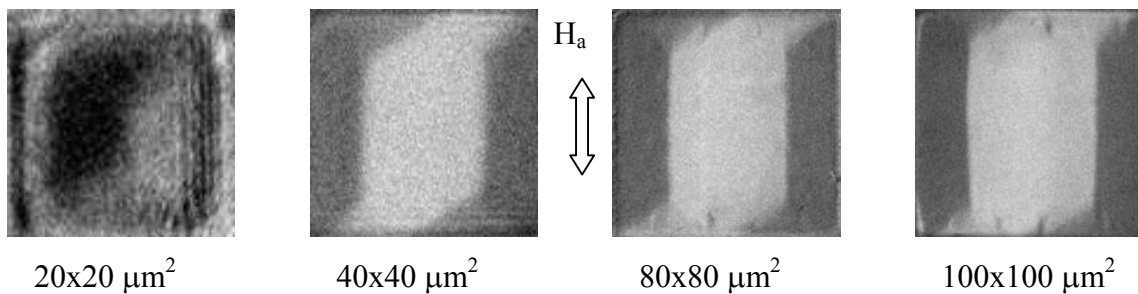


Abb. 4.41: Magnetische Domänenstruktur von Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtmikroobjekten mit unterschiedlichen lateralen Abmessungen. Die Schichtdicke beträgt 100 nm.

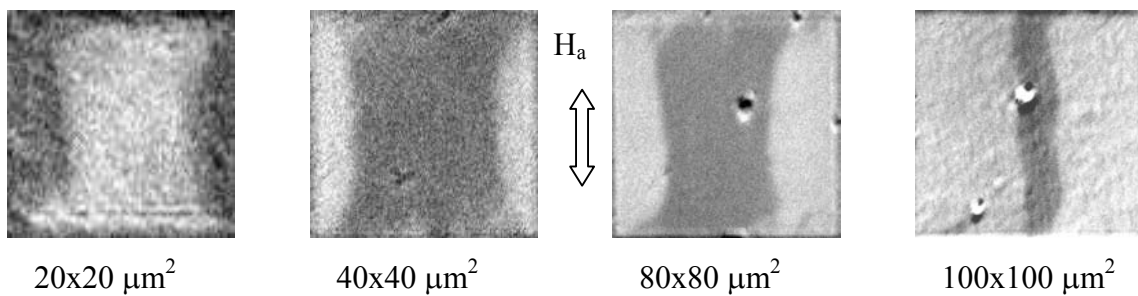


Abb. 4.42: Magnetische Domänenstruktur von Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtmikroobjekten mit unterschiedlichen lateralen Abmessungen. Die Schichtdicke beträgt 50 nm.

In größeren Mikroobjekten führt die uniaxiale Anisotropie zur Ausbildung mehrerer nebeneinander liegender Domänen mit einer Magnetisierung, die ebenfalls parallel zur Anisotropieachse orientiert ist. Die Anzahl der günstig orientierten Domänen steigt mit steigenden lateralen Abmessungen der Mikroobjekte. Die entlang der Anisotropieachse orientierten Domänen sind voneinander durch Domänenwände getrennt und bilden mit sogenannten Abschlussdomänen einen geschlossenen magnetischen Fluss in der Schichtebene. Eine solche geordnete Domänenstruktur mit geschlossenem magnetischem Fluss bleibt nur bis zu einer bestimmten Schichtdicke stabil. In Mikroobjekten mit einer Schichtdicke von 50 nm kann man lediglich eine unregelmäßige Domänenstruktur ohne Abschlussdomänen beobachten.

4.4.3 Magnetisierungsdynamik der Dünnschichtmikroobjekte im HF-Feld

Die Magnetisierungsdynamik der Dünnschichtmikroobjekte im HF-Feld wurde an Dünnschichtquadraten unterschiedlicher Schichtdicke und unterschiedlichen lateralen Abmessungen untersucht. Dabei wurden Schichten zu einer großen Anordnung nebeneinander liegenden Mikroobjekte strukturiert, so dass sie im HF-Permeameter gemessen werden konnten. Der Abstand zwischen den einzelnen Mikroobjekten von $4\ \mu\text{m}$ wurde so gewählt, dass deren gegenseitige magnetischen Beeinflussung als vernachlässigbar klein angenommen werden kann.

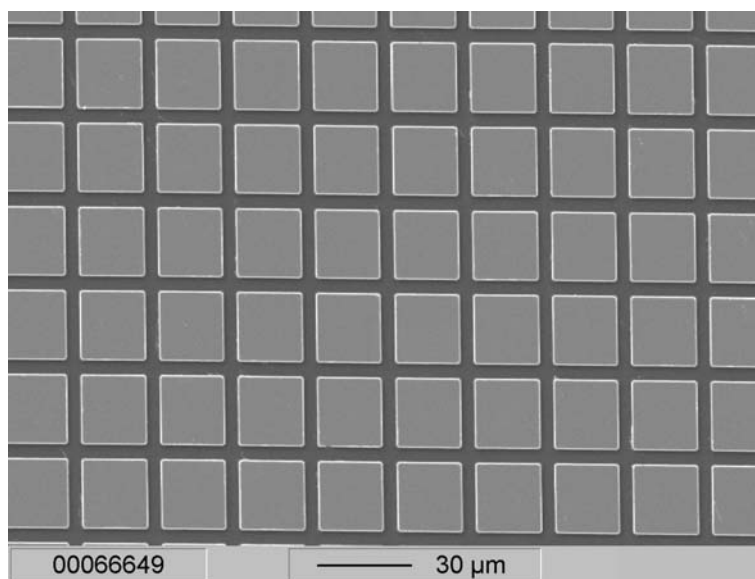


Abb. 4.43: REM-Aufnahme einer für die Messung der frequenzabhängigen Permeabilität in regelmäßig angeordnete quadratische Bereiche strukturierten $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ -Schicht auf einem Si-Substrat.

Die Messungen der frequenzabhängigen Permeabilität strukturierter Dünnschichtmikroobjekte unterschiedlicher Dicke und lateraler Abmessungen sind in Abbildungen 4.44 bis 4.47 dargestellt.

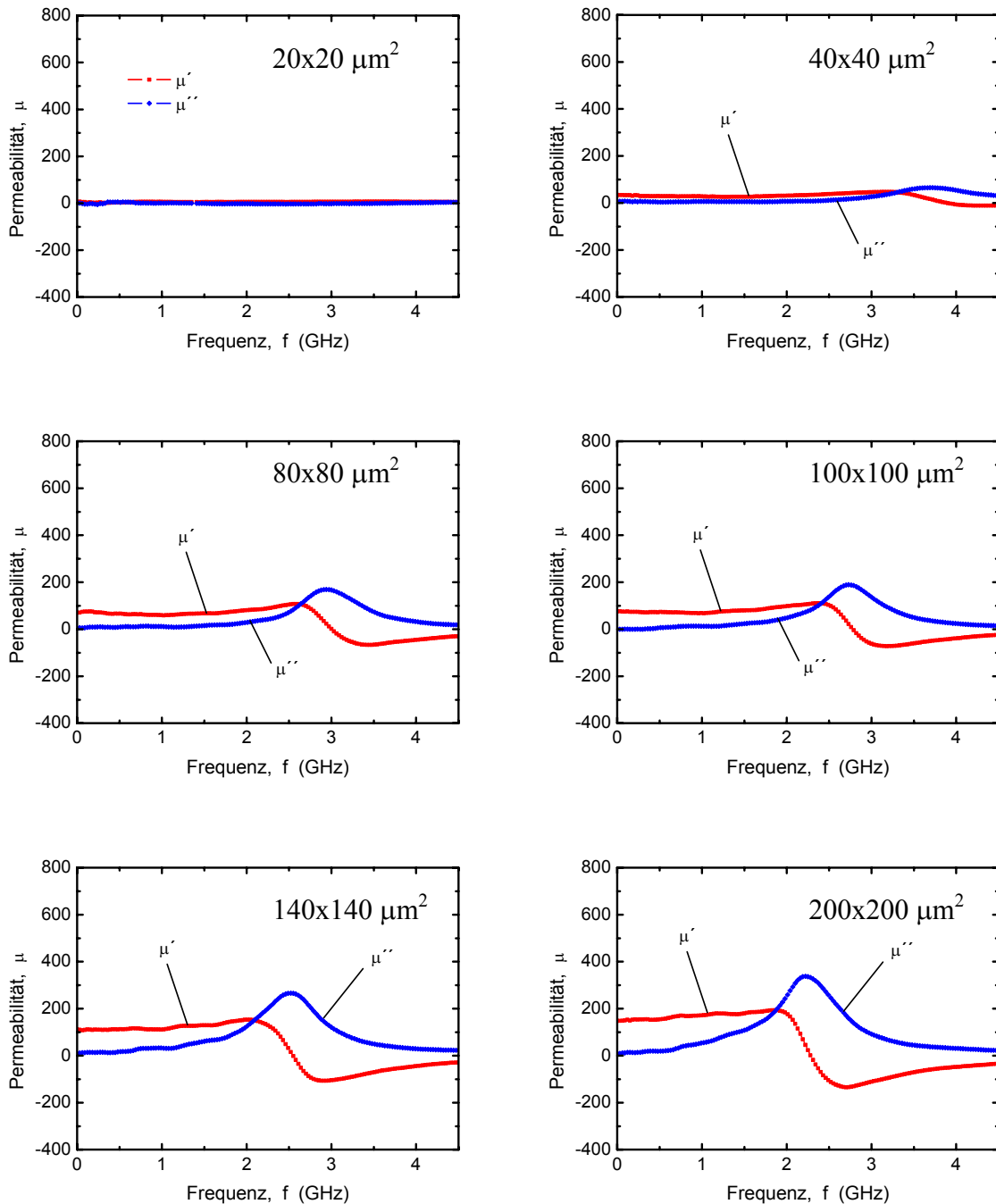


Abb. 4.44: Real- (μ') und Imaginärteil (μ'') der frequenzabhängigen Permeabilität von Dünnschichtquadraten mit unterschiedlichen lateralen Abmessungen. Die Schichtdicke beträgt 500 nm.

Der allgemeine frequenzabhängige Verlauf der Permeabilität von strukturierten Dünnschichtmikroobjekten ist dem von ausgedehnten Schichten ähnlich (vgl. Abschnitt 4.3). Allerdings üben die lateralen Abmessungen und die Schichtdicke einen großen Einfluss auf die Magnetisierungsdynamik aus.

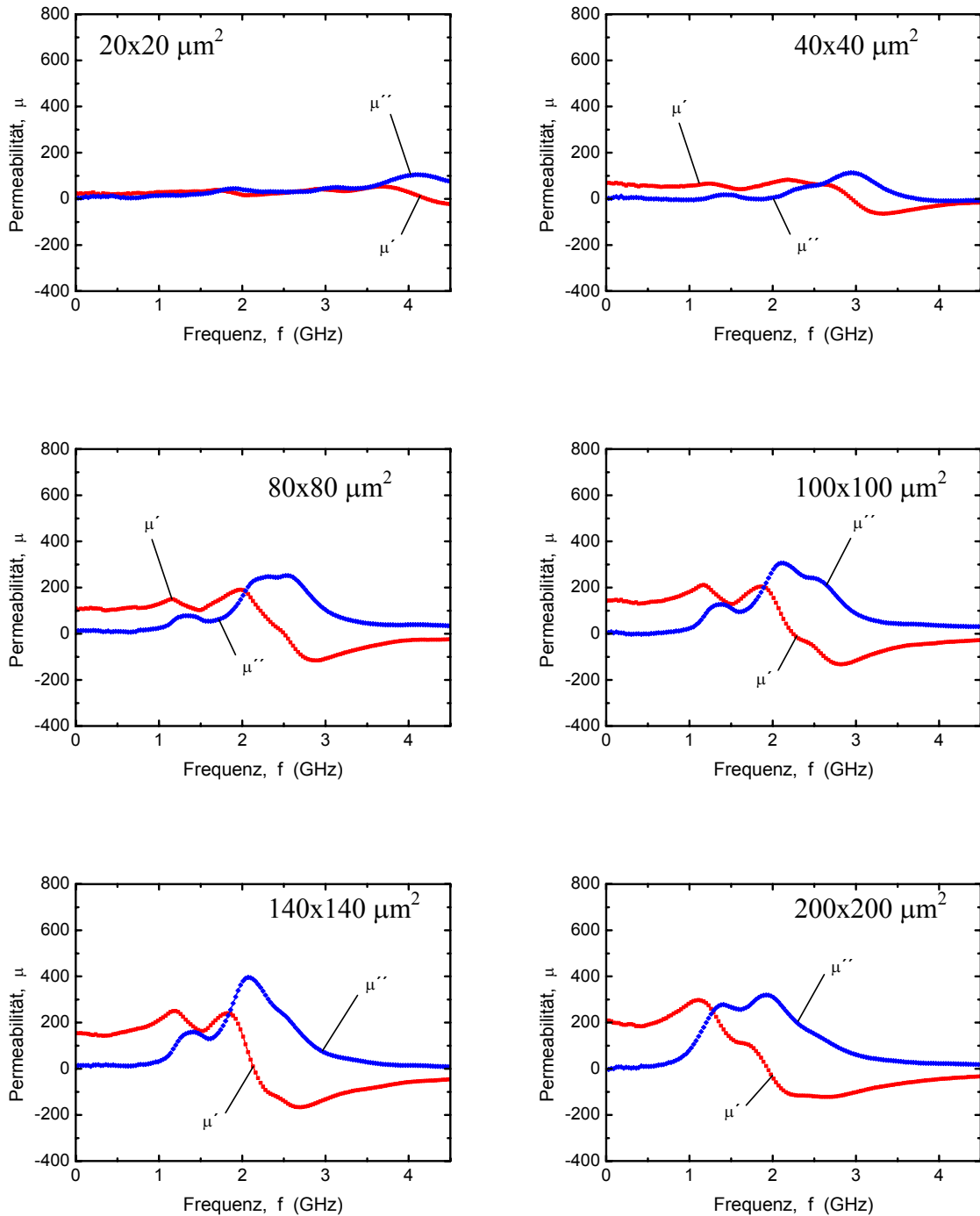


Abb. 4.45: Real- (μ') und Imaginärteil (μ'') der frequenzabhängigen Permeabilität von Dünnschichtquadraten mit unterschiedlichen lateralen Abmessungen. Die Schichtdicke beträgt 200 nm.

Bei der Reduzierung der lateralen Abmessungen der Mikroobjekte konnte man für alle Schichtdicken eine Verschiebung der Resonanzfrequenz zu höheren Werten und entsprechende Verringerung der Anfangspermeabilität feststellen.

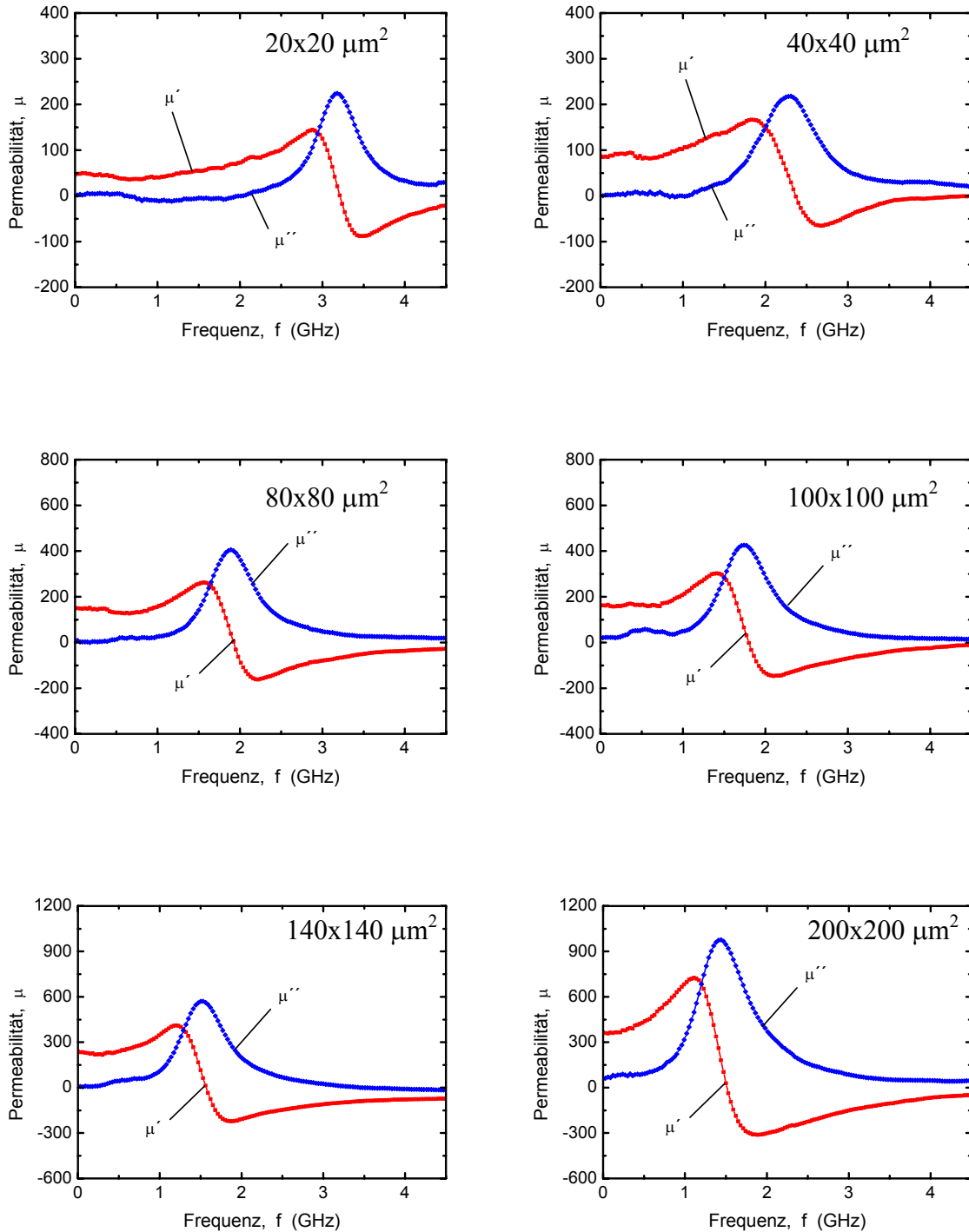


Abb. 4.46: Real- (μ') und Imaginärteil (μ'') der frequenzabhängigen Permeabilität von Dünnschichtquadraten mit unterschiedlichen lateralen Abmessungen. Die Schichtdicke beträgt 100 nm.

Die Verringerung der Schichtdicke äußerte sich dagegen in einer steigender Anfangspermeabilität und entsprechend fallender ferromagnetischer Resonanzfrequenz.

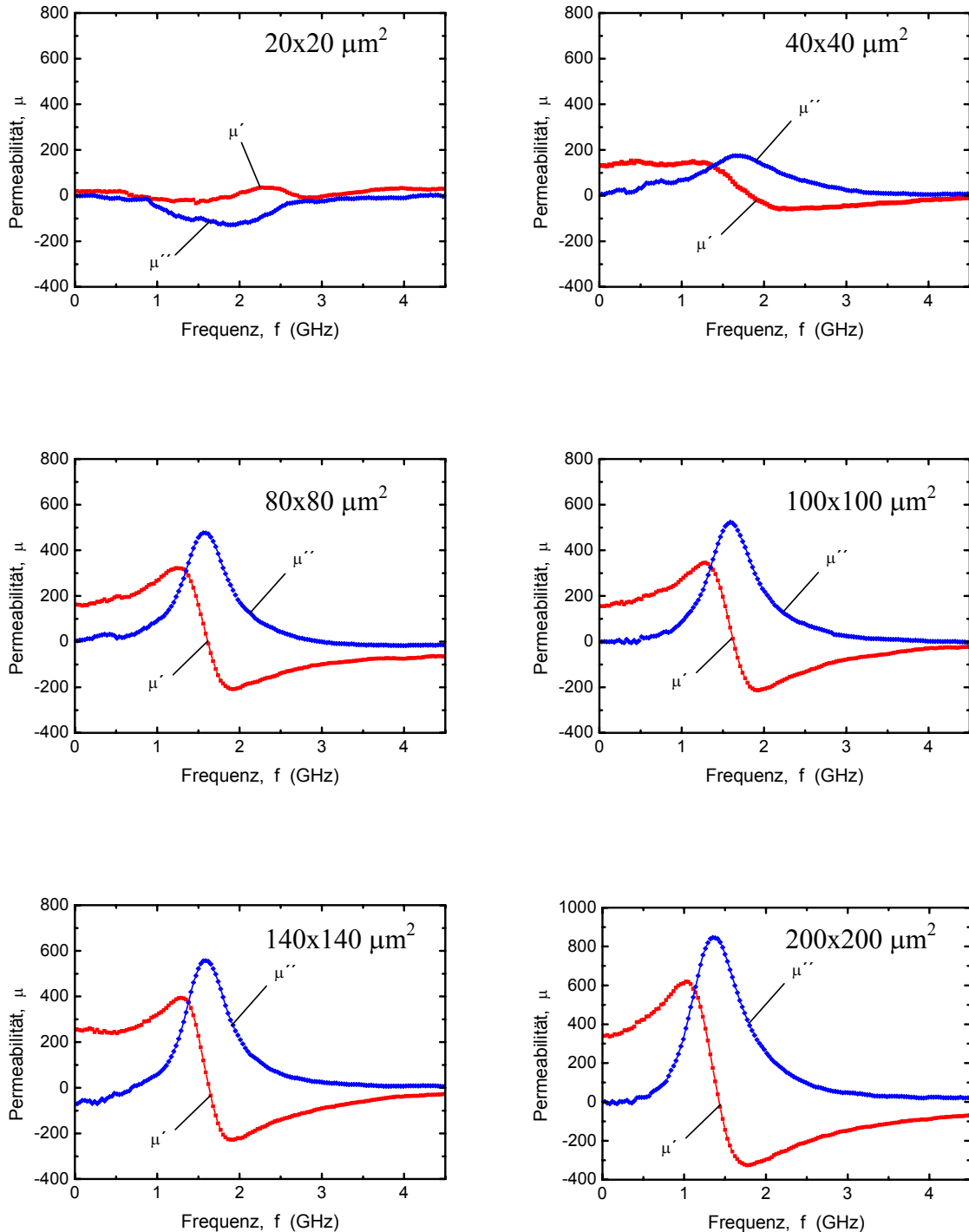


Abb. 4.47: Real- (μ') und Imaginärteil (μ'') der frequenzabhängigen Permeabilität von Dünnschichtquadraten mit unterschiedlichen lateralen Abmessungen. Die Schichtdicke beträgt 50 nm.

4.5 Mikroinduktoren mit magnetischem Kern auf der Basis von Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtmaterialien

In diesem Kapitel werden das Konzept, die Realisierung und die Charakteristika eines neuartigen HF-Mikroinduktors mit weichmagnetischen Dünnschichtkernen vorgestellt, die auf der Basis von Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtmaterialien entwickelt (Kapitel 4.3) und optimiert (Kapitel 4.4) wurden.

4.5.1 Mikroinduktoren für Hochfrequenzanwendungen

Das Konzept des folgenden Mikroinduktors, welches in dieser Arbeit vorgestellt wird, wurde am IMF des Forschungszentrums Karlsruhe entwickelt [96]. Dieser Mikroinduktor unterscheidet sich von den bislang bekannten Konzepten (siehe Abschnitt 2.5) insbesondere durch seine effektive Leiterbahnstruktur mit kleinem elektrischem Widerstand. Die Induktivität wird durch weichmagnetische Dünnschichtmaterialien mit uniaxialer Anisotropie und entsprechende Strukturierung des magnetischen Kerns gestützt, wobei die Mikroinduktoren ein hohes Potenzial für hohe Güterwerte im GHz-Frequenzbereich versprechen. Der prinzipielle Aufbau eines solchen HF-Mikroinduktors ist in Abbildung 4.48 dargestellt. Er enthält zwei magnetische Kerne, die von einer Leiterbahn umschlossen sind. Um eine effektive Verstärkung des HF-Magnetfeldes zu ermöglichen, besitzen die magnetischen Dünnschichtkerne des HF-Mikroinduktors eine uniaxiale Anisotropie senkrecht zu langen Kernachse, die durch die Wärmebehandlung im Magnetfeld eingepreßt wird.

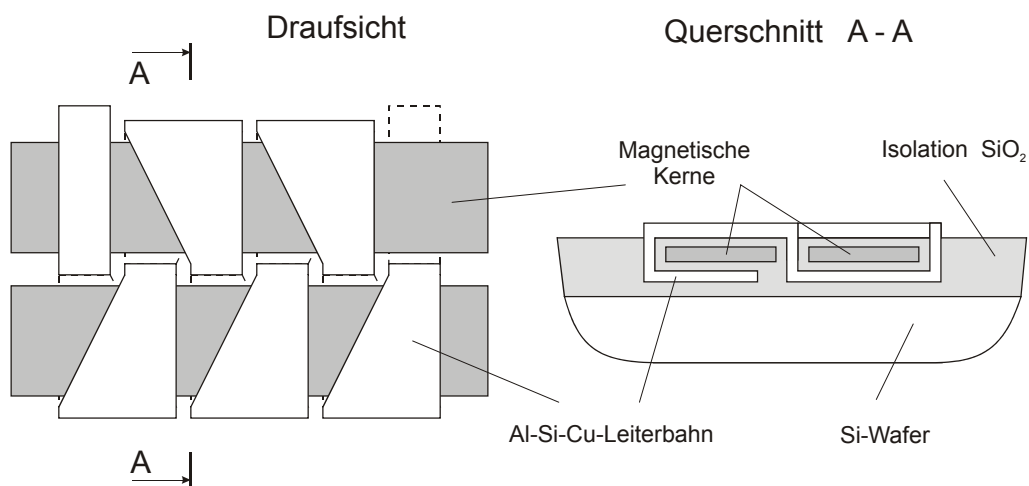


Abb. 4.48: Draufsicht und Querschnitt eines HF- Mikroinduktors mit zwei magnetischen Kernen.

4.5.2 Herstellung der HF-Mikroinduktoren

Für die Realisierung der Mikroinduktoren wurde ein entsprechender Herstellungsprozess entwickelt, der folgende Prozessschritte beinhaltet (Abb. 4.49).

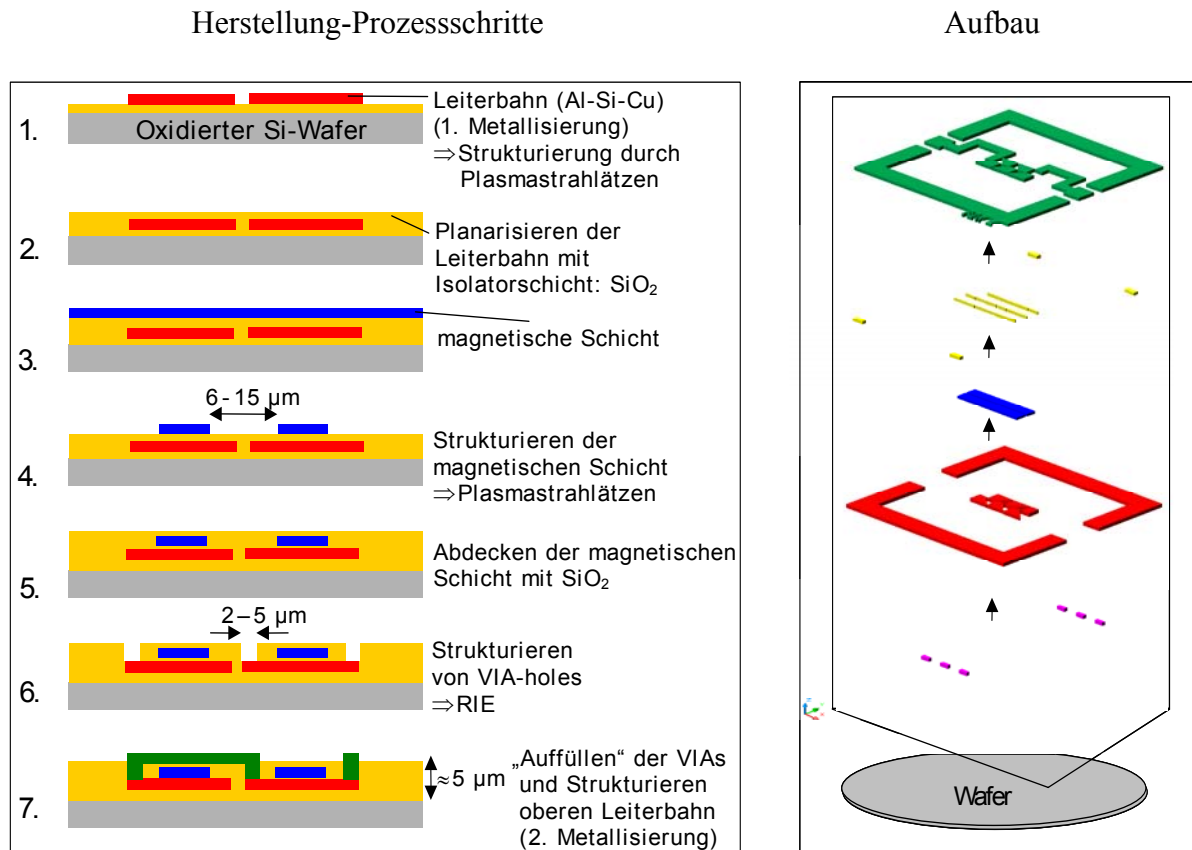


Abb. 4.49 Reihenfolge der prozesstechnischen Schritte zur Herstellung der Mikroinduktoren.

Die elektrischen Leiterbahnen wurden dabei mit einem Al₉₉Si_{0,5}Cu_{0,5}-Target abgeschieden. Die Isolierung der Leiterbahnen sowie das Einschließen der ferromagnetischen Schichten in einer Diffusionsspererschicht erfolgte mit SiO₂ bzw. Si₃N₄. Für die Strukturierung der Metallschichten (magnetische Kerne, Leiterbahnen) wurde das Plasmastrahlätzen verwendet. Die isolierenden SiO₂-Schichten und die Si₃N₄-Diffusionsbarrieren wurden mithilfe von RIE strukturiert.

Abbildung 4.50 erläutert die Reihenfolge der technologischen Schritte, die für die Herstellung der Mikroinduktoren benötigt werden.

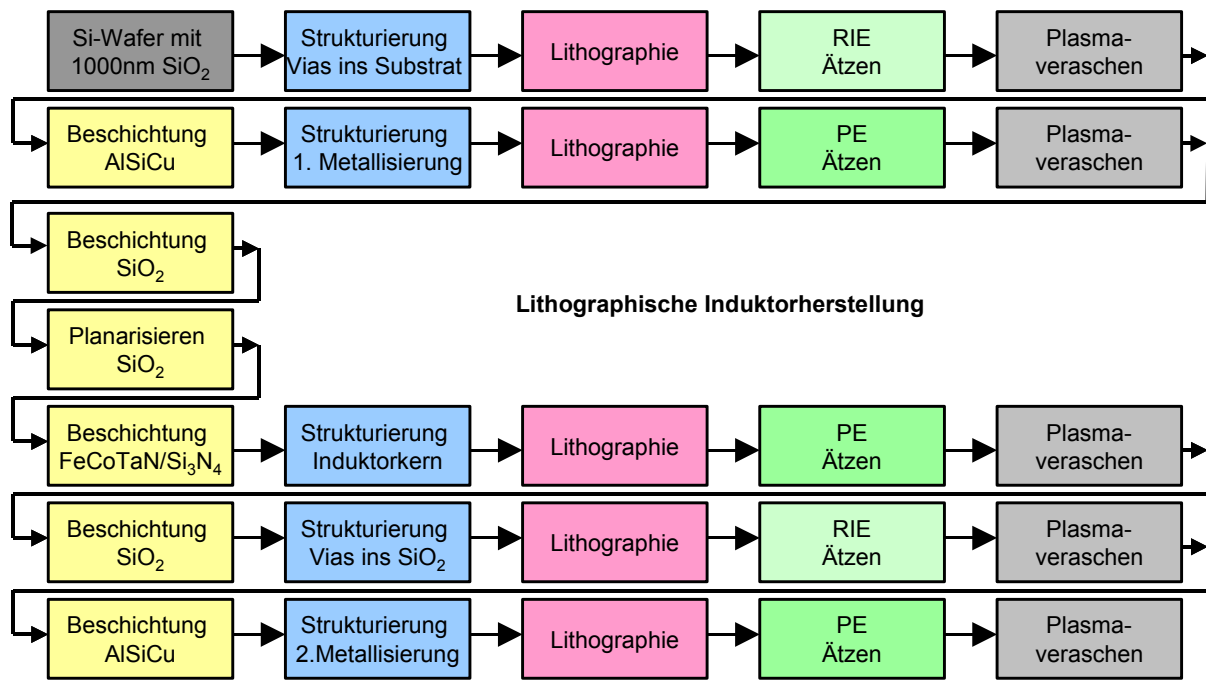


Abb. 4.50: Flussdiagramm zur prozesstechnischen Ausführung der Mikroinduktorherstellung.

Ein entsprechend prozessierter 4-Zoll Si-Wafer mit unterschiedlichen Mikroinduktortypen ist in Abbildung 4.51 dargestellt.

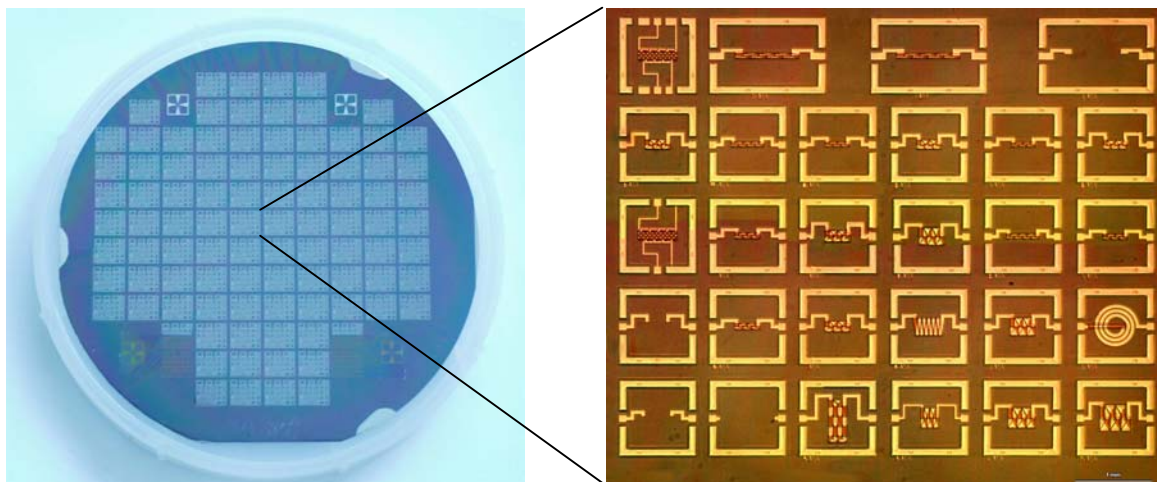


Abb. 4.51: Lichtmikroskopische Aufnahme eines Si-Wafers mit unterschiedlichen Mikroinduktortypen. (Waferdurchmesser 4-Zoll)

Nach dem letzten Prozessschritt erfolgte eine thermische Behandlung der Mikroinduktoren im Magnetfeld (20 Minuten bei 400 °C und 40 Minuten bei 300 °C), um die uniaxiale Anisotropie in den magnetischen Kernen einzuprägen und den elektrischen Widerstand der Leiterbahnen zu reduzieren.

4.5.3 Charakterisierung der HF-Mikroinduktoren

Die Mikroinduktoren wurden auf ihren frequenzabhängigen Verlauf der Güte und der Induktivität untersucht. Dabei wurden die elektrischen Streuparameter S_{11} , S_{12} , S_{21} , S_{22} mithilfe eines Netzwerkanalysators HP-8719D und eines Waferprobers SUMMIT 9000 der Firma „Cascade Microtech“ mit Messspitzen GSG 150 der Firma „Infinity Probe“ gemessen. Die S-Parameter dienen zur Berechnung der Leitfähigkeitswerte Y_{11} , Y_{12} , Y_{21} , Y_{22} , die zur Auswertung der Gütewerte und der Induktivität benötigt werden.

4.5.3.1 Messung und theoretische Modellierung der Induktivität und Güte der Mikroinduktoren

Das elektrische Ersatzschaltbild eines Mikroinduktors (Abb. 4.52) entspricht einem Vierpol (Abb. 4.53).

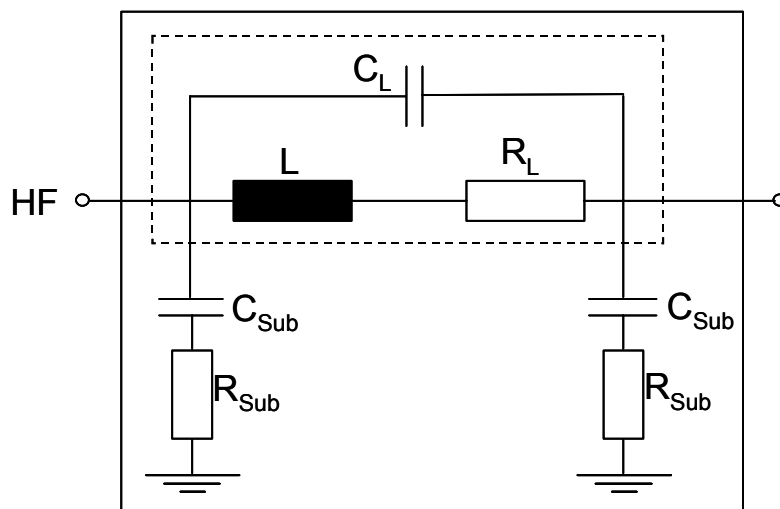


Abb. 4.52: Ersatzschaltbild eines Mikroinduktors.

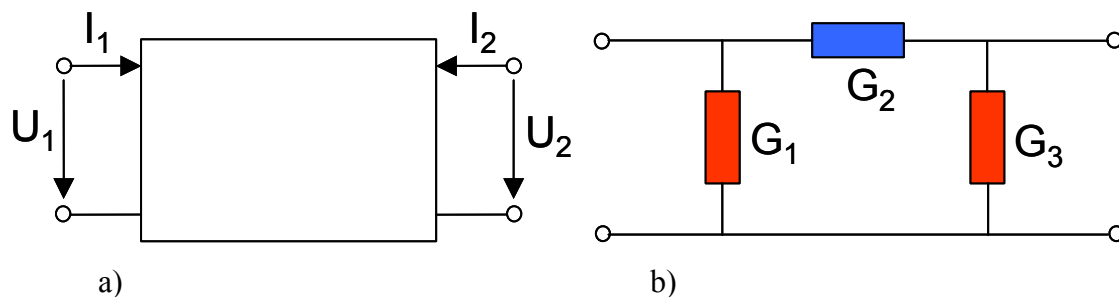


Abb. 4.53: Allgemeine Darstellung eines Vierpols a) mit Spannungen $U_{1,2}$ und Strömen $I_{1,2}$ und äquivalentes π -Ersatzschaltbild b) mit Leitwerten $G_{1,2,3}$.

Die Auswertung von Messdaten kann auf der Basis von bekannten Zusammenhängen zwischen den Strom- und Spannungsgrößen erfolgen.

Der Vierpol wird in der Elektrotechnik durch seine Leitfähigkeitsmatrix beschrieben.

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{11} & -Y_{12} \\ -Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \end{pmatrix} \quad (4.26).$$

Aus dem Vergleich des π -Ersatzschaltbildes eines Vierpols (Abb. 4.53) mit dem allgemeinen Ersatzschaltbild eines Mikroinduktors (Abb. 4.52) ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen der Leitfähigkeits- und Admittanzmatrix

$$Y = \begin{pmatrix} Y_{11} & -Y_{12} \\ -Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_1 + G_2 & -G_2 \\ -G_2 & G_2 + G_3 \end{pmatrix} \quad (4.27).$$

Die Definition der Güte eines Mikroinduktors wird mit $G_1 + G_2 = Y_{11}$ durch die Beziehung

$$Q = \frac{|\operatorname{Im} Y_{11}|}{\operatorname{Re} Y_{11}} \quad (4.28)$$

ausgedrückt. Aus $Y_{12} = G_2$ errechnet sich die Induktivität

$$L = \frac{1}{2\pi} \frac{d \operatorname{Im} \left(\frac{1}{Y_{12}} \right)}{df} \quad (4.29).$$

Die Leitwerte Y_{12} und Y_{21} sind für symmetrische Bauteile gleichwertig. Die Werte wurden für unterschiedliche Mikroinduktortypen (Abb. 4.51) aus den Messdaten des Netzwerkanalysators ermittelt und mit entsprechenden theoretischen Rechnungen verglichen. Der theoretische Verlauf der frequenzabhängigen Induktivität und Güte der Mikroinduktoren wurde anhand des Ersatzschaltbildes (Abb. 4.52) mithilfe der Formeln (4.30) und (4.31) für den Schaltungszweig Y_{11}^{theor} und Y_{12}^{theor} berechnet.

$$Y_{11}^{\text{theor}}(f) = \frac{1 - 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot C_L \cdot L + i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot R_L \cdot C_L}{R_L + i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L} + \frac{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C_{\text{sub}}}{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot R_{\text{sub}} \cdot C_{\text{sub}} + 1} \quad (4.30)$$

$$Y_{12}^{\text{theor}}(f) = \frac{1 - 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot C_L \cdot L + i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot R_L \cdot C_L}{R_L + i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L} \quad (4.31)$$

Dabei wurde der Parameter L als eine effektive frequenzabhängige Induktivität $L = L_0 + k_L \cdot \mu_r(f)$ definiert, die aus zwei Teilen besteht. Der erste Teil repräsentiert die frequenzunabhängige Selbstinduktivität L_0 der elektrischen Leiterbahnen. Der zweite Teil beschreibt den Einfluss der magnetischen Kerne und ist proportional zur frequenzabhängigen Permeabilität $\mu_r = \mu_r(f)$ des Kernmaterials, die entsprechend dem LLW-Modell (Abschnitt 4.1) berechnet wird. Andere Größen wie C_L , R_L , C_{sub} , R_{sub} und k_L sowie die LLW-Modellparameter J_s , H_a , ρ , d und α werden durch die Anpassung der theoretischen an die experimentellen Messkurven bestimmt.

4.5.3.2 Frequenzabhängiger Verlauf der Induktivität und Güte der Mikroinduktoren

Entsprechend den Ergebnissen aus Abschnitt 4.4 wurden die magnetischen Kerne der Mikroinduktoren in Dünnschichtquadrate unterteilt. Die lateralen Abmessungen der Dünnschichtquadrate wurden variiert um deren Einfluss auf die Induktivität und Güte der Mikroinduktoren zu untersuchen. Entsprechende Messkurven und theoretische Berechnungen für Mikroinduktoren von Typ I (Abb. 4.54), Typ L (Abb. 4.55) und Typ P (Abb. 4.56) sind in den Abbildungen 4.57 bis 4.62 dargestellt.

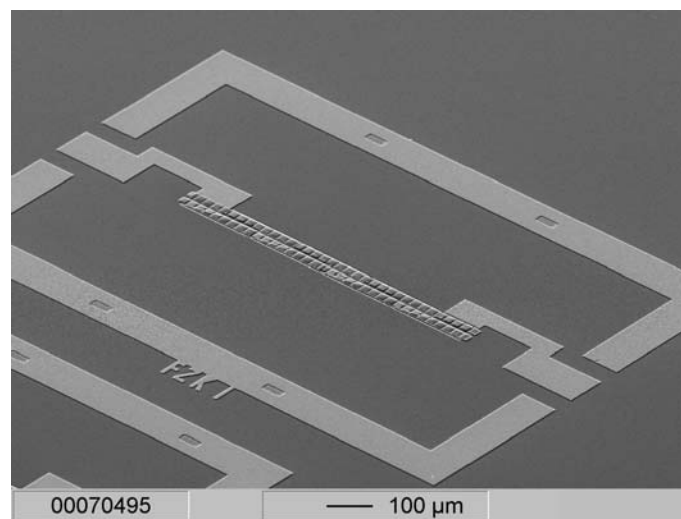


Abb. 4.54: REM-Aufnahme eines Mikroinduktors vom Typ I mit zwei in Quadrate unterteilte magnetische Kerne auf einem oxidierten Silizium.

Die Mikroinduktoren besitzen zwei (Typ I und L) bzw. fünf (Typ P) magnetische Kerne, die in Dünnschichtquadrate mit lateralen Abmessungen $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ für den Typ I und $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ für den Typ L unterteilt sind. Die lateralen Abmessungen der Kernquadrate im Induktor

des Typs P betragen $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ und $100 \times 100 \mu\text{m}^2$. Die Quadrate bestehen aus einer Fe-Co-Ta-N-Doppellage mit einer Dicke von je 100 nm, welche voneinander durch eine 800 nm dicke Si_3N_4 -Schicht getrennt ist.

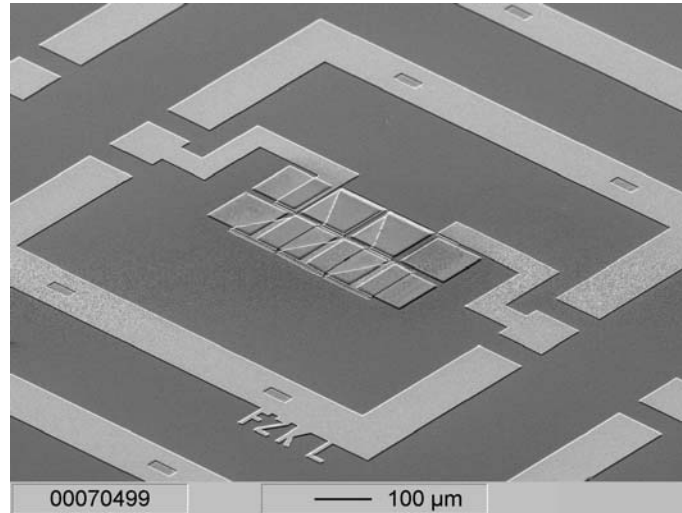


Abb. 4.55: REM-Aufnahme eines Mikroinduktors vom Typ L mit zwei in Quadrate unterteilte magnetische Kerne auf einem oxidierten Silizium.

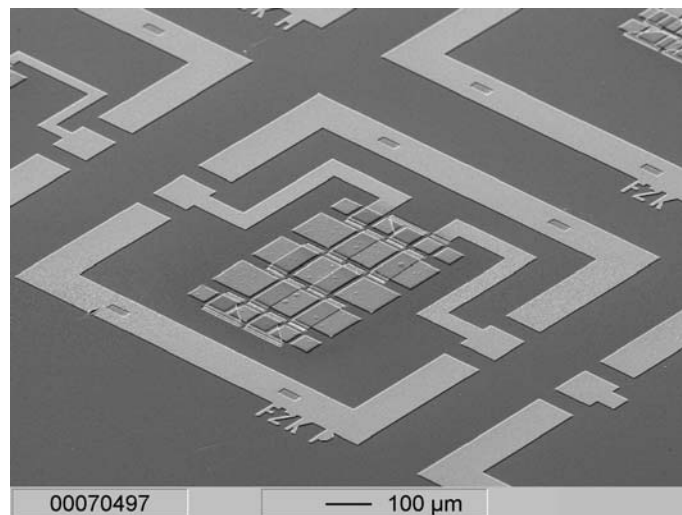


Abb. 4.56: REM-Aufnahme eines Mikroinduktors vom Typ P mit fünf in Quadrate unterteilte magnetische Kerne auf einem oxidierten Silizium.

Der Verlauf der Induktivität und Güte der Mikroinduktoren vom Typ I und Typ L in Abhängigkeit der Frequenz sind entsprechend in Abbildungen 4.57 bis 4.58 und 4.59 bis 4.60 dargestellt. Die Modellparameter für die Berechnung der theoretischen Kurven in unterschiedlichen Mikroinduktortypen werden in den Tabellen 4.1 und 4.2 zusammengefasst.

4 ERGEBNISSE

	J_s (T)	$\mu_0 H_a$ (mT)	ρ ($\mu\Omega\text{m}$)	d (nm)	α
Typ I	1,12	18	1,2	100	0,1
Typ L	1,12	12	1,2	100	0,06
Typ P	1,12	14	1,2	100	0,06

Tab. 4.1 Schichtabhängige Modellparameter für die Berechnung der Güte und Induktivität der Mikroinduktoren.

	R_L (Ω)	C_L (pF)	R_{sub} (Ω)	C_{sub} (pF)	L_0 (nH)	k_L (pH)
Typ I	1,9	0,02	200	0,0001	1,26	1,26
Typ L	2,3	0,01	200	0,0001	1,0	1,4
Typ P	4,1	0,02	200	0,0001	1,32	4,22

Tab. 4.2 Parameter des Ersatzschaltbildes für die Berechnung der Güte und Induktivität der Mikroinduktoren.

Durch die Implementierung der magnetischen Kerne in Mikroinduktoren vom Typ I und Typ L wurde entsprechend eine Erhöhung der Güte im Bereich von 50 MHz bis 3 GHz und 50 MHz bis 2,5 GHz sowie eine Erhöhung der Induktivität von 6,3 % und 13 % erreicht. Der Effekt des magnetischen Kerns wurde dabei mithilfe der Formel

$$\frac{L - L_0}{L_0} = k_L \cdot \mu_{\text{anf}} = k_L \cdot \left(1 + \frac{J_s}{\mu_0 H_a} \right) \quad (4.32)$$

mit den entsprechenden Werten aus der Tabellen 4.1 und 4.2 berechnet.

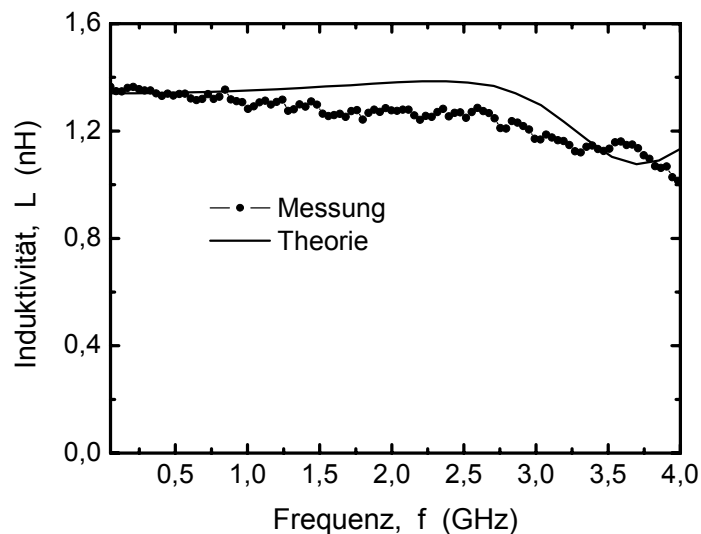


Abb. 4.57: Verlauf der frequenzabhängigen Induktivität des Mikroinduktors vom Typ I.

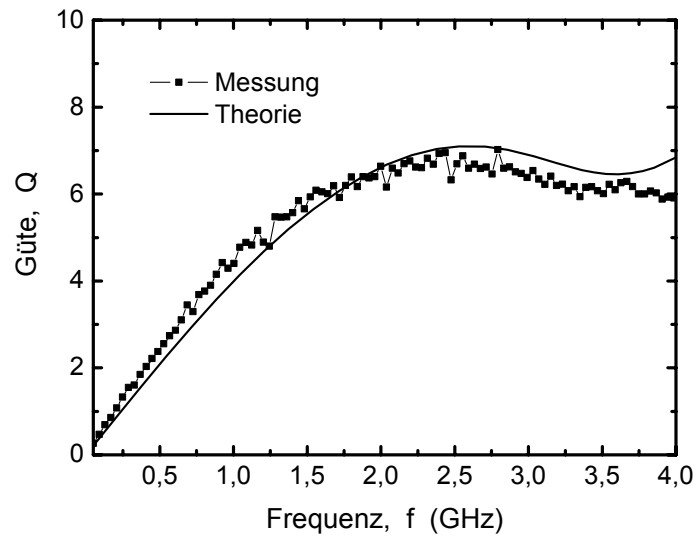


Abb. 4.58: Verlauf der frequenzabhängigen Güte des Mikroinduktors vom Typ I.

Die Erhöhung der Induktivität sowie deren Einbruch zwischen 3 und 3,5 GHz stehen im Zusammenhang mit der Magnetisierungsdynamik der strukturierten magnetischen Kerne. Die Unterschiede in der verstärkenden Wirkung der Kerne mit unterschiedlichen lateralen Abmessungen lassen sich aufgrund der Ergebnisse des Abschnittes 4.4 erklären. Kleinere Dünnschichtquadrate besitzen eine weniger effektive Domänenstruktur, eine geringere frequenzabhängige Permeabilität aber größere Resonanzfrequenz. Daher ist der Einfluss der kleineren Quadrate auf die Induktivität geringer.

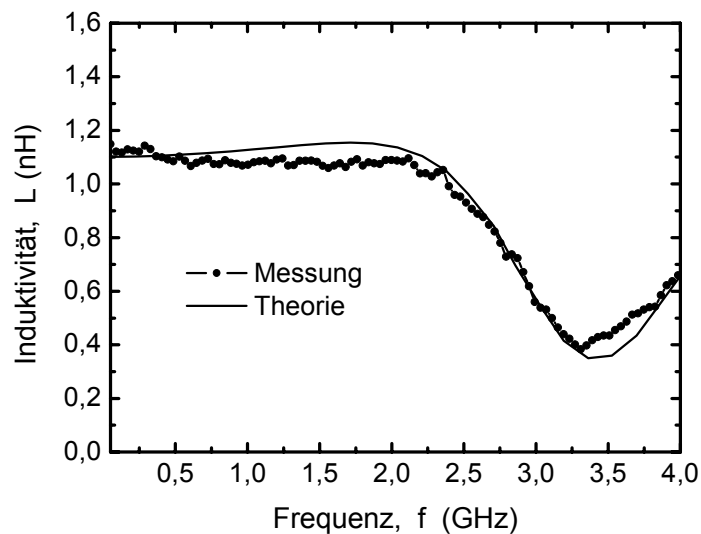


Abb. 4.59: Verlauf der frequenzabhängigen Induktivität eines Mikroinduktors vom Typ L.

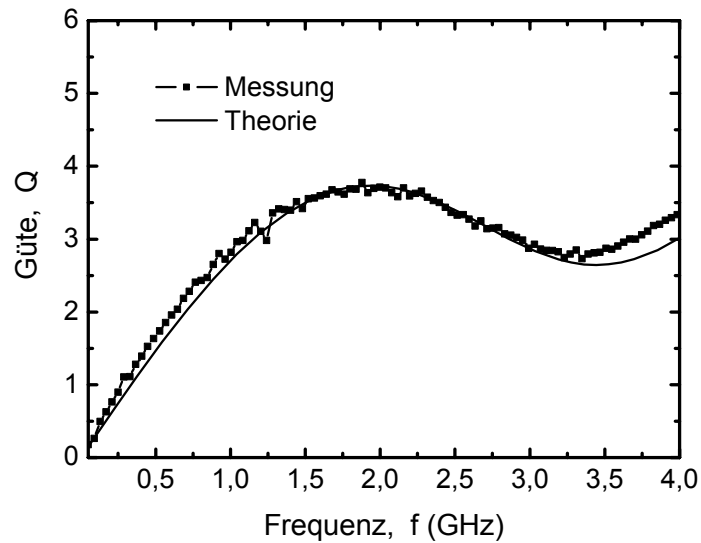


Abb. 4.60: Verlauf der frequenzabhängigen Güte eines Mikroinduktors vom Typ L.

Eine Steigerung der Induktivität wird erreicht, wenn das effektive Volumen des magnetischen Materials vergrößert wird. So wurde in Mikroinduktoren von Typ P eine weitere Erhöhung der Induktivität durch eine Mehrstreifenstruktur (Abb. 4.56) ermöglicht.

Der Verlauf der gemessenen Induktivität und Güte in Abhängigkeit der Frequenz, sowie entsprechende theoretische Modellrechnung für den Mikroinduktor von Typ P sind in Abbildungen 4.61 bis 4.62 dargestellt.

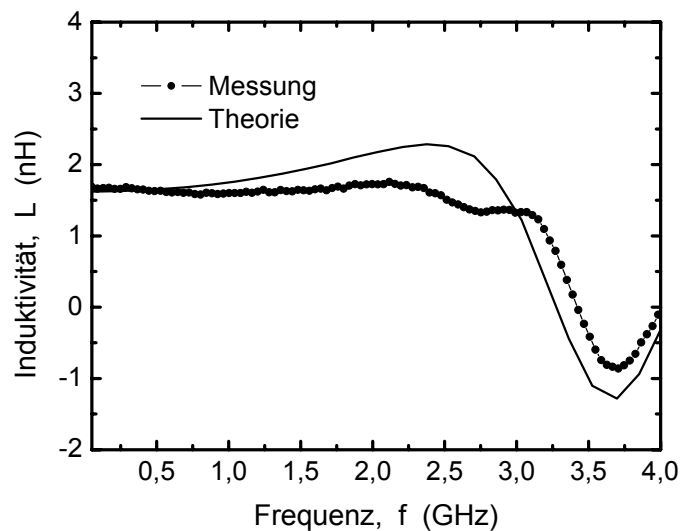


Abb. 4.61: Verlauf der frequenzabhängigen Induktivität eines Mikroinduktors vom Typ P.

Die Erhöhung der Induktivität durch die magnetischen Kerne in Mikroinduktoren vom Typ P betrug nach (4.32) 26%.

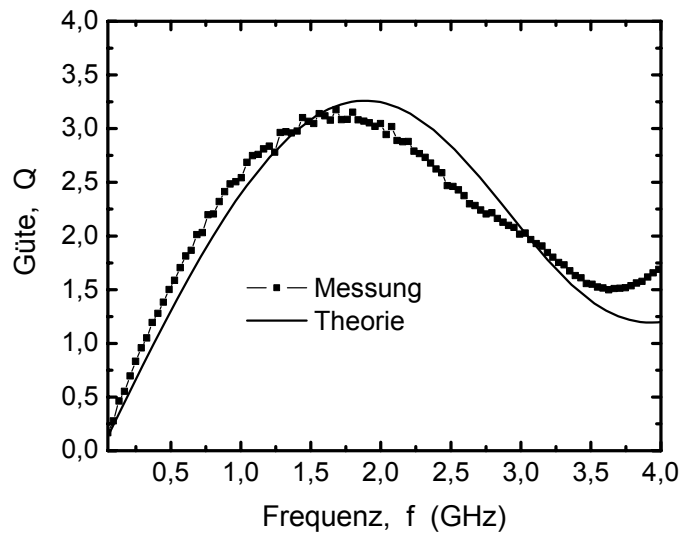


Abb. 4.62 Verlauf der frequenzabhängigen Güte eines Mikroinduktors vom Typ P.

Für alle untersuchten Mikroinduktortypen wurde ein hoher elektrischer DC-Widerstand R_L festgestellt (Tab. 4.5). Dies führte zu relativ niedrigen Gütewerten der Mikroinduktoren. Die Ursache für den hohen Widerstand liegt in den Verbindungen zwischen der oberen und unteren Leiterbahn (sog. VIAs). Dieser entstand im Wesentlichen durch die herstellungsprozessbedingten Justierfehler der VIAs.

5 Zusammenfassende Diskussion

In diesem Kapitel werden die theoretischen und experimentellen Ergebnisse der Entwicklung, Optimierung und Anwendung neuartiger nanokristalliner thermisch stabiler, weichmagnetischer Dünnschichtmaterialien zusammengefasst und diskutiert.

5.1 Neues theoretisches Modell zur Beschreibung der Magnetisierungsdynamik in elektrisch leitenden ferromagnetischen Dünnschichten

Die Materialien auf der Basis von ferromagnetischen Übergangmetallen (Fe, Co, Ni) zeichnen sich durch einen relativ niedrigen spezifischen Widerstand $\rho = 10^{-5} - 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$ aus. Dies führt dazu, dass bei der Betrachtung der Magnetisierungsdynamik dieser Materialien die ferromagnetische Resonanz und Abschirmströme berücksichtigt werden müssen. Bislang wurden bei der Betrachtung dieses Problems die separaten analytischen Lösungen verwendet [98-99]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein geschlossenes Differentialgleichungssystem der Landau-Lifschitz- und Maxwell'schen Gleichungen abgeleitet und erstmals für den Spezialfall einer dünnen ferromagnetischen Schicht mit uniaxialer Anisotropie analytisch gelöst. Das entwickelte theoretische Modell ermöglicht eine genaue Beschreibung des Verlauf der komplexen frequenzabhängigen Permeabilität von ferromagnetischen Schichten in Abhängigkeit ihrer magnetischen und elektrischen Eigenschaften (uniaxiale Anisotropie, Sättigungsmagnetisierung, spezifischer elektrischer Widerstand) und der Schichtdicke. Mit diesem Modell wird es möglich, die HF-Eigenschaften dünner elektrisch leitender ferromagnetischer Schichten zu modellieren und zu optimieren. Durch den Vergleich des Verlaufs der theoretisch berechneten und experimentell gemessenen frequenzabhängigen Permeabilität der Fe-Co-Al-N- und Fe-Co-Ta-N-Schichten wurde die Genauigkeit der Modellierung bestätigt. Dementsprechend wurde das Modell bei der Entwicklung und Charakterisierung der nanokristallinen Fe-Co-Al-N- und Fe-Co-Ta-N-Materialien, der Optimierung des HF-Verhaltens von Dünnschichtmikroobjekten sowie bei der Berechnung elektrischer Eigenschaften von HF-Mikroinduktoren mit mikrostrukturierten ferromagnetischen Dünnschichtkernen erfolgreich verwendet.

Das Modell eignet sich ebenfalls für die Berechnung der elektrischen Eigenschaften von unterschiedlichen anderen HF-Anwendungen, in denen die ferromagnetischen Dünnschichtmaterialien mit einer uniaxialen Anisotropie verwendet werden.

5.2 Neuartiges Streifenleiter-Permeameter für die Messung der komplexen frequenzabhängigen Permeabilität dünner ferromagnetischer Schichten

Das frequenzabhängige Verhalten der komplexen Permeabilität ist eine der wichtigsten Eigenschaften bei der Entwicklung hochfrequenztauglicher Schichten. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit eine einfache und zuverlässige Methode zur Messung der komplexen frequenzabhängigen Permeabilität ferromagnetischer Schichten benötigt. Eine solche Messmethode konnte nach entsprechender Analyse vorhandener Literaturdaten auf der Basis einer kurzgeschlossenen Streifenleitung entwickelt und realisiert werden. Sie unterscheidet sich von den bislang bekannten, vergleichbaren Messmethoden [100-101] durch eine einfache und konsistente Datenauswertung ohne Anwendung zusätzlicher Ersatzschaltbilder und Anpassungsprozeduren. Die mit dem entwickelten HF-Permeameter durchgeführten Untersuchungen der komplexen frequenzabhängigen Permeabilität von Fe-Co-Al-N- und Fe-Co-Ta-N-Schichten zeigen reproduzierbare Messergebnisse in einem breiten Frequenz- und Schichtdickenbereich, die mit den theoretischen Berechnungen der LLW-Theorie gut übereinstimmen. Das entwickelte Streifenleiter-Permeameter zeichnet sich durch eine flexible Bauweise aus, die einen breiten Frequenzmessbereich und eine schnelle Anpassung an die zu messende Probe gewährleistet. Die Einschränkungen des Frequenzmessbereichs werden einerseits durch den benutzten Netzwerkanalysator (die untere Grenze von 50 MHz) und andererseits durch die Streifenleitung-Abmessungen (die obere Grenze von 4,5 GHz) bestimmt. Die Empfindlichkeit des HF-Permeameters wurde durch die geometrische Auslegung der Streifenleitung so eingestellt, dass zuverlässige Messungen bis einer unteren Schichtdicke d von 50 nm durchgeführt werden konnten. Bei Bedarf kann die Messempfindlichkeit der Streifenleitung bezüglich der Dicke der zu messenden Schichten leicht verändert werden.

Eine gezielte Entwicklung des HF-Permeameters zur Messung der komplexen frequenzabhängigen Permeabilität von dünnen Schichten unter Berücksichtigung der für diese Arbeit relevanten Anforderungen erwies sich als geeignet für die Messung der HF-Eigenschaften der strukturierten Dünnschichtmikroobjekten. Somit stellt diese Methode ein effektives Instrument für die Untersuchung der Magnetisierungsdynamik von unterschiedlichen Dünnschichtmikroobjekten dar, die aufgrund ihrer lateralen Abmessungen mit anderen Methoden oder durch Modellierung nicht untersucht werden können.

Die entsprechenden Untersuchungen an strukturierten quadratischen Dünnschichtmikroobjekten wurden für die Optimierung der Dünnschichtkerne von HF-Mikroinduktoren verwendet.

5.3 Hochfrequenztaugliche thermisch stabile weichmagnetische Fe-Co-Al-N und Fe-Co-Ta-N Dünnschichtmaterialien

Im Laufe der durchgeführten theoretischen und experimentellen Arbeiten wurden neuartige weichmagnetische Fe-Co-Al-N- und Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtmaterialien mit thermisch stabiler nanokristalliner Mikrostruktur entwickelt, untersucht und optimiert. Die Schichten wurden zunächst mithilfe des Magnetronspüterns abgeschieden und im nächsten Schritt in einem Vakuumofen im Magnetfeld wärmebehandelt. Die Reihenfolge und die Prozessparameter wurden dabei so ausgewählt, dass die zu entwickelnden Schichten für die Implementierung in Herstellungsprozesse der Mikroelektronik (CMOS) geeignet sind. Somit konnte eine Wärmebehandlung bei Temperaturen von 400 bis 500 °C stattfinden. Durch die Wärmebehandlung wurde in den Schichten eine uniaxiale Anisotropie eingeprägt, die eine hohe frequenzabhängige Permeabilität bis in den GHz Frequenzbereich gewährleistet. Neben der uniaxialen Anisotropie wiesen die Schichten nach der Wärmebehandlung sehr gute weichmagnetische Eigenschaften auf.

Als Basismaterialien für die Schichtentwicklung wurden Fe₅₂Co₃₈Al₁₀-, Fe₄₉Co₃₆Al₁₅-, Fe₄₆Co₃₄Al₂₀- und Fe₄₇Co₃₆Ta₁₇-Sputtertargets mit einem Fe:Co Verhältnis von 57:43 verwendet. Dieses Verhältnis wurde entsprechend durchgeführter Literaturrecherche ausgewählt und entspricht einem Minimum der Kristallanisotropie bei einer hohen Sättigungspolarisation im reinen Fe-Co System (Kapitel 2.2.3). Die Abscheidung erfolgte in einer Ar-N₂ Atmosphäre mit Targets von 152 mm (6-Zoll) Durchmesser. Die elektrische RF-Leistung von $p = 250$ W und der Gesamtgasdruck von $P = 0,3$ Pa für Fe-Co-Al-Targets und $P = 0,5$ Pa für das Fe-Co-Ta-Target wurden aufgrund von Vorversuchen bestimmt und bei der weiteren Schichtentwicklung konstant gehalten. Die ausführliche Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse der Schichtentwicklung sind im weiteren Verlauf dieses Kapitels dargestellt.

5.3.1 Chemische Zusammensetzung

Die chemische Zusammensetzung der hergestellten Schichten verändert sich entsprechend dem Stickstoffanteil im Sputtergas. Mit steigendem N₂-Fluss steigt der Stickstoffgehalt in den Schichten weitgehend linear an (Abb. 5.1), während sich die Konzentration anderer Elemente unter Beibehaltung der Elementanteile des jeweiligen Sputtertargets entsprechend reduziert. Bei hohen Werten des N₂-Flusses verlangsamt sich der Anstieg der Stickstoffkonzentration in den Schichten und entspricht der Beziehung $x_N \propto \sqrt{N_2}$.

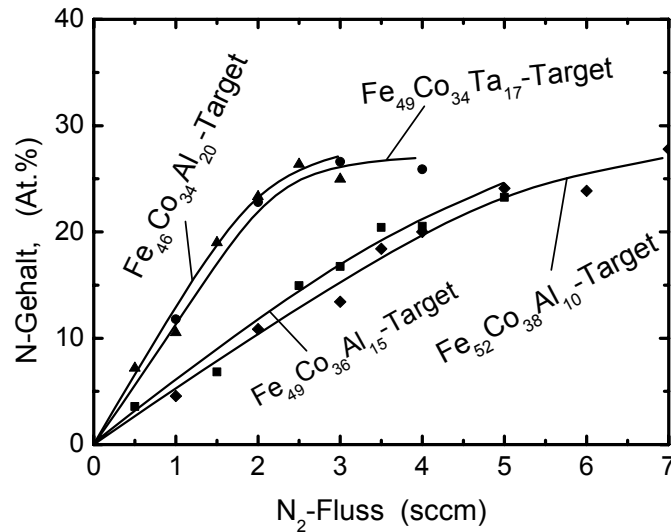


Abb. 5.1: Abhängigkeit des Stickstoffgehaltes in den Fe-Co-Al-N- und Fe-Co-Ta-N-Schichten vom N₂-Fluss für unterschiedliche Targets.

Unterschiedliche Stickstoffkonzentrationen in den Schichten, die bei gleichem N₂-Fluss abgeschieden wurden, weisen auf einen Zusammenhang zwischen dem Aluminiumgehalt im Target und dem Stickstoffgehalt in der Schicht hin. Eine höhere Konzentration von Al im Target fördert die Aufnahme des Stickstoffs in das Schichtmaterial und führt somit zu einer höheren Stickstoffkonzentrationen in der Schicht. Wie die weitere Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse in diesem Kapitel zeigt, werden die Schichteigenschaften und die Schichtstruktur vom Stickstoffgehalt in den Schichten stark beeinflusst, wobei die besten weichmagnetischen Eigenschaften für Al-haltige Targets im Bereich von $x_N = 18$ bis 19 At.-% und für das Ta-haltige Target bei $x_N = 23$ At.-% erreicht werden.

5.3.2 Eigenspannungen

Die Abhängigkeit der Eigenspannungen vom N₂-Fluss zeigt einen unterschiedlichen Verlauf für unterschiedliche Targetmaterialien (Abb. 5.2). Während die mit dem Fe₄₉Co₃₄Ta₁₇-Target abgeschiedenen Schichten einen kontinuierlichen Abfall der Druckeigenspannungen aufweisen, zeigen die Schichten, die mit Fe-Co-Al-Targets abgeschieden wurden einen weitaus komplexeren Verlauf. Die Eigenspannungen in den mit Fe-Co-Al-Targets abgeschiedenen Schichten zeigen mit steigendem N₂-Fluss ein Maximum zwischen 0,8 bis 1,3 sccm und fallen mit weiter steigendem N-Gehalt bis in den Bereich der Zugspannungen (Fe₅₂Co₃₈Al₁₀-Target) ab.

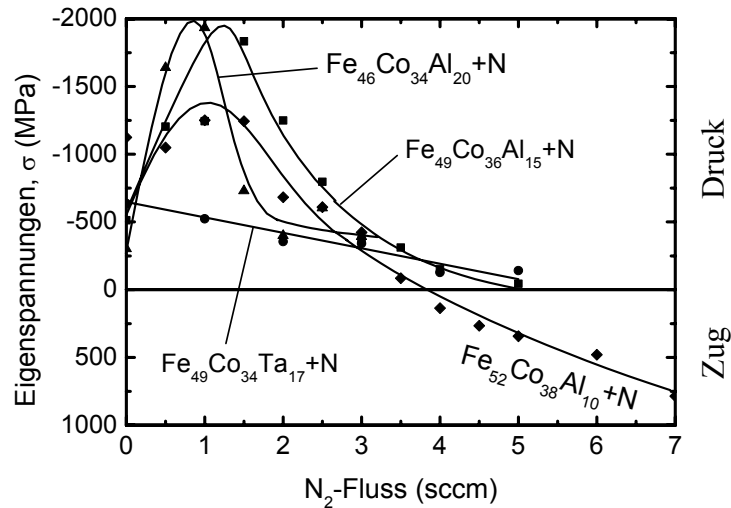


Abb. 5.2: Eigenspannungen der abgeschiedenen Fe-Co-Al-N- und Fe-Co-Ta-N-Schichten in Abhängigkeit des N_2 -Flusses.

Die Absolutwerte der Eigenspannungen bewegen sich im Bereich von 2 GPa bis einigen Hundert MPa, wobei die Schichten mit niedrigen Eigenspannungen wesentlich bessere weichmagnetische Eigenschaften besitzen, als die mit großen. Dies ist eine Folge der nicht verschwindenden magnetoelastischen Anisotropie und deren Einfluss auf die Koerzitivität der Schichten. Die Fe-Co-Ta-N-Schichten besitzen wesentlich kleinere Druckeigenspannungen in einem breitem Bereich des N_2 -Flusses und haben dadurch einen Vorteil gegenüber der Fe-Co-Al-N-Schichten.

5.3.3 Schichtstruktur

Die guten weichmagnetischen Eigenschaften und die hohe thermische Stabilität wurden in Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten durch die Kombination der Materialzusammensetzung in Verbindung mit einer gezielten Wärmebehandlung erreicht, die zu einer besonderen kristallinen Struktur und Morphologie der Schichten führt.

Wie röntgenographische und TEM-Untersuchungen zeigen, sind die bei optimalen Parametern abgeschiedene Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten amorph. Während der thermischen Behandlung im Vakuumofen beginnt eine Kristallisation, die mit steigender Temperatur der Wärmebehandlung zunächst sehr langsam verläuft. Dies geschieht bis zu einer kritischen Temperatur T^* , die bei den besten Schichten etwa $500\text{ }^\circ\text{C}$ beträgt. Bis zu dieser Temperatur bestehen die Schichten aus kleinen Fe-Co-Kristalliten, die von einer amorphen Fe-Co-Al(Ta)-N Matrix umschlossen sind.

Durch die thermische Behandlung diffundiert das Al bzw. Ta zu den Korngrenzen der Fe-Co-Kristallite und bildet dort stabile Nitridverbindungen, die ein schnelles Kristallwachstum verhindern. Die Größe der Kristallite bewegt sich im Bereich von 10 bis 20 nm bei Temperaturen von 300 bis 450 °C. Die nanokristalline Struktur der Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten bleibt in diesem Temperaturbereich stabil und gewährleistet dadurch ihre guten weichmagnetischen Eigenschaften.

5.3.4 Spezifischer elektrischer Widerstand

Der spezifische elektrische Widerstand der Schichten für den wärmeunbehandelten Zustand ist in Abbildung 5.3 zusammengefasst.

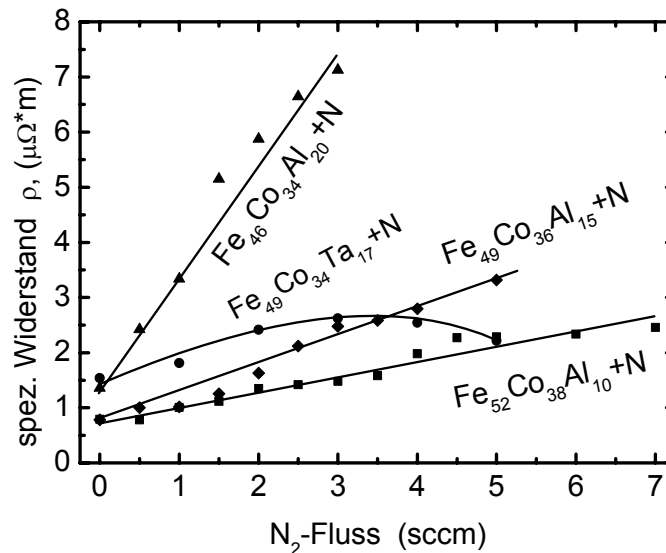


Abb. 5.3: Spezifischer Widerstand der abgeschiedenen Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit des N₂-Flusses.

Für alle Fe-Co-Al-N Schichten steigt der spezifische Widerstand mit steigendem N-Gehalt kontinuierlich an. In den Fe-Co-Ta-N-Schichten dagegen besitzt diese Abhängigkeit ein Maximum. Im Allgemeinen ist der spezifische Widerstand umso größer je größer der Anteil an Aluminium in den Schichten.

Durch die Ausheilung der wehren der Abscheidung entstandenen Defekte der Schichtstruktur wird bei der thermischen Behandlung der spezifische Widerstand der Schichten reduziert, wobei diese Abnahme aufgrund der durch die hohen Temperaturen begünstigten Diffusion mit steigender Temperatur der Wärmebehandlung (300 bis 500 °C) für Schichten mit optimalen N-Gehalt einen linearen Charakter zeigt (Abb. 5.4).

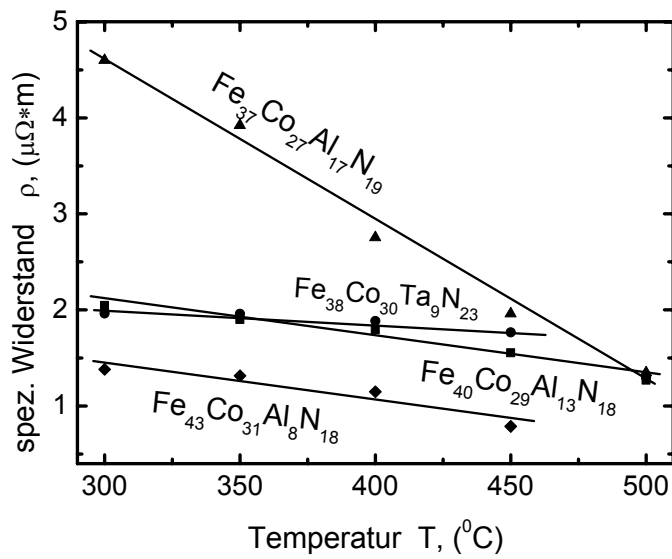


Abb. 5.4: Spezifischer Widerstand der Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur.

5.3.5 Sättigungspolarisation

Die Sättigungspolarisation der abgeschiedenen Schichten hängt sehr stark vom N_2 -Fluss ab. Mit steigendem Stickstoffgehalt in den Schichten wird die Sättigungspolarisation entsprechend dem Verlauf in Abbildung 5.5 reduziert. In den Fe-Co-Al-N-Schichten spielt der Anteil an Al eine wesentliche Rolle.

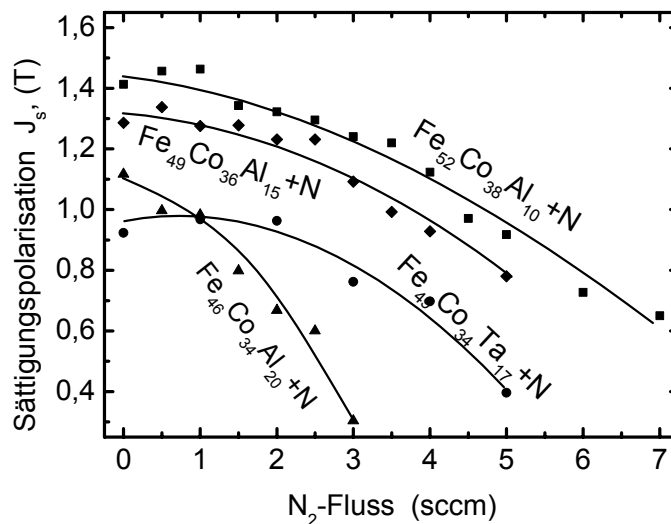


Abb. 5.5: Sättigungspolarisation der abgeschiedenen Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit des N_2 -Flusses.

Hier gilt, je größer der Anteil an Al desto mehr Stickstoff wird bei gleichem N_2 -Fluss in die Schichten aufgenommen (vgl. Abb. 5.1) und desto niedriger ist die Sättigungspolarisation. Aus diesem Grund beobachtet man die stärkste Abnahme der Sättigungspolarisation bei Schichten mit dem größten Anteil an Al ($Fe_{46}Co_{34}Al_{20}$ -Target).

Infolge der Diffusion werden während der Wärmebehandlung Defekte in der magnetischen Nahordnung der Atome ausgeheilt und die Sättigungspolarisation der Schichten steigt wieder an. Der Anstieg der Sättigungspolarisation ist proportional zur Temperatur der thermischen Behandlung und verläuft für alle untersuchten Schichtmaterialien zwischen 300 und 500 °C nahezu linear (Abb. 5.6).

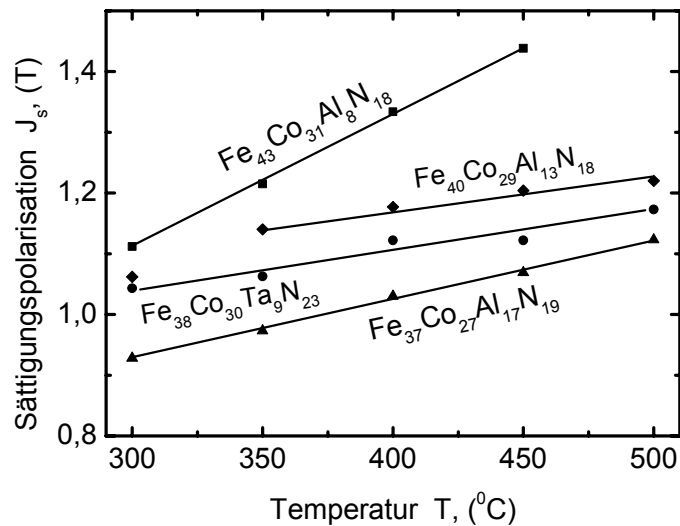


Abb. 5.6: Sättigungspolarisation der Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur.

5.3.6 Koerzitivfeld

Das Koerzitivfeld der Schichten, welches maßgeblich für die weichmagnetischen Eigenschaften verantwortlich ist, erfährt starke Veränderungen sowohl durch die Variation des N_2 -Flusses während der Abscheidung als auch durch die Wärmebehandlung in einem statischen Magnetfeld. Im wärmeunbehandelten Zustand zeigen Fe-Co-Al-N-Schichten aufgrund der ausgeprägten polykristallinen Struktur bei kleinen Stickstoffanteilen im Sputtergas eine hohe Koerzitivität (Abb. 5.7). Das Erhöhen des N_2 -Flusses führt zu einem rapidem Abfall des Koerzitivfeldes beim Erreichen einer bestimmten Stickstoffkonzentration. Diese Grenze wird für unterschiedliche Targets bei unterschiedlichem N_2 -Fluss erreicht und liegt für alle Al-haltigen Targets nahe 18 At.-%. Der Grund für dieses Verhalten sind die

Veränderungen im Schichtaufbau, bei denen die kristalline Struktur der Schichten durch eine amorphe bzw. feinkörnige nanokristalline Struktur ersetzt wird.

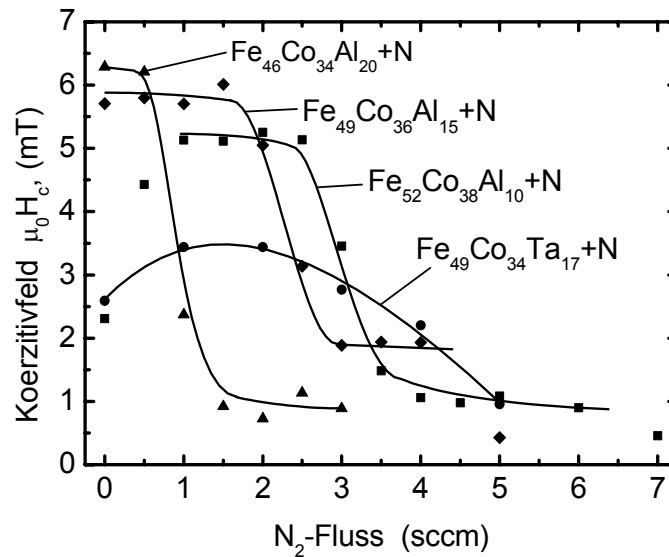


Abb. 5.7: Koerzitivfeld der abgeschiedenen Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit des N_2 -Flusses.

Die Fe-Co-Ta-N-Schichten zeigen im abgeschiedenen Zustand ein hohes Koerzitivfeld, das sich mit steigendem N_2 -Fluss kontinuierlich verändert (Abb. 5.7). Nach der Wärmebehandlung besitzen Fe-Co-Ta-N-Schichten eine kleine Koerzitivität mit einem Minimum bei $400\text{ }^\circ\text{C}$ (Abb. 5.8) wobei die thermische Behandlung bei niedrigeren (300 bis $350\text{ }^\circ\text{C}$) und höheren Temperaturen (450 bis $500\text{ }^\circ\text{C}$) nur einen kleinen Einstieg der Koerzitivität verursacht.

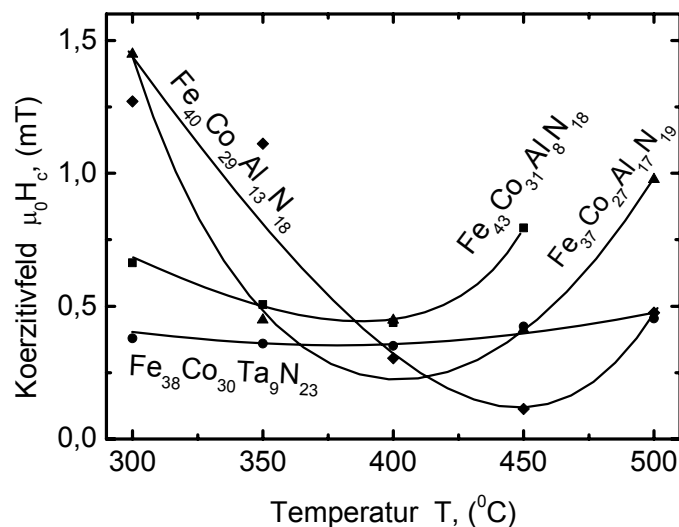


Abb. 5.8: Koerzitivfeld der Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur.

Ein ähnliches Verhalten, allerdings mit einer viel höheren Empfindlichkeit des Koerzitivfeldes in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur, zeigen die Fe-Co-Al-N Schichten. Hier beobachtet man deutliche Unterschiede unter den einzelnen Schichten, die bei unterschiedlichen Temperaturen wärmebehandelt wurden (Abb. 5.8). Im Verlauf des Koerzitivfeldes in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur zeichnet sich ein deutliches Minimum bei 400 °C für das Fe₅₂Co₃₈Al₁₀-Target und bei 450 °C für die Fe₄₉Co₃₆Al₁₅- und Fe₄₆Co₃₄Al₂₀-Targets aus. Nach der Wärmebehandlung bei Temperaturen, die oberhalb und unterhalb dieser optimaler Temperatur T_{opt} liegen, besitzen die Schichten eine höhere Koerzitivität. Die Gründe dafür sind bei niedrigen und hohen Temperaturen verschieden. Während bei niedrigen Temperaturen ein hohes Koerzitivfeld der Schichten mit nicht ausgeheilten Defekten zusammenhängt, wird bei hohen Temperaturen der Koerzitivitätsanstieg durch das beginnende Kristallwachstum verursacht.

5.3.7 Uniaxiale Anisotropie

Die uniaxiale Anisotropie stellt einen weiteren wichtigen Parameter dar, der für Hochfrequenzanwendung der weichmagnetischen Materialien von besonderer Bedeutung ist. Eine hohe Permeabilität bis in den GHz Bereich, die in unterschiedlichen Applikationen notwendig ist kann nur dann erreicht werden, wenn die Schichten eine entsprechende uniaxiale Anisotropie besitzen. Sie stellte einen der zentralen Punkte bei der Entwicklung weichmagnetischer Materialien für HF-Mikroinduktoren dar, da aufgrund der theoretischen Einschätzung $f_R = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_a \cdot M_s}$ der Einsatzbereich dieser Materialien in erster Linie durch die Stärke der uniaxialen Anisotropie limitiert ist. Die zweite Anforderung, die bei der Entwicklung weichmagnetischer Materialien für HF-Mikroinduktoren berücksichtigt werden sollte, war die thermische Stabilität der weichmagnetischen Eigenschaften und der uniaxialen Anisotropie. Bislang waren nur nanokristalline thermisch stabile Materialien auf der Basis von ternären Systemen (Fe-Me-N, Me = Al, Ta, Hf) bekannt, die eine niedrige uniaxiale Anisotropie besaßen (Tab. 2.3, Abschnitt 2.3). Das Problem des Einprägens einer genügend starken uniaxialen Anisotropie in den Schichten mit nanokristalliner Struktur wurde mithilfe des im Abschnitt 4.1 dargestellten Konzepts der Fe-Co-Me-N-Schichten (Me = Al, Ta) gelöst. Durch den Co-Zusatz wurde das Einprägen einer starken uniaxialen Anisotropie in den Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten gegenüber den aus der Literatur bekannten Fe-Ta-N- und Fe-Al-N-Schichten signifikant verbessert.

Die Werte der uniaxialen Anisotropie $\mu_0 H_a$, die in den Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten durch die Wärmebehandlung im statischen Magnetfeld bei optimalen Temperaturen erreicht wurden, liegen im Bereich 3,4 bis 3,7 mT für Fe-Co-Al-N-Schichten und 4,6 mT für Fe-Co-Ta-N-Schichten. Zusammen mit der Sättigungspolarisation J_s von über 1 T verursachen diese Werte eine hohe Resonanzfrequenz und frequenzabhängige Permeabilität bis in den GHz-Bereich, die für Anwendung in Mikroinduktoren benötigt werden. Die entsprechende thermische Behandlung erfolgte in einem statischen Magnetfeld und bei Temperaturen von 400 °C, die denen der industriellen Halbleiter-Herstellungsprozesse (Al) entsprechen. Dadurch wurde die Kompatibilität der Schichten mit der CMOS-Technologie erreicht.

5.3.8 Frequenzabhängige Permeabilität

Permeabilität in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur

Die Abhängigkeit der frequenzabhängigen Permeabilität von der Wärmebehandlungstemperatur für unterschiedliche Schichten kann man anhand ihrer Anfangspermeabilität (Abb. 5.9) und Resonanzfrequenz (Abb. 5.10) zusammenfassen.

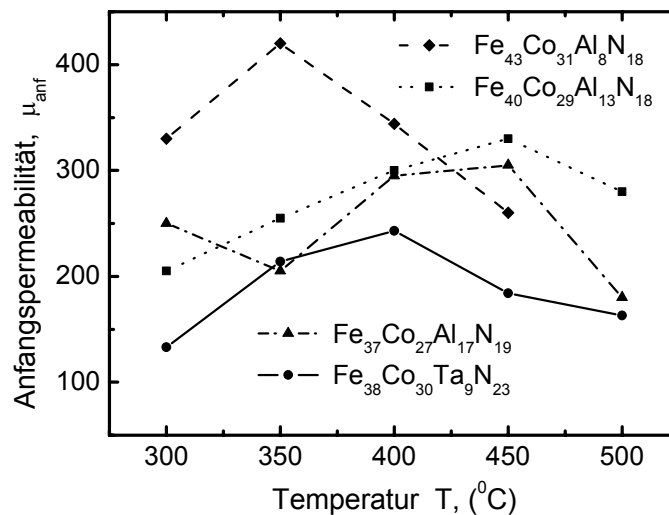


Abb. 5.9: Anfangspermeabilität der Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur.

Auf der Basis von diesen zwei Parametern lässt sich der Frequenzeinsatzbereich von Schichten für Hochfrequenzanwendungen bestimmen. Das entsprechende Limit für dünne

Schichten $(\mu_{anf} - 1) \cdot f_R^2 = \left(\frac{\gamma}{2\pi} M_s \right)^2$ wird in optimal wärmebehandelten Schichten (T_{opt}) mit guter Genauigkeit erfüllt.

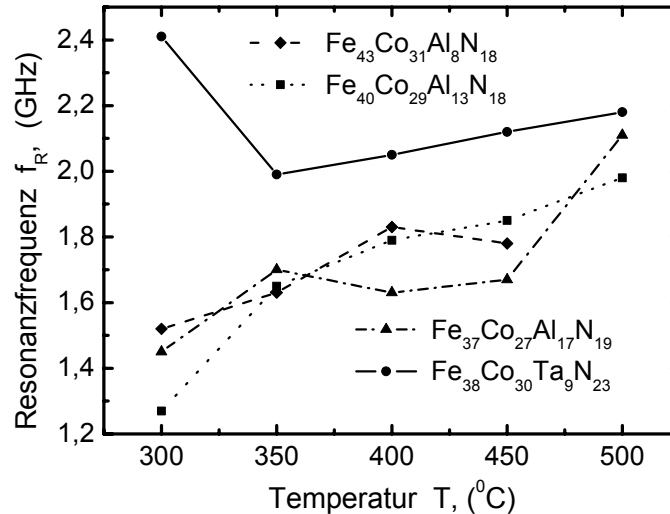


Abb. 5.10: Resonanzfrequenzen der Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit der Wärmebehandlungstemperatur.

Die Abweichungen von dieser Beziehung treten bei niedrigeren und höheren Temperaturen der Wärmebehandlung auf (Abb. 5.9). Bei niedrigen Temperaturen wird es durch Eigenspannungen bzw. Defekte verursacht, die zur Störung der magnetischen Nahordnung in den Schichten führen. Bei hohen Temperaturen wird dagegen die induzierte uniaxiale Anisotropie durch die zufällig orientierte magnetokristalline Anisotropie der wachsenden Kristallite überschattet. Dadurch werden experimentell kleinere Werte der Anfangspermeabilität gemessen, als das Limit für dünne Schichten vorhersagt.

Abhängigkeit der frequenzabhängigen Permeabilität von der Schichtdicke

Die Änderungen im Verlauf der frequenzabhängigen Permeabilität, die in Schichten unterschiedlicher Dicke durch Abschirmströme entstehen (Kapitel 2.2.1), lassen sich mithilfe der Grenzfrequenz f_{gr} darstellen (Abb. 5.11). Die Grenzfrequenz wurde hier als Frequenz definiert, bei der die Real- und Imaginärteile der komplexen Permeabilität den gleichen Wert besitzen. Der Verlauf der Grenzfrequenzen zeigt die Verbreiterung der frequenzabhängigen Permeabilitätskurven mit wachsender Schichtdicke entsprechend dem Landau-Lifschitz-Wirbelstrom-Modell aus Kapitel 4.1. Der auffällig starke Abfall der Grenzfrequenz im Schichtdickenbereich von 200 bis 400 nm hängt mit der Domänenwandstruktur der Schichten zusammen. Sehr dünne Schichten besitzen Néelwände während dicke Schichten i. d. R. Blochwände aufweisen. Daraus kann man schließen, dass in diesem Schichtdickenbereich eine Umstrukturierung der Domänenwände vom Néel zum Bloch-Typ stattfindet, die eine

komplexe Domänenwandstruktur mit größeren Ummagnetisierungsverlusten verursacht. Dies bestätigen auch die Werte des Dämpfungskoeffizienten aus der LLW-Modellrechnungen des frequenzabhängigen Permeabilitätsverlaufs für Schichten oberhalb und unterhalb dieses Bereichs. Für Schichten, deren Dicke kleiner als 200 nm ist, beträgt $\alpha = 0,01$ während die Schichten mit der Dicke größer als 200 nm ein $\alpha = 0,02$ aufweisen.

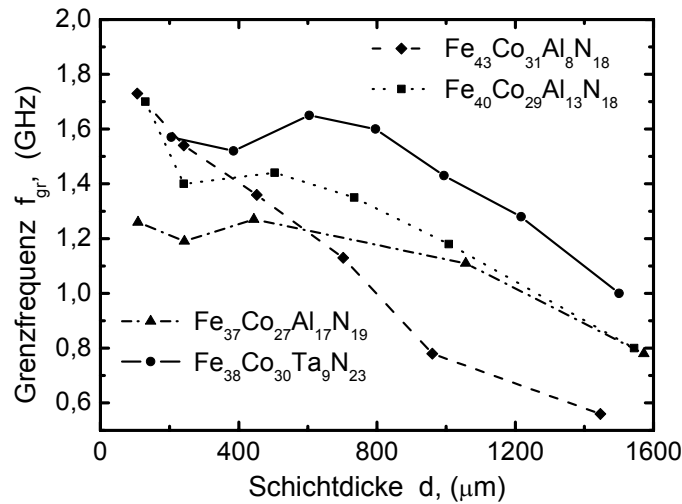


Abb. 5.11: Grenzfrequenzen der Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten in Abhängigkeit der Schichtdicke.

5.3.9 Optimale Schichten

Die ermittelten und hier zusammengefassten Ergebnisse der Materialuntersuchungen an Fe-Co-Al-N- und Fe-Co-Ta-N-Schichten zeigen den unterschiedlichen Einfluss der Herstellungsparameter auf die einzelnen HF-relevanten Materialeigenschaften. Daher wurden die Herstellungsparameter so optimiert, dass neben einem kleinen Koerzitivfeld und einer hohen uniaxialen Anisotropie eine hohe Sättigungspolarisation und ein hoher spezifischer elektrischer Widerstand erreicht werden. Entsprechende Herstellungsparameter sind für unterschiedliche Targets in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Target	Fe ₅₂ Co ₃₈ Al ₁₀	Fe ₄₉ Co ₃₆ Al ₁₅	Fe ₄₆ Co ₃₄ Al ₂₀	Fe ₄₉ Co ₃₄ Ta ₁₇
el. RF-Leistung	250 W	250 W	250 W	250 W
Gasdruck	0,3 Pa	0,3 Pa	0,3 Pa	0,5 Pa
opt. N-Fluss (sccm)	3,5	3	1,5	2
opt. T, (°C)	350	450	400	400

Tab. 5.1: Herstellungsparameter, bei der eine optimale Kombination der Materialeigenschaften für Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten erreicht wurde.

Die Schichten, die bei optimalen Herstellungsparametern hergestellt wurden (Tab. 5.1), besitzen dementsprechend eine optimale Kombination der Materialeigenschaften (Tab. 5.2). Je nach Anwendung kann z. B. eine hohe Sättigungspolarisation oder ein hoher elektrischer Widerstand von besonderer Bedeutung sein. In diesem Fall gibt Tabelle 5.2 eine Übersicht, für welche Anforderungen welches Material am besten geeignet ist.

Target	Fe ₅₂ Co ₃₈ Al ₁₀	Fe ₄₉ Co ₃₆ Al ₁₅	Fe ₄₆ Co ₃₄ Al ₂₀	Fe ₄₉ Co ₃₄ Ta ₁₇
J _s , (T)	1,33	1,2	1,03	1,12
μ ₀ H _c , (mT)	0,43	0,11	0,44	0,37
ρ , (μΩm)	1,15	1,55	2,75	1,88
μ ₀ H _a , (mT)	3,4	3,7	3,6	4,6

Tab. 5.2: Materialeigenschaften optimierter Fe-Co-Ta-N- und Fe-Co-Al-N-Schichten.

Die Anfangspermeabilitäten und ferromagnetischen Resonanzfrequenzen, die mit diesen Schichten erreicht wurden, sind in Tabelle 5.3 dargestellt und legen deren Frequenzeinsatzbereich fest.

Target	Fe ₅₂ Co ₃₈ Al ₁₀	Fe ₄₉ Co ₃₆ Al ₁₅	Fe ₄₆ Co ₃₄ Al ₂₀	Fe ₄₉ Co ₃₄ Ta ₁₇
μ _{anf}	400	360	300	240
f _R , (GHz)	1,9	1,88	1,72	2,04

Tab. 5.3: Anfangspermeabilität und ferromagnetische Resonanzfrequenz optimaler Fe-Co-Al-N- und Fe-Co-Ta-N-Schichten.

Zwei weitere Parameter, die für die Anwendung der Fe-Co-Al-N- und Fe-Co-Ta-N-Schichten wichtig sind, werden in Tabelle 5.4 dargestellt. Einerseits sind dies die kritische Temperatur der Wärmebehandlung T^* , bei der die Schichten ihre guten weichmagnetischen Eigenschaften noch behalten, andererseits die kritische Schichtdicke d^* , die als Kriterium für die Höhe der Abschirmstromverluste dient.

Target	Fe ₅₂ Co ₃₈ Al ₁₀	Fe ₄₉ Co ₃₆ Al ₁₅	Fe ₄₆ Co ₃₄ Al ₂₀	Fe ₄₉ Co ₃₄ Ta ₁₇
T [*] , (°C)	400	500	450	450
d [*] , (μm)	0,5	0,75	1	0,7

Tab. 5.4: Kritische Temperatur der Wärmebehandlung und kritische Schichtdicke für unterschiedliche Fe-Co-Al-N- und Fe-Co-Ta-N-Schichten.

Diese beide Parameter geben dem Hersteller erste Informationen über die Einsatzmöglichkeiten der Fe-Co-Al-N und Fe-Co-Ta-N Dünnschichtmaterialien in Mikroinduktoren und anderen Anwendungen.

5.4 Magnetische Dünnschichtmikroobjekte auf der Basis von weichmagnetischen Fe-Co-Ta-N-Materialien

Für eine erfolgreiche Anwendung der weichmagnetischen Materialien in mikroelektronische Komponenten wie z.B. Mikroinduktoren musste die Materialentwicklung durch die geometrische Optimierung der magnetischen Kerne unterstützt werden. Mit diesem Ziel wurden grundlegende Untersuchungen der magnetischen Mikrostruktur und des Magnetisierungsverhalten der Dünnschichtmikroobjekte in Abhängigkeit von ihrer Geometrie und ihren Abmessungen durchgeführt. Dies ist zwingend, da sich das Magnetisierungsverhalten und die frequenzabhängige Permeabilität der magnetischen Mikroobjekte und der ausgedehnten Dünnschichten sehr stark voneinander unterscheiden können. Als Basisform für einen magnetischen Kern wurde ein Dünnschichtquadrat gewählt, da aus dieser Grundform eine beliebige Kerngeometrie zusammengestellt werden kann. Durch das Abscheiden und die entsprechende Strukturierung der Schichten wurden Dünnschichtquadrate mit unterschiedlichen lateralen Abmessungen und Schichtdicken hergestellt. Damit wurde der Einfluss der Materialeigenschaften (Sättigungspolarisation, uniaxiale Anisotropie) sowie der Probengestalt auf ihre Domänenstruktur und das dynamische Verhalten der Permeabilität untersucht.

5.4.1 Domänenstruktur der Dünnschichtquadrate

Die magnetische Domänenstruktur wird im Wesentlichen unter dem Einfluss der Formanisotropie und der induzierten uniaxialen Anisotropie ausgebildet. Dabei werden magnetische Mikroobjekte in mehrere Domänen, deren Magnetisierungsrichtungen einen geschlossenen Flussverlauf bilden, unterteilt, um die Streufeldenergie zu minimieren. Die uniaxiale Anisotropie in der Schichtebene wirkt diesem Prozess entgegen und versucht Domänen, die parallel zur Achse der uniaxiale Anisotropie magnetisiert sind, auszudehnen. Die Streufeldenergie hängt von der Form und den Abmessungen ab. Daher besitzen Mikroobjekte mit unterschiedlichen Schichtdicken und lateralen Abmessungen unterschiedliche Domänenmuster. In kleinen Objekten, bei denen die Formanisotropie gegenüber der induzierten uniaxialen Anisotropie deutlich überwiegt, treten große Domänen mit ungünstiger Orientierung auf. Mit steigenden lateralen Abmessungen nimmt die Bedeutung der uniaxialen Anisotropie zu, wobei die Domänen mit günstiger Orientierung wachsen und die ungünstigen Abschlussdomänen kleiner werden. Die Domänenstruktur verändert sich so, dass sich immer mehr Domänen ausbilden, die parallel zur Achse der uniaxialen Anisotropie magnetisiert sind.

In den untersuchten Mikroobjekten wurden Domänenmuster mit 4, 7 und 13 Domänen beobachtet (Abb. 4.39 bis 4.42), die in dieser Reihenfolge mit steigenden lateralen Abmessungen auftreten. Die kritischen lateralen Abmessungen, bei denen ein Domänenmuster in das andere übergeht variieren mit der Schichtdicke und zeigen einen komplexen Charakter. Grundsätzlich wird der Übergang durch kleinere Schichtdicken und dementsprechend größeren Einfluss der uniaxialen Anisotropie in dünnen Mikroobjekten begünstigt. Andererseits, steigt bei kleiner werdender Schichtdicke die Energie der Domänenwände an und erschwert dadurch die Ausbildung der Domänenstruktur mit vielen Domänen. Aus diesem Grund beobachtet man bei Mikroobjekten mit 100 nm Schichtdicke eine verzögerte Ausbildung der Domänenstruktur im Vergleich zu 200 nm dicken Mikroobjekten. Bei sehr kleinen Schichtdicken (50 nm) entsteht eine unregelmäßige Domänenstruktur mit ausgedehnten Néel-Stachelwänden.

5.4.2 Frequenzabhängige Permeabilität der Dünnschichtquadrate

Der Einfluss der lateralen Abmessungen und der Schichtdicke von strukturierten magnetischen Dünnschichtquadraten auf ihre HF-Eigenschaften wird in Abbildungen 5.12 und 5.13 zusammengefasst. Die entsprechenden Werte der Anfangspermeabilität und der Resonanzfrequenz sind aufgrund der gemessenen Abhängigkeiten der frequenzabhängigen Permeabilität von Dünnschichtquadraten unterschiedlicher Geometrie (Abb. 4.70 bis 4.73) bestimmt worden.

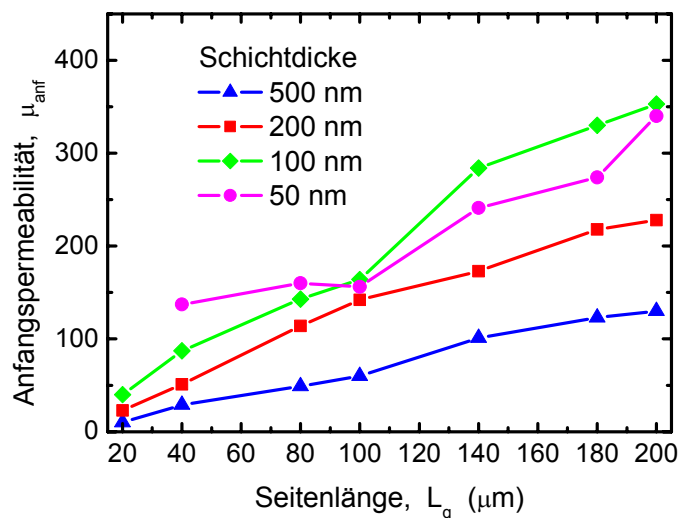


Abb. 5.12: Abhängigkeit der Anfangspermeabilität von den lateralen Abmessungen der $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ -Dünnschichtquadrate.

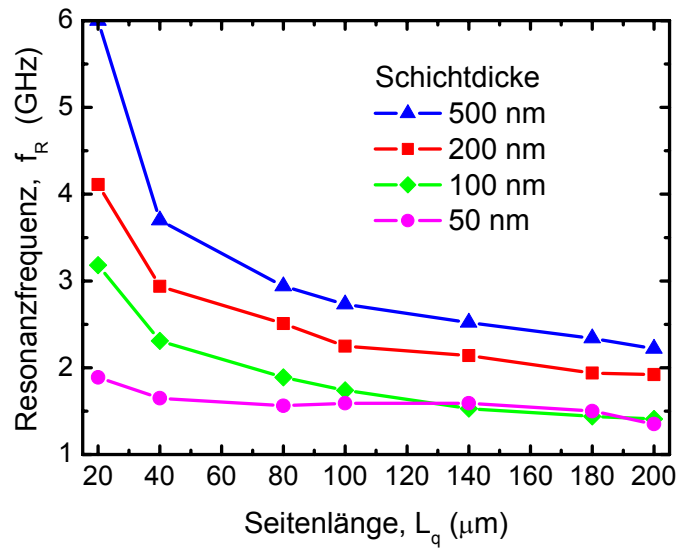


Abb. 5.13: Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von den lateralen Abmessungen der $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ -Dünnschichtquadrate.

Den Verlauf der Anfangspermeabilität und Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der Seitenlänge L_q der Dünnschichtquadrate bei konstanter Schichtdicke kann man mit der folgenden Funktion der Seitenlänge L_A mit einem bestimmten Exponenten y beschreiben

$$\mu_{anf} \propto L_q^{1/y}, \quad f_R \propto \frac{1}{L_q^y} \quad (5.1).$$

Dabei stellt man fest, dass die strukturierten Schichten in ihrem HF-Verhalten den lateral ausgedehnten Schichten mit uniaxialer Anisotropie ähnlich sind. Allerdings besteht ein komplexerer Zusammenhang zwischen der Anfangspermeabilität und der ferromagnetischen Resonanzfrequenz als bei den nicht strukturierten Schichten (vgl. Tab. 2.1 Kapitel 2.2.2). Dieser Zusammenhang lässt sich mithilfe der in Abbildung 5.14 zusammengefassten experimentellen Daten für Dünnschichtquadrate mit unterschiedlicher Schichtdicke und lateralen Abmessungen darstellen. Eine analytische Beschreibung dieses Zusammenhangs wird mit der Beziehung (5.2) möglich.

$$\mu_{anf} = 1 + \left(\frac{\gamma M_s}{2\pi f_R} \right)^{y(L_q)} \quad (5.2)$$

Die entsprechenden Werte der gemessenen Anfangspermeabilität und Resonanzfrequenz befinden sich zwischen dem „Kittel’schen“ Limit für dünne Schichten und dem Snoek’schen

Limit. Der Exponent $y(L_q) = \left(2 - \frac{k_L d}{L_q} \right)$ mit dem Proportionalitätskoeffizienten k_L

berücksichtigt die Tatsache, dass sich mit steigenden lateralen Abmessungen die HF-Eigenschaften der Mikroobjekte den Eigenschaften von lateral ausgedehnten dünnen Schichten mit induzierter uniaxialer Anisotropie annähern ($L_q \rightarrow \infty$, $y(L_q) \rightarrow 2$). Bei kleinen lateralen Abmessungen ($L_q \approx k_L d$) entspricht der Zusammenhang zwischen der Anfangspermeabilität und der Resonanzfrequenz dem Snoek'schen Limit ($y(L_q) \rightarrow 1$).

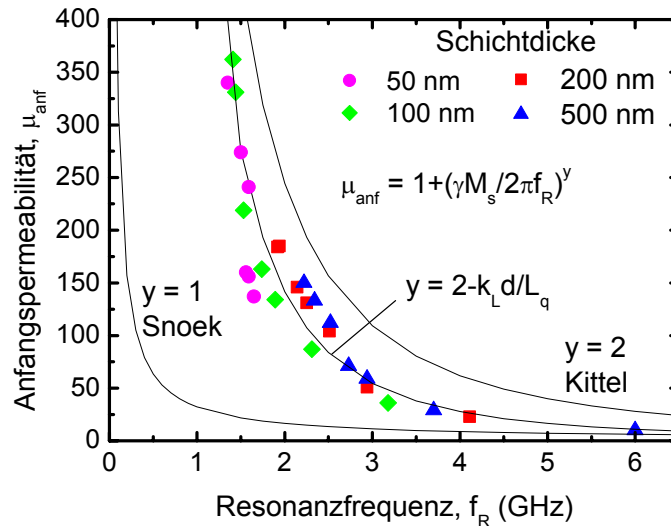


Abb. 5.14: Abhängigkeit der Anfangspermeabilität von der Resonanzfrequenz bei verschiedenen lateralen Abmessungen der $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ -Dünnschichtquadrate.

Ein anderer wichtiger Zusammenhang besteht zwischen der Domänenstruktur und dem effektiven HF-Verhalten der magnetischen Mikroobjekte, was durch die effektive

Anfangspermeabilität $\frac{\mu_{exp}}{\mu_{theor}}$ angegeben werden kann (Abb. 5.15). Die effektive

Anfangspermeabilität ist hier als Quotient der gemessenen Anfangspermeabilität μ_{exp} zur theoretisch erreichbaren Anfangspermeabilität μ_{theor} definiert, die aus der gemessenen Resonanzfrequenz mit der Kittel'schen Formel für dünne Schichten (Beziehung 5.2 mit $y = 2$) berechnet wird. Durch den Vergleich der effektiven Anfangspermeabilität mit der entsprechenden Domänenstruktur wird deutlich, dass die HF-Effektivität der magnetischen Mikroobjekte mit zunehmendem Anteil und Anzahl von günstig orientierten Domänen steigt. Diese Erkenntnis führt zu dem Schluss, dass die HF-Eigenschaften magnetischer Dünnschichtmikroobjekte in erster Linie von ihrer Domänenstruktur abhängen. So stellt z.B. die Form des Mikroobjektes nur einen der Faktoren dar, die einen Einfluss auf die Domänenstruktur und somit auf das HF-Verhalten ausüben.

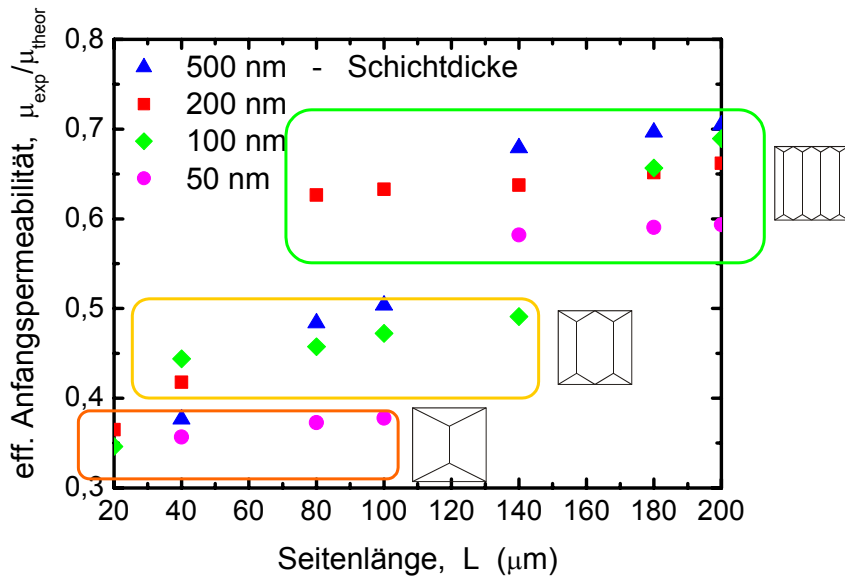


Abb. 5.15: Abhängigkeit der effektiven Anfangspermeabilität von den lateralen Abmessungen der $\text{Fe}_{38}\text{Co}_{30}\text{Ta}_9\text{N}_{23}$ -Dünnschichtquadrate und das entsprechende Domänenmuster.

Andere Parameter wie die uniaxiale Anisotropie oder die Schichtdicke haben ebenso starken Einfluss auf die Domänenstruktur, solange auf das Mikroobjekt kein äußeres statisches Magnetfeld wirkt. Im starken äußeren Magnetfeld, welches ein Dünnschichtobjekt sättigt, werden das Magnetisierungsverhalten und die HF-Eigenschaften der Probe nur durch ihre Form bestimmt. In Abwesenheit eines äußeren statischen Magnetfeldes kann die Domänenstruktur durch gezielte Variation der uniaxialen Anisotropie, Schichtdicke und Form eines Mikroobjektes beeinflusst und kontrolliert werden.

Aufgrund der durchgeführten Untersuchungen an magnetischen Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtquadraten wurden allgemeine Kriterien zu deren Implementierung in HF-Anwendungen definiert. Somit wurden die ursprünglich rechteckigen magnetischen Kerne für Demonstrator-Mikroinduktoren in Dünnschichtquadrate unterteilt. Ihre lateralen Abmessungen bewegten sich dabei im Bereich von 20×20 bis $100 \times 100 \mu\text{m}^2$, um den Einfluss der Domänenstruktur auf die Induktivität und Güte der Mikroinduktoren zu untersuchen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen, die im nächsten Abschnitt zusammengefasst werden, bestätigen einen höheren HF-Beitrag größerer Dünnschichtquadrate ($100 \times 100 \mu\text{m}^2$) mit einer effektiveren Domänenstruktur gegenüber kleineren Dünnschichtquadraten mit einer Seitenlänge von $20 \mu\text{m}$. Die verwendeten Methoden zur Charakterisierung der frequenzabhängigen Permeabilität und magnetischen Domänenstruktur sowie die Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen von Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtquadraten stellen einen wesentlichen Schritt auf dem Weg zur Entwicklung einer umfassender Theorie der Magnetisierungsdynamik von weichmagnetischen Dünnschichtmikroobjekten dar.

5.5 Anwendungen thermisch stabiler weichmagnetischer Fe-Co-Ta-N-Dünnschichten in HF-Mikroinduktoren

Die thermisch stabilen weichmagnetischen Dünnschichtmaterialien auf der Basis von Fe-Co-Al-N und Fe-Co-Ta-N wurden für die Implementierung als magnetisches Kernmaterial in HF-Mikroinduktoren entwickelt. Die Materialeigenschaften sowie die Geometrie der magnetischen Kerne konnten dabei auf das Mikroinduktor-Design und eine CMOS-kompatible Herstellungstechnologie ausgelegt und optimiert werden. Die Herstellung der Mikroinduktoren erfolgte mittels Lithographie und Dünnschichttechnik. Aufgrund der Untersuchungsergebnisse von magnetischen Dünnschichtmikroobjekten wurden Induktorkerne in Dünnschichtquadrate unterteilt. Die Aufteilung des magnetischen Kerns von Mikroinduktoren hat einen großen Einfluss auf den frequenzabhängigen Verlauf der Induktivität und Güte. Diese Werte steigen signifikant an mit steigenden lateralen Abmessungen der Kernquadrate. Die entsprechenden Daten für unterschiedliche Mikroinduktoren sind in der Tabelle 5.5 zusammengefasst.

	Kernelement- Abmessungen	max. Güte	Anfangs- induktivität, L (nH)	$\frac{L - L_0}{L_0}$
Typ I	20x20	6,8 bei 2,4 GHz	1,34	6,3 %
Typ L	100x100	3,5 bei 2 GHz	1,13	13 %
Typ P	100x100	3,2 bei 1,7 GHz	1,66	26 %

Tab. 5.5: Kennwerte der Mikroinduktoren mit unterschiedlichen Abmessungen der quadratischen Kerne.

Der experimentelle Verlauf der Güte und Induktivität der Mikroinduktoren wurde mithilfe eines speziell entwickelten theoretischen Modells mit guter Genauigkeit beschrieben. Aufgrund dieses Modells kann gezeigt werden, dass die niedrigen Gütewerte, die aufgrund des hohen elektrischen Widerstands der Mikroinduktor-VIAs beobachtet wurden, bei einer Reduzierung der VIAs-Widerstände deutlich höhere Werte erreichen können. Die entsprechenden Modellrechnungen für zwei untersuchte Mikroinduktortypen zeigen z.B. mögliche Güten von 21 für den I-Typ und 17 für den L-Typ (Abb. 5.16).

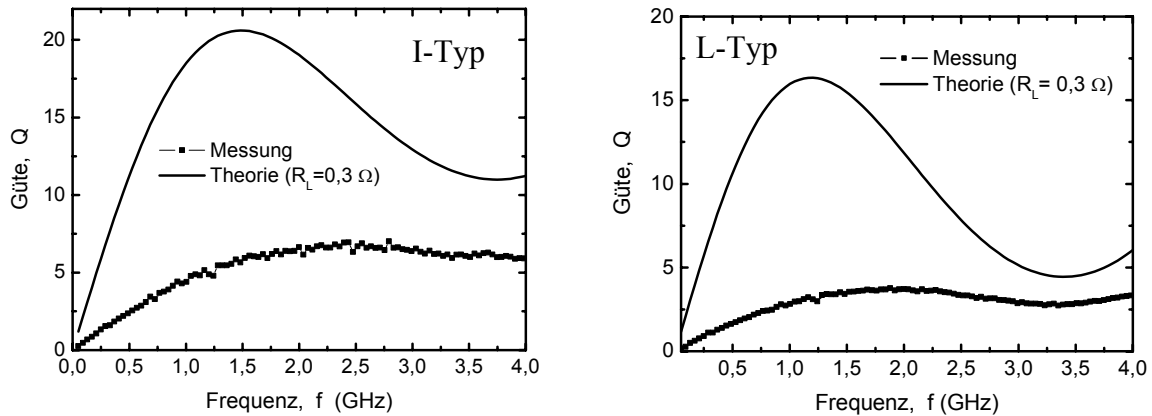


Abb. 5.16: Experimentelle und theoretisch erreichbare Güten für unterschiedliche Mikroinduktortypen.

Neben der Anwendung in der Mikroelektronik besitzen nanokristalline Fe-Co-Al-N- und Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtmaterialien ein großes Potential für Anwendungen in der Sensortechnik (GMR^{*}, TMR^{**} Sensoren [102]) und magnetoresistiven Datenspeicherung (MRAMs^{***} [103]). In solchen Schichtsystemen werden heutzutage Fe-Ni Permalloy-Legierungen als „freie“ weichmagnetische Schichten verwendet, die von dem zu messenden äußeren Magnetfeld magnetisiert werden. Die Permalloy-Schichten sind allerdings aufgrund ihrer niedrigen thermischen Stabilität für Anwendung in der Halbleitertechnologie ungeeignet. Daher könnten die temperaturempfindlichen Permalloy-Schichten durch thermisch stabile weichmagnetische Schichten auf der Basis von Fe-Co-Al-N- oder Fe-Co-Ta-N-Materialien ersetzt werden, um spezielle ASICs^{****} mit einem integrierten magnetischen Sensorelement und entsprechender Auswerteelektronik auf einem Chip und in einem Herstellungsprozess zu realisieren.

* engl. Giant Magneto Resistance (Riesenmagnetowiderstand)

** engl. Tunnel Magneto Resistance (Tunnelmagnetowiderstand)

*** engl. Magnetoresistive Random Access Memory (Magnetoresistiver Direktzugriff-Schreib-Lese-Speicher)

**** engl. Application-Specific Integrated Circuit (Kundenspezifischer integrierter Schaltkreis)

6 Ausblick

Im Laufe der durchgeführten theoretischen und experimentellen Arbeiten wurden zum ersten mal weichmagnetische Fe-Co-Al-N- und Fe-Co-Ta-N-Dünnschichtmaterialien entwickelt, die alle Kriterien und Anforderungen für den Einsatz in Hochfrequenzanwendungen erfüllen. Für die Weiterentwicklung dieser Materialien kann man drei Punkte definieren, die in erste Linie im Zusammenhang mit derer Anwendung als magnetisches Kernmaterial in den HF-Mikroinduktoren stehen: die Erhöhung der Sättigungspolarisation, die zu höherer Anfangspermeabilität und höherer Resonanzfrequenz führt, die Verringerung der Koerzitivfeldstärke mit entsprechender Reduzierung der Ummagnetisierungsverluste und weitere Verbesserung der thermischen Stabilität von Schichteigenschaften bis in den Temperaturbereich der CMOS Cu-Prozesse ($T > 500^{\circ}\text{C}$). Das Erreichen dieser Ziele kann durch die gezielte Veränderung der Schichtzusammensetzung (Fe:Co Verhältnis für die Sättigungspolarisation, Al (Ta)-Gehalt für die Koerzitivfeldstärke) und Herstellungsparameter gelingen.

Die experimentelle Methode zur Messung der komplexen frequenzabhängigen Permeabilität von ferromagnetischen Schichten kann weiterentwickelt werden, in dem sie für die Messung der relativen elektrischen Suszeptibilität ε modifiziert wird. Dies kann mithilfe der verwendeten Streifenleitung und einer leicht modifizierten Auswerteprozedur erfolgen. Eine weitere interessante Möglichkeit stellt die 2-Port Messung dar, bei der die elektrische Suszeptibilität ε und magnetische Suszeptibilität μ gleichzeitig ermittelt werden können.

Auf dem Gebiet des Magnetismus weichmagnetischer Dünnschichtmikroobjekte, in dem im Rahmen dieser Arbeit neue wichtige Ergebnisse erzielt wurden, ergeben sich für die weitere Forschung viele interessante Aufgaben. Durch die Analyse der Domänenstruktur und des HF-Verhaltens der Dünnschichtmikroobjekte unterschiedlicher Geometrie und Abmessungen, die mithilfe des Streifenleiter-HF-Permeameters bestimmt werden, kann eine neue umfassende Theorie des Mikromagnetismus auf der Basis der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten LLW-Theorie ausgearbeitet werden. Mit einer solchen Theorie wäre es möglich, die Magnetisierungsdynamik der magnetischen Dünnschichtmikroobjekte, die mehrere Domänen enthalten, zu beschreiben und ihre frequenzabhängige Permeabilität und das HF-Verhalten durch die Veränderung ihrer Domänenstruktur gezielt einzustellen. Für die praktischen Anwendungen der strukturierten Dünnschichtmikroobjekte wie z. B. in HF-Mikroinduktoren mit magnetischen Kernen würde eine solche Theorie ein enormer Fortschritt bedeuten, wobei die hohen VIA-Widerstände der HF-Mikroinduktoren zuerst reduziert werden müssen.

7 Literatur

- [1] V. Korenivski, *GHz magnetic film inductors*, J. Magn. Magn. Mater., 215-216 (2000), 800-806.
- [2] I. Fergen, *Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung weichmagnetischer Dünnschichten für Hochfrequenz-Anwendungen*, Dissertation Universität Karlsruhe, Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte FZKA 6796, 2003.
- [3] S. Krupička, *Physik der Ferrite und der verwandten magnetischen Oxide* Friedr. Vieweg + Sohn Verlag 1973.
- [4] H. Kronmüller, M. Lambeck, *Magnetismus in Festkörpern*, in B. Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 6, von W. Raith und W. de Gruyter (Hrsg.) Berlin, 1999, 715-791.
- [5] G. Herzer, *Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets*, IEEE Trans. Magn., 26 (1990) 1397-1402.
- [6] R. Alben, J. J. Becker, and M. C. Chi, *Random anisotropy in amorphous ferromagnets*, J. Appl. Phys., 49 (1978) 1653-1658.
- [7] K. Suzuki, G. Herzer, J. M. Cadogan, *The effect of coherent uniaxial anisotropies on the grain-size dependence of coercivity in nanocrystalline soft magnetic alloys*, J. Magn. Magn. Mater., 177-181 (1998) 949-950.
- [8] G. Herzer, *Nanocrystalline soft magnetic materials*, J. Magn. Magn. Mater., 157-158 (1996) 133-136.
- [9] E. Kneller, *Ferromagnetismus*, Springer 1962, Seite 214.
- [10] L. I. Maissel and R. Glang, *Handbook of thin film technology*, McGraw-Hill Book Company 1970, p 17-40.
- [11] M. Senda, O. Ishii, *High frequency magnetic properties of CoFe/SiO₂ multilayer films with the inverse magnetostrictive effect*, IEEE Trans. Magn., 30 (1994), 155-158.
- [12] J. Nogués, I. K. Schuller, *Exchange bias*, J. Magn. Magn. Mater., 192 (1999) 203-232.
- [13] A. Hubert, R. Schäfer, *Magnetic domains*, Springer-Verlag 1998.
- [14] H. A. M. Van den Berg, *Self-consistent domain theory in soft-ferromagnetic media. II. Basic domain structures in thin-film objects*, J. Appl. Phys., 60 (1986) 1104-1113.
- [15] H. A. M. Van den Berg, A. H. J. van den Brandt, *Self-consistent domain theory in soft-ferromagnetic media. III. Composite domain structures in thin-film objects*, J. Appl. Phys., 62 (1987) 1952-1959.
- [16] L. Landau, E. Lifschitz, *Physik. Z. Sowjetunion*, 8 (1935) 153.

- [17] J. H. E. Griffiths, *Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals*, Nature, 158 (1946) 670-671.
- [18] J. Smit and H. G. Beljers, Phillips Res. Rep., 10 (1955) 113.
- [19] C. Kittel, Phys. Rev., *Interpretation of anomalous larmor frequencies in ferromagnetic resonance experiment*, 71 (1947) 270-271.
- [20] A. Gurevich, G. Melkov, *Magnetic oscillations and waves*, Moscow, Nauka 1994.
- [21] G. Couderchon, J. Tiers, *Some aspects of magnetic properties of Ni-Fe and Co-Fe alloys*, J. Magn. Magn. Mater., 26 (1982) 196-214.
- [22] D. J. Craik, *Magnetic oxides*, Wiley, London, 1975.
- [23] A. M. Nguyen, S. Cercelaru, G. Tremblay, J. C. Perron and P. Hesto, *Magnetic and electrical characterizations of thin Ni-Fe and Ni-Fe-Mo films*, Thin Solid Films, 275 (1996) 231-234.
- [24] D. B. Chrisley, P. Dorsey, J. D. Adam, H. Buhay, "Microwave Magnetic Film Devices" in M. H. Francombe (Ed.), *Handbook of Thin Film Devices*, Vol. 4, 2000, 143-184.
- [25] Martha Pardavi-Horvath, *Microwave applications of soft ferrites*, J. Magn. Magn. Mater., 215-216 (2000) 171-183.
- [26] D. Y. Kim, R. M. Walser, *Anomalously soft magnetic properties of boron-rich CoB thin films*, J. Appl. Phys., 64 (1988) 5676-5678,
- [27] A. Makino, A. Inoue and T. Masumoto, *Nanocrystalline soft magnetic Fe-M-B (M = Zr, Hf, Nb), Fe-M-O (M = Zr, Hf, rare earth) alloys and their applications*, Nanostructured Materials, 12 (1999) 825-828.
- [28] L. H. Chen, T. J. Klemmer, K. A. Ellis, R. B. van Dover, and S. Jin, *Soft-magnetic properties of Fe-Co-B thin films for ultra-high-frequency applications*, J. Appl. Phys., 87 (2000) 5858-5860.
- [29] J. Díaz, S. M. Valvidares, R. Morales and J. M. Alameda, *Study of the magnetic anisotropy of amorphous Fe_{1-x}Si_x deposited by magnetron sputtering*, J. Magn. Magn. Mater., 242-245 (2002) 166-168.
- [30] G. Suran, H. Niedoba, M. Naili, O. Acher, V. Meyer, C. Boscher, G. Perrin, *Magnetic properties of CoFeZr amorphous films*, J. Magn. Magn. Mater., 175-158 (1996) 223-224.
- [31] K. Seemann, A. v. d. Weth and I. Fergen, *Development of Fe-Co-based ferromagnetic films for applications in high frequency microinductors*, Micro System Technologies 2001, VDE Verlag 2001, Seite 217-222.
- [32] Takeshi Morikawa, Motofumi Suzuki and Yasunori Taga, *Magnetic Properties of Granular Fe-Cr-O and Fe-X-Cr-O (X=Cu, Rh) Films*, Jpn. J. Appl. Phys., 38 (1999) 718-721.

- [33] Y. Yoshizawa, S. Oguma, K. Yamauchi, *New Fe-based soft magnetic alloys composed of ultrafine grain structure*, J. Appl. Phys., 64, (1988) 6044-6047.
- [34] K Suzuki, A Makino, N Kataoka, A Inoue, T Masumoto, *Soft magnetic properties of nanocrystalline bcc Fe-Zr-B and Fe-M-B-Cu alloys with high saturation*, J. Appl. Phys., 70 (1991) 6232-6237.
- [35] M. A. Willard, M-Q Huang, D. E. Laughlin, M. E. McHenry, J. O. Cross, V. G. Harris, C. Franchetti, *Magnetic properties of HITPERM (Fe,Co)₈₈Zr₇B₄Cu₁ magnets*, J. Appl. Phys., 85 (1999) 4421-4423.
- [36] Y. Hayakawa, A. Makino, H. Fujimori, A. Inoue, *High resistive nanocrystalline Fe-M-O (M=Hf, Zr, rare-earth metals) soft magnetic films for high-frequency applications (invited)*, J. Appl. Phys., 81 (1997) 3747-3750.
- [37] Takeshi Morikawa, Motofumi Suzuki and Yasunori Taga, *Magnetic Properties of Granular Fe-Cr-O and Fe-X-Cr-O (X=Cu, Rh) Films*, Jpn. J. Appl. Phys., 38 (1999) 718-721.
- [38] Takeshi Morikawa, Motofumi Suzuki, and Yasunori Taga, *Soft magnetic properties of Co-Cr-O granular films*, J. Appl. Phys., 83 (1998) 6664-6666.
- [39] W. D. Li, O. Kitakami, Y. Shimada, *Study on the in-plane uniaxial anisotropy of high permeability granular films*, J. Appl. Phys. 83 (1998), 6661-6663.
- [40] K. S. Kim, K. S. Byon, S. C. Yu, S. R. Kim and S. H. Han, *The behaviour of magnetization on as-sputtered Fe-Al-O films with good soft magnetic properties*, Scripta Materialia 44 (2001) 1447-1450.
- [41] S. R. Kim, K. H. Kim, Y. I. Jang, J. Kim, S. H. Han and H. J. Kim, *Soft magnetic properties of as-sputtered Fe-Al-O films*, J. Magn. Magn. Mater., 215-216 (2000) 365-367.
- [42] S. R. Kim, S. H. Han, H. J. Kim, *Magnetic properties of as-deposited Fe-Al-O alloy films*, J. Appl. Phys., 87 (2000) 6262-6264.
- [43] S. Ohnuma, H. Fujimori, S. Mitani, and T. Masumoto, *High-frequency magnetic properties in metal-nonmetal granular films (invited)*, J. Appl. Phys., 79 (1996) 5130-5135.
- [44] S. Ohnuma, N. Kobayashi, T. Masumoto, *Magnetostriction and soft magnetic properties of (Co_{1-x}Fe_x)-Al-O granular films with high electrical resistivity*, J. Appl. Phys., 85 (1999) 4574-4576.
- [45] T. J. Klemmer, V. Inturi, K. Minor, J. Barnard, J. Thomas and J. Blachere, *Microstructure and crystallographic texture of reactively sputtered FeTaN films*, Thin Solid Films, 353 (1999) 16-19.
- [46] M. K. Minor and J. A. Barnard, *Stress and microstructure of nanocrystalline FeXN (X = Ta, Si, and Al) thin films*, Journal of Crystal Growth, 174 (1997) 501-505.
- [47] F. Wei, D. Wu, D. Zheng, B. Ma and Z. Yang, *Investigation of RF-sputtered Fe-Ta-N thin films*, Materials Science and Engineering B, 68 (2000) 156-160.

- [48] C. Alexander, Jr. and J. Rantschler, T. J. Silva, P. Kabos *Frequency- and time-resolved measurements of FeTaN films with longitudinal bias fields*, J. Appl. Phys., 87 (2000) 6633-6635.
- [49] B. Ma, F. L. Wei, X. X. Liu, C. T. Xiao and Z. Yang, *The effect of Ta on structure and magnetic properties in Fe-N films*, Materials Science and Engineering B, 57 (1999) 97-101.
- [50] B. Viala, M. K. Minor, J. A. Barnard, *Microstructure and magnetism in FeTaN films deposited in the nanocrystalline state*, J. Appl. Phys., 80 (1996) 3941-3956.
- [51] B. Viala, V. R. Inturi, J. A. Barnard, *Effect of magnetic annealing on the behavior of FeTaN films*, J. Appl. Phys., 81 (1997) 4498-4500.
- [52] G. Qiu, E. Haftek, J. A. Barnard, *Magnetic properties and crystal structure of high moment FeTaN materials for thin-film recording heads*, J. Appl. Phys., 73 (1993), 6573-6575.
- [53] Dong-Hoon Shin, Choong-Sik Kim, Dong-Hoon Ahn, *Enhancement of magnetic anisotropy of nanocrystalline FeTaN films by Ti underlayers and magnetic field annealing*, J. Appl. Phys., 85 (1999) 4568-4570.
- [54] Gan Qiu, J. A. Barnard, *The effects of film geometry on the properties of FeTaN films*, J. Appl. Phys., 75 (1994) 6934-6936.
- [55] Choong-sik Kim, Dong-hoon Shin, Jong-han Jeong, *Soft magnetic properties of (FeTaN/N-rich FeTaN)_n multilayer films*, J. Appl. Phys., 87 (2000) 5861-5863.
- [56] K. Mackay, P. Papakonstantinou, P. M. Dodd, R. Atkinson, R. J. Pollard, *Microstructure, magnetic and nanomechanical properties of FeTaN films prepared by co-sputtering*, J. Phys. D: Appl. Phys., 34 (2001), 41-47.
- [57] S. Jin, W. Zhu, T. H. Tiefel, *Fe-Cr-N soft magnetic thin films*, J. Appl. Phys., 81 (1997) 4042-4044.
- [58] S. Jin, W. Zhu, R. B. van Dover, *High frequency properties of Fe-Cr-Ta-N soft magnetic films*, Appl. Phys. Lett., 70 (1997) 3161-3163.
- [59] K. H. Kim, Y. H. Kim, J. Kim, S. H. Han and H. J. Kim, *Thickness effect on magnetic properties in nanocrystalline Fe-Hf-N thin films*, J. Magn. Magn. Mater., 215-216 (2000) 428-430.
- [60] A. Makino, Y. Hayakawa, *Soft magnetic Properties and Microstructure of Nanocrystalline Fe-Hf-N Sputtered Films*, IEEE Trans. Magn., 31 (1995) 1020-1024.
- [61] Yungui Ma, Xiaohong Li, Tian Xie, Fulin Wei and Zheng Yang, *A study of sputtering process for nanocrystalline FeAlN soft magnetic thin films*, Materials Science and Engineering B, 103 (2003) 233-240.
- [62] S. Nakagawa, S. Katsumi, N. Masahiko, *Preparation of soft magnetic and thermally stable Fe-Co-Ta:N/Ti multilayered films by sputter deposition*, J. Appl. Phys., 81 (1997) 3782-3784.

- [63] J. M. Shin, Y. K. Kim, J. Kim, S. H. Han, and H. J. Kim, *Fabrication of nanocrystalline Fe-Co-Ta-N magnetic films with high saturation magnetization and excellent high-frequency characteristics*, J. Appl. Phys., 93 (2003) 6677-6679.
- [64] Raizer Yu. P., Shneider M. N. Yatsenko N. A., *Radio-Frequency Capacitive Discharges* CRC Press, 1995, p 138.
- [65] Hartmut Frey (Hrsg.), *Vakuumbeschichtung 1*, VDI Verlag 1995, Seite 71.
- [66] René A. Haefler, *Oberflächen- und Dünnschicht-Technologie Teil I*, Springer-Verlag 1987.
- [67] Gerhard Kienel, Klaus Röhl (Hrsg.), *Vakuumbeschichtung 2*, VDI Verlag 1995.
- [68] Movchan B. A. and A. V. Demchishin, *Study of the structure and properties to thick vacuum condensates of nickel, titanium, aluminium oxide and zirconium dioxide*, Fuz. Met. Metalloved 28 (1969) 653-660.
- [69] Thornton J. A., *Influence of apparatus geometry and deposition conditions on the structure and topography of thick sputtered coatings*, J. Vac. Sci. Technol. 11 (1974) 666-670.
- [70] Messier R., A. P. Giri and R. A. Roy, *Revised structure zone model for thin film physical structure*, J. Vac. Sci. Technol. A2 (1984) 500-503.
- [71] H. Tilmans, W. De Raedt and E. Beyne, *MEMS for wireless communications: from RF-MEMS components to RF-MEMS-SiP*, J. Micromech. Microeng., 13 (2003) 139-163.
- [72] Joachim N. Burghartz, *Status and trends of silicon RF technology*, Microelectronics Reliability, 41 (2001) 13-19.
- [73] Chris Smithhisler, Ki-Hong Kim, John Colvin, Yo-Chnol Ho and Kenneth O, *Design considerations for integrated inductors in conventional CMOS technologies*, Solid-State Electronics, 42 (1998) 699-704.
- [74] V. Korenivski, *GHz magnetic film inductors*, J. Magn. Magn. Mater., 215-216 (2000) 800-806.
- [75] K. I. Arai and M. Yamaguchi, *Recent developments in the field of micro magnetic components*, IEEE Trans. Magn. Jpn., 9 (1994) 170-179.
- [76] M. Yamaguchi, *Magnetic films for planar inductive components and devices*, Handbook of Thin Film Devices, edited by M. H. Francombe. Vol. 4. Magnetic Thin Film Devices. (2000) 185-212.
- [77] T. Sato, Y. Miura, S. Matsumura, K. Yamasawa, S. Morita, Y. Sasaki, T. Hatanai, and A. Makino, *New applications of nanocrystalline Fe(Co-Fe)-Hf-O magnetic films to micromagnetic devices*, J. Appl. Phys., 83 (1998) 6658-6660.
- [78] M. Yamaguchi, K. Suezawa, K. I. Arai, Y. Takahashi, S. Kikuchi, Y. Shimada, W. D. Li, S. Tanabe and K. Ito, *Microfabrication and characterisation of magnetic thin-film inductors in the ultrahigh frequency region*, J. Appl. Phys., 85 (1999) 7919-7922.

- [79] M. Yamaguchi, K. Suezawa, Y. Takahashi, K. I. Arai, S. Kikuchi, Y. Shimada, S. Tanabe and K. Ito, *Magnetic thin-film inductors for RF-integrated circuits*, J. Magn. Magn. Mater., 215-216 (2000) 807-810.
- [80] J. S. Song, B. K. Min, D. Y. Jeong, H. S. Kim and J. S. Heo, *Characteristics of film type inductors using a FeZrBAg magnetic material*, J. Magn. Magn. Mater., 234 (2001) 494-498.
- [81] M. Yamaguchi, S. Arakawa, H. Ohzeki, Y. Hayashi, and K. I. Arai, *Characteristics and analysis of a thin film inductor with closed magnetic circuit structure*, IEEE Trans. Magn., 28 (1992) 3015-3017.
- [82] Chang-Ho Lee, Dong-Hoon Shin, Dong-Hoon Ahn, Seoung-Eui Nam, *Fabrication of thin film inductors using FeTaN soft magnetic films*, J. Appl. Phys. 85 (1999) 4898-4900.
- [83] M. Yamaguchi, M. Matsumoto, H. Ohzeki, and K. I. Arai, *Fabrication and basic characteristics of dry-etched micro inductors*, IEEE Trans. Magn., 26, (1990) 2014-2016.
- [84] V. Korenivski and R.B. van Dover, *Magnetic film inductors for radio frequency application*, J. Appl. Phys., 82 (1997) 5247-5254.
- [85] K. Shirakawa, K. Yamaguchi, M. Hirata, T. Yamaoka, F. Takeda, K. Murakami and H. Matsuki, *Thin film cloth-structured for magnetic integrated circuit*, IEEE Trans. Magn., 26, (1990) 2263-2264.
- [86] J. Y. Park, G. M. Allen, *Bar-Type Microinductors and Microtransformers with Electroplated Alloy Cores*, <http://mems.mirc.gatech.edu/research/magnetic.html>
- [87] H. Kurata, K. Shirakawa, O. Nakazima and K. Murakami, *Solenoid-type thin film microtransformer*, IEEE Trans. Magn. Jpn., 9 (1994) 90-94.
- [88] M. Xu, T. M. Liakopoulos, C. H. Ahn, S. H. Han, H. J. Kim, *A microfabricated transformer for high-frequency power or signal conversion*, IEEE Trans. Magn., 34 (1998) 1369-1371.
- [89] K. Yamaguchi, S. Ohnuma, T. Iwagawa, J. Toriu, *Characteristics of a thin film microtransformer with circular spiral coil*, IEEE. Trans. Magn., 29 (1993) 2232-2237.
- [90] David S. Perloff, *Four-point sheet resistance correction factors for thin rectangular samples*, Solid-State Electronics, 20 (1977) 681-687.
- [91] O. Zinke, H. Brunswig, *Hochfrequenztechnik I*, Springer Verlag 2000, Seite 165.
- [92] Charles G. Nelson, *High frequency and microwave circuit design*, CRC Press 2000, Seite 17.
- [93] Ronald F. Soohoo, *Microwave magnetics* Harper & Row, Publishers, Inc. 1985, Seite 32.
- [94] Ch. Kuhrt, L. Schultz, *Formation and magnetic properties of nanocrystalline mechanically alloyed Fe-Co*, J. Appl. Phys. 71 (1992) 1896-1900.
- [95] E. Yun, W. Win, R. Wasler, *Magnetic properties of rf diode sputtered $\text{Co}_x\text{Fe}_{100-x}$ alloy thin films*, IEEE Trans. Magn., 32 (1996) 4535-4537.

- [96] A. von der Weth, K. Seemann, I. Fergen, *Magnetischer Hochfrequenz-Mikroinduktor*, Patentanmeldung Nr.: 10034413.5 am Deutschen Patentamt München, 2000.
- [97] W. Menz, J. Mohr, O. Paul, *Microsystem technology*, Wiley-VCH, 2001, Seite 166.
- [98] J. Huijbergste, F. Roozeboom, J. Sietsma, J. Donkers, T. Kuiper and E. van de Riet, *High-frequency permeability of soft-magnetic Fe-Hf-O films with high resistivity*, J. Appl. Phys. 83 (1998) 1569-1574.
- [99] E. van de Riet and F. Roozeboom, *Ferromagnetic resonance and eddy currents in high-permeable thin films*, J. Appl. Phys. 81 (1997) 350-354.
- [100] D. Pain, M. Ledieu, O. Acher, A. L. Adenot and F. Duverger, *An improved permeameter for thin film measurements up to 6 GHz*, J. Appl. Phys. 85 (1999) 5151-5153.
- [101] E. Moraitakis, L. Kompotiatis, M. Pissas and D. Niarchos, *hPermeability measurement of permalloy films with a broad band stripline techniques*, J. Magn. Magn. Mater., 222 (2000) 186-174.
- [102] Prof. Dr. Gross, Dr. Marx, Vorlesungsmanuskript: *Grundlagen der Magnetoelektronik*, Walther-Meissner-Institut, Lehrstuhl für Technische Physik (E23), 2000, <http://www.wmi.badw.de/E23/lehre/skript/index.html>, Seite 211.
- [103] James M. Daughton, *Magneto-resistive Random Access Memory (MRAM) Technology*, (2000) <http://www.nve.com/otherbiz/mram.php>
- [104] R. J. Jaccodine, W. A. Schlegel, *Measurement of Strains at Si-SiO₂ Interface*, J. Appl. Phys. 37 (1966) 2429-2437.

Eigene Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge:

- H. Leiste, K. Seemann, V. Bekker, *Realization of r. f. micro inductors with magnetic cores for high quality factor applications*, International conference of magnetism, 27. Juli – 1. August 2003, Rom
- K. Seemann, H. Leiste, V. Bekker, *High frequency suitability of soft magnetic FeTaN and FeCoTaN films for advanced CMOS-fabricated micro inductors*, MICRO.tec 2003 conference, 13.-15. Oktober, München.
- V. Bekker, K. Seemann, H. Leiste, C. Ziebert, *New CMOS compatible soft ferromagnetic materials with in-plane uniaxial anisotropy for r. f. microinductor applications*, Joint European Magnetic Symposia JEMS 04, 6.-10. September 2004, Dresden.
- H. Leiste, K. Seemann V. Bekker, *CMOS-kompatible magnetische Dünnschichten für HF-Mikroinduktoren*, 5. Statuskolloquium des Programms Mikrosystemtechnik, 10.-11. Februar 2004, Wissenschaftliche Berichte FZKA 6990, Seiten 103-108.

V. Bekker, K. Seemann, H. Leiste, *A new strip line broad-band measurement evaluation for determining the complex permeability of thin ferromagnetic films*, J. Magn. Magn. Mater., 270 (2004) 327-332.

H. Leiste, K. Seemann, V. Bekker, *Realization of r. f. micro inductors with magnetic cores for high quality factor applications*, J. Magn. Magn. Mater., 272-276 (2004) 1135-1136.

K. Seemann, H. Leiste, V. Bekker, *New theoretical approach to the r. f.-dynamics of soft magnetic FeTaN films for CMOS components*, J. Magn. Magn. Mater., 278 (2004) 200-207.

K. Seemann, H. Leiste and V. Bekker, *Uniaxial anisotropy and high-frequency permeability of novel soft magnetic FeCoTaN and FeCoAlN films field-annealed at CMOS temperatures*, J. Magn. Magn. Mater., 283 (2004) 310-315.

V. Bekker, K. Seemann, H. Leiste, C. Ziebert, *New CMOS compatible soft ferromagnetic materials with in-plane uniaxial anisotropy for r. f. microinductor applications*, J. Magn. Magn. Mater., 290-291 (2005) 1434-1437.

V. Bekker, K. Seemann, H. Leiste, *Development and optimisation of thin soft ferromagnetic Fe-Co-Ta-N and Fe-Co-Al-N films with in-plane uniaxial anisotropy for h. f. applications*, Angenommen bei J. Magn. Magn. Mater., 2005.

Abkürzungen

AES	engl. Auger Electron Spectroscopy (Auger-Elektronen Spektroskopie)
AFM	engl. Atomic Force Microscopy (Kraftfeldmikroskopie)
ASIC	engl. Application-Specific Integrated Circuit
CMOS	engl. Complementary Metal-Oxide Semiconductor (Metall-Oxid Halbleiter)
CVD	engl. Chemical Vapor Deposition (Chemische Gasphasenabscheidung)
DC	engl. Direct Current (Gleichstrom)
EDX	engl. Energy Disperse X-ray Analysis (Energiedispersive Röntgenanalyse)
EPMA	engl. Electron Probe Micro Analysis (Elektronenstrahlmikrosonde)
GMR	engl. Giant Magneto Resistance (Riesenmagnetowiderstand)
HF	engl. High Frequency (Hochfrequenz)
HRTEM	engl. High Resolution Transmission Elektron Mikroskop (Hochauflösendes Transmissionselektronenmikroskop)
LIGA	Lithographie, Galvanik, Abformung
L-L	Landau-Lifschitz
LLW	Landau-Lifschitz-Wirbelstrom
MFM	engl. Magnetic Force Microscopy (Magnetische Kraftmikroskopie)
MRAM	engl. Magnetoresistive Random Access Memory (Magnetoresistiver Direktzugriff-Schreib-Lese-Speicher)
Nd:YAG	engl. Neodym Doped Yttrium Aluminium Garnet (Neodym legiertes Yttrium-Aluminium Granat)
PVD	engl. Physical Vapor Deposition (Physikalische Gasphasenabscheidung)
REM	engl. Scanning Electron Microscope (Rasterelektronenmikroskop)
RF	engl. Radio Frequency (Radiofrequenz)
SAED	engl. Selected Area Electron Diffraction (Feinbereichselektronenbeugung)
TEM	engl. Transmission Elektron Mikroskop (Transmissionselektronenmikroskop)
TMR	engl. Tunnel Magneto Resistance (Tunnelmagnetowiderstand)
VIA	engl. Vertical Interconnect (Verbindung der Metallisierungen)
VSM	engl. Vibrating Sample Magnetometer (Vibrationsmagnetometer)
WDX	engl. Wavelength Disperse X-ray Analysis (Wellendispersive Röntgenanalyse)
XRD	engl. X-ray Diffraction (Röntgenbeugung)

Verzeichnis der Symbole

Zeichen	Einheit	Beschreibung
α		Gilbert Dämpfungsfaktor
α_λ	s ⁻¹	Landau-Lifschitz Dämpfungsfaktor
β	m ⁻¹	Fortpflanzungskonstante
$\beta_1, \beta_2, \beta_3$	m ⁻¹	Fortpflanzungskonstanten der Streifenleitungsabschnitte
β_{leer}	m ⁻¹	Fortpflanzungskonstante der freien Abschnitte
β_{sub}	m ⁻¹	Fortpflanzungskonstante des Substartabschnittes
χ		Suszeptibilität
χ_{eff}		effektive Suszeptibilität
δ	m	Eindringtiefe
ε		Permittivität
ε'		Realteil der komplexen Permittivität
ε''		Imaginärteil der komplexen Permittivität
ε_{eff}		effektive Permittivität
Φ_D	A	magnetisches Skalarpotential des Streufeldes
γ	m/A·s	gyromagnetisches Verhältnis
g	°	Winkel zwischen Magnetisierung und Anisotropierichtung
κ	Ω ⁻¹ m ⁻¹	spezifische elektrische Leitfähigkeit
λ		Magnetostriktion
λ_{100}		Magnetostriktion in <100> Richtung
λ_{111}		Magnetostriktion in <111> Richtung
λ_w	m	Wellenlänge
μ		Permeabilität
μ'		Realteil der komplexen Permeabilität
μ''		Imaginärteil der komplexen Permeabilität
μ_{anf}		Anfangspermeabilität
μ_{eff}		effektive Permeabilität
μ_{exp}		gemessene Anfangspermeabilität
μ_{theor}		theoretische Anfangspermeabilität
ν_s		poissonische Konstante des Substratmaterials
θ	°	Beugungswinkel
ρ	Ω·m	spezifischer elektrischer Widerstand
σ	Pa	Eigenspannung
$\sigma_{i,j}, i,j = 1..3$	Pa	mechanische Spannungen
ω	s ⁻¹	radiale Frequenz

9 VERZEICHNIS DER SYMBOLE

ω_L	s^{-1}	Larmorsche Frequenz
ω_R	s^{-1}	radiale ferromagnetische Resonanzfrequenz
a	m	Abstand zwischen den oberen und unteren Leitungen
A	J/m	Austauschkonstante
A_U	J	Arbeit der Ummagnetisierung
b	m	Breite der oberen Leitung
B_0, B_1, B_2, \dots	J/m^3	magnetoelastische Konstanten
B	T	magnetische Induktion
C	F	Kapazität
d	m	Schichtdicke
d_s	m	Substratdicke
d_w	m	Netzebenenabstand
D	m	Korngröße
D_ε	C/m^2	elektrische Induktion
$e_{ij}, i,j = 1..3$		Verzerrungen
E	V/m	elektrische Feldstärke
$E_{ij}, i,j = 1..4$	Pa	Elastizitätsmodule
E_s	Pa	Elastizitätsmodul des Substrates
f	J/m^3	spezifische magnetische Energie
f_0	Hz	charakteristische Frequenz der Abschirmströme
f_A	J/m^3	Anisotropieenergiedichte
f_E	J/m^3	Energiedichte der Austauschanisotropie
f_f	J/m^2	Energiedichte der Grenzflächenanisotropie
f_{gr}	Hz	Grenzfrequenz
f_{mel}	J/m^3	Magnetoelastische Energiedichte
f_R	Hz	ferromagnetische Resonanzfrequenz
f_u	J/m^3	Energiedichte der uniaxialen Anisotropie
f_w	J/m^3	Austauschenergiedichte
f_W	Hz	Wolman'sche Grenzfrequenz
F	J	magnetische Energie
F_A	J	Anisotropieenergie
F_{ex}	J	Magnetostatische Energie
F_F	J	Feldenergie
F_S	J	Streufeldenergie
F_w	J	Austauschenergie
d	m	Schichtdicke
D	m	Kristallitgröße
g		Lande-Faktor
G	Ω^{-1}	Admittanz
h	A/m	Stärke des äußeren Wechselfeldes
H	A/m	Feldstärke

9 VERZEICHNIS DER SYMBOLE

H_0	A/m	Stärke des statischen Feldes
H_a	A/m	uniaxiale Anisotropiefeldstärke
H_A	A/m	effektive Anisotropiefeldstärke
H_c	A/m	Koerzitivfeldstärke
H_D	A/m	Entmagnetisierungsfeldstärke
H_{eff}	A/m	Stärke des effektiven Feldes
H_{ex}	A/m	Stärke des äußeres Feldes
H_k	A/m	Kristallanisotropiefeldstärke
H_s	A/m	Sättigungsfeldstärke
H_u	A/m	Feldstärke der uniaxialen Anisotropie
I	A	elektrischer Strom
j	A/m ²	Stromdichte
J	T	magnetische Polarisation
J_s	T	Sättigungspolarisation
k_L		Proportionalitätskonstante
K	J/m ³	Anisotropiekonstante
K_0, K_1, K_2, \dots	J/m ³	Kristalline Anisotropiekonstanten
K_D	J/m ³	Formanisotropiekonstante
K_E	J/m ³	Austauschanisotropiekonstante
K_f	J/m ²	Grenzflächenanisotropiekonstante
K_m	J/m ³	effektive Anisotropiekonstante
K_S	J/m ²	Flächenanisotropiekonstante
K_V	J/m ³	Volumenanisotropiekonstante
l	m	Länge der Streifenleitung
l_1, l_2, l_3	m	Längen der Streifenleitungsabschnitte
l_{leer}	m	Gesamtlänge der freien Abschnitte
l_{scan}	m	Scanlänge
l_{sub}	m	Substratlänge
L	H	Induktivität
L_0	H	Induktivität der Leiterbahnen
L_A	m	Austauschlänge
L'	H/m	Induktivitätsbelag
L_q	m	Seitenlänge des Dünnschichtquadrates
m	A/m	dynamische Magnetisierung
M	A/m	Magnetisierung
M_0	A/m	statische Magnetisierung
M_x, M_y, M_z	A/m	Magnetisierungskomponenten
M_R	A/m	Remanenzmagnetisierung
M_s	A/m	Sättigungsmagnetisierung
n		Anzahl der Volumeneinheiten
N		Entmagnetisierungstensor

9 VERZEICHNIS DER SYMBOLE

N_{opt}	Vol. %	optimaler Stickstoffanteil im Sputtergas
N_x, N_y, N_z		Komponenten des Entmagnetisierungstensors
N_g		Anzahl der Grenzflächen
p	W	elektrische Leistung
P	Pa	Druck
P_ε	C/m ²	elektrische Polarisierung
P_N		Partielle Stickstoffdruck im Sputtergas
q	C/m ³	Ladungsdichte
Q		Güte
r	m	Netzebenenabstand
R	Ω	elektrischer Widerstand
R_D		Dämpfungsterm
R_l		Reflexionsfaktor
s	A/m	magnetischer Moment
S	m ²	Fläche
$S_{11}, S_{12}, S_{22}, S_{21}$		elektrische Streuparameter
t	m	Durchbiegung
T	⁰ C	Temperatur
T^*	⁰ C	kritische Temperatur der Wärmebehandlung
T_C	⁰ C	Curie-Temperatur
T_m	⁰ C	Schmelztemperatur
T_N	⁰ C	Nèel-Temperatur
T_{opt}	⁰ C	optimale Temperatur der Wärmebehandlung
T_T	⁰ C	Temperatur der Wärmebehandlung
u	m	Einzelvektor der Grenzflächennormale
U	V	Elektrische Spannung
V	m ³	Volumen
W	m	Domänenwandbreite
W_B	m	Breite einer Bloch-Wand
W_N	m	Breite einer Nèel-Wand
x	At. %	Elementkonzentration
y		Exponent
Y	Ω^{-1}	Leitfähigkeit
Z	Ω	Impedanz
Z_0	Ω	Charakteristische Impedanz der Streifenleitung