

Kritisches Verhalten und Höhere Harmonische
der Wechselfeldsuszeptibilität
ultradünner Ferromagnete

Im Fachbereich Physik
der Freien Universität Berlin
eingereichte Dissertation

vorgelegt von
Christoph Benedikt Rüd
aus Korntal bei Stuttgart

im
Dezember 2003

Rüdt, Christoph Benedikt:

Kritisches Verhalten und Höhere Harmonische der Wechselfeldsuszeptibilität
ultradünner Ferromagnete / Christoph Benedikt Rüdt. – Als Ms. gedr.. –

Berlin : dissertation.de – Verlag im Internet GmbH, 2004

Zugl.: Berlin, Freie Univ., Diss., 2004

ISBN 3-89825-782-7

1. Gutachter: Prof. Dr. K. Baberschke
2. Gutachter: Prof. Dr. W. Brewer

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen
Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über
<<http://dnb.ddb.de>> abrufbar.

Copyright dissertation.de – Verlag im Internet GmbH 2004

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen
oder vollständigen Wiedergabe, der Speicherung in Datenverarbeitungs-
anlagen, auf Datenträgern oder im Internet und der Übersetzung,
vorbehalten.

Es wird ausschließlich chlorfrei gebleichtes
Papier (TCF) nach DIN-ISO 9706 verwendet.
Printed in Germany.

dissertation.de - Verlag im Internet GmbH
Pestalozzistraße 9
10 625 Berlin

URL: <http://www.dissertation.de>

Dedicated to I.S.

«Wenn ich prophetisch reden könnte und wüßte alle Geheimnisse und alle Erkenntnis und hätte allen Glauben, so daß ich Berge versetzen könnte, und hätte die Liebe nicht, so wäre ich nichts.»

1. Korinther 13, 2

Abstract

In this study the transition from the ferromagnetic to the paramagnetic phase of ultrathin films close to the Curie temperature T_C is investigated. For this purpose the temperature dependent, quasistatic *ac* susceptibility $\chi(T)$ is measured. In contrast to the magnetization, the measurement of $\chi(T)$ is superior due to its proportionality to $\langle S^2 \rangle$ and its divergence at T_C . Furthermore, it is demonstrated in the framework of this thesis that $\chi(T)$ yields very important quantities for the study of the phase transition, such as the critical exponent γ and the temperature dependent hysteresis loop $M(H)$ near T_C . For both single- and multilayered $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$ and $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ specimens $\chi(T)$ was measured in absolute SI units *in situ* in ultrahigh vacuum using a classical mutual inductance method. Main purposes of the present investigation are the determination of the exact value of T_C in the susceptibility signal, which is controversially discussed and is up to now an open question, and the influence of T_C on the determination of γ . By employing a new analysis based on the independent measurement of T_C it is now proven that T_C is located at the onset of the absorption signal $\chi''(T)$ and *not* at the maximum of the real part $\chi'(T)$. This investigation has been performed on the $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ system. In addition, for the $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$ system an oscillating T_C with increasing thickness n of the Cu cap layer could be measured, as has been predicted theoretically. A further goal of this work is the determination of the temperature dependent hysteresis loop near T_C which is not easily accessible using common magnetometry methods like, e. g., the magneto-optical Kerr effect. A Fourier analysis of the higher harmonics $\chi_n(T)$ of the susceptibility, which is applied for the first time to ultrathin ferromagnetic films, yields the full temperature dependence of the hysteresis. A separation of the ferro- and paramagnetic contributions of $\chi(T)$ is possible, which will simplify the critical analysis near T_C . Finally, for the detailed investigation of $\chi(T)$ and $\chi_n(T)$ the development of several new software tools for the susceptibility became necessary.

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der para- zu ferromagnetische Phasenübergang ultradünner Filme bei der Curietemperatur T_C mittels der temperaturabhängigen, quasistatischen Wechselfeldsuszeptibilität $\chi(T)$ untersucht. Im Gegensatz zur bei T_C verschwindenden Magnetisierung ist $\chi(T)$ aufgrund ihrer Proportionalität zu $\langle S^2 \rangle$ und der Divergenz auf beiden Seiten des Phasenübergangs eine ausgezeichnete Methode, da sie die wichtigen Kenngrößen, das T_C , den kritischen Exponenten γ und wie gezeigt wird, die Temperaturabhängigkeit der Hysterese liefert. $\chi(T)$ wurde an den Prototyp Einfach- und Mehrschichtsystemen $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$ und $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ über eine klassische Gegeninduktionsmethode *in situ* im Ultrahochvakuum in absoluten SI-Einheiten gemessen. Gegenstand der Untersuchungen war (i) die bislang ungeklärte Frage nach der genauen Lage von T_C im Suszeptibilitätssignal und (ii) die Untersuchung des Einflusses von T_C auf die Bestimmung von γ . Im Rahmen einer neuen Analysemethode auf der Basis einer unabhängigen T_C -Bestimmung konnte für $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ die Lage von T_C eindeutig als diejenige Temperatur verifiziert werden, bei der das Absorptionssignal $\chi''(T)$ einsetzt. Eine akkurate kritische Analyse lieferte darüberhinaus γ . Für $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$ wurde desweiteren eine theoretisch vorausgesagte, in Abhängigkeit der Cu-Deckschichtdicke n oszillierende Curietemperatur nachgewiesen. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit war (iii) die Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Hysterese nahe T_C , welche durch klassische Magnetometriemethoden, wie z. B. den magneto-optischen Kerr-Effekt, nicht zugänglich ist, und darüberhinaus (iv) die Separation ferro- und paramagnetischer Anteile von $\chi(T)$, welche eine Vereinfachung der kritischen Analyse nahe T_C ermöglicht. Unter Anwendung einer Fourier-Analysemethode auf die erstmals für ultradünne Ferromagnete experimentell bestimmten ungeraden höheren Harmonischen $\chi_n(T)$ war die Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Hysterese nahe T_C und eine Trennung der ferromagnetischen und paramagnetischen Anteile von $\chi(T)$ möglich. (v) Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde dazu die selbstständige Entwicklung mehrerer neuer Suszeptibilitäts-Analyseprogramme notwendig.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	i
Kurzfassung	iii
1 Einführung	1
2 Physikalische Grundlagen	5
2.1 Der magnetische Phasenübergang und kritisches Verhalten	5
2.2 Die magnetische Wechselfeldsuszeptibilität	12
3 Experimentelle Methoden	19
3.1 UHV-Experimente	19
3.2 Probenpräparation und Oberflächenanalyse	24
3.3 Die Messung der <i>ac</i> -Suszeptibilität	31
4 T_C-Oszillationen von $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$	37
4.1 Die Interlagenaustauschkopplung	38
4.2 Die Schichtdickenabhängigkeit von T_C	39
5 Kritische Phänomene am Beispiel $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$	47
5.1 Die Wechselfeldsuszeptibilität von $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$	48
5.2 Die kritische Analyse nahe T_C	51
5.3 Die Schwierigkeiten der kritischen Analyse	61
5.4 Der Dimensional Crossover	64
6 Die Höheren Harmonischen von $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$	71
6.1 Die Bedeutung höherer Harmonischer	72
6.2 Die Harmonische Antwortfunktion nahe T_C	73

6.3	Die Molekularfeld–Theorie höherer Harmonischer	75
6.4	$\chi_n(T)$ von $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$: Vergleich Experiment und Theorie	83
6.5	Magnetisierung und Koerzitivfeld nahe T_C	90
6.6	Die Trennung para– und ferromagnetischer Beiträge	97
7	Zusammenfassung	101
A	Analytische und Technische Neuentwicklungen	105
A.1	Die Datenanalyse	105
A.2	Probenhalter und Temperaturvariation	126
B	Ergänzungen	129
B.1	Phasenverschiebung und Koerzitivfeld	129
B.2	Die Eichung der Helmholtzspulen	130
B.3	Die Umrechnung magnetischer Einheiten	131
	Abkürzungsverzeichnis	I
	Abbildungsverzeichnis	V
	Tabellenverzeichnis	VII
	Literaturverzeichnis	XVII
	Veröffentlichungen	XIX
	Curriculum Vitae	XXI
	Danksagung	XXIII

Kapitel 1

Einführung

Heutzutage erhältliche Speichermedien und magnetische Sensoren [1] basieren auf Multilagensystemen, die aus nur wenige Monolagen (ML) dünnen Schichten bestehen. Diese unterscheiden sich vom Volumenfestkörper durch die in einer Richtung reduzierte Dimension, wodurch die Oberfläche großen Einfluß gewinnt. Dadurch entstehen eine Vielzahl neuer magnetischer Eigenschaften, wie z. B. eine senkrechte Magnetisierung und die Schichtdickenabhängigkeit der Curietemperatur T_C [2–4] in dünnen Filmen oder die Interlagenaustauschkopplung [5] und der Riesenmagnetowiderstand (GMR) [6,7] in Mehrschichtsystemen (Multilagen).

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften ultradünner Filme und daraus aufgebauten Multilagen am para- zu ferromagnetischen Phasenübergang über die Messung der temperaturabhängigen, quasistatischen Wechselfeldsuszeptibilität $\chi(T)$ an den Prototyp Einfach- und Mehrschichtsystemen $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$ und $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ im kritischen Bereich nahe T_C . $\chi(T)$ ist eine bei T_C ausgezeichnete Größe, da sie im Gegensatz zur Magnetisierung bei T_C nicht verschwindet sondern divergiert. Zur Messung von $\chi(T)$ in absoluten SI-Einheiten wurde ein klassischer Gegeninduktionsmeßaufbau (MI) verwandt [8,9]. Das System $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$ wurde *in situ* im Ultrahochvakuum (UHV) präpariert und untersucht. Für die Untersuchungen an den $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilagen waren lediglich Hochvakuum(HV)-Bedingungen erforderlich.

Eine besonders große Rolle bei der Untersuchung des magnetischen Phasenübergangs spielen die Curietemperatur T_C , der kritische Exponent γ und die Magnetisierung $M(T)$ im kritischen Bereich nahe T_C . Trotz der teilweise breiten technologischen Anwendung der oben genannten Effekte sind einige grundlegende

Fragen bislang ungeklärt. So waren die Fragestellungen der vorliegenden Arbeit im einzelnen: (i) Welches ist die genaue Lage der Curietemperatur T_C im Suszeptibilitätssignal und kann T_C – im Gegensatz zu früheren Untersuchungen – unabhängig bestimmt werden? (ii) Welche Auswirkungen ergeben sich dadurch für die Bestimmung des kritischen Exponenten γ ? (iii) Ist es möglich, para- und ferromagnetische Beiträge der Suszeptibilität zu trennen, um die kritische Analyse zu vereinfachen? (iv) Inwieweit beeinflussen experimentelle Parameter das Suszeptibilitätssignal nahe T_C ? (v) Kann die Temperaturabhängigkeit der Hysterese mit hoher Temperaturauflösung im kritischen Bereich nahe T_C im Gegensatz zu direkten Magnetisierungsmessungen mit Hilfe von $\chi(T)$ bestimmt werden? (vi) Wie kann die Suszeptibilitätsanalyse generell vereinfacht und gleichzeitig genauer gemacht werden?

Bestimmung von T_C

Für ultradünne Ferromagnete existiert wenig und insbesondere widersprüchliche Literatur in Bezug auf die genaue Lage der Curietemperatur. So herrscht große Uneinigkeit, ob T_C unterhalb des Maximums [10,11], im Maximum [12,13] oder oberhalb des Maximums [8,14–16] des Realteils $\chi'(T)$ der Suszeptibilität liegt. Daher konnte bislang keine verbindlich eindeutige Definition der Lage der Ordnungstemperatur T_C gegeben werden. Dies ist im Rahmen dieser Arbeit erstmals gelungen. So wird gezeigt, daß das T_C oberhalb des Maximums von $\chi'(T)$ liegt und daß dieses Maximum von einer ferromagnetischen Suszeptibilität $\chi_{fm}(T)$ herrührt [17,18].

Bestimmung von γ

Die genaue und unabhängige Kenntnis von T_C hat große Auswirkungen auf die Bestimmung des kritischen Exponenten γ [16]. Zusätzlich spielt die Korrektur von $\chi(T)$ für ein Entmagnetisierungsfeld eine große Rolle, da nur die interne paramagnetische Suszeptibilität der Probe bei T_C einem Potenzgesetz folgt [19]. Allerdings finden sich zahlreiche Veröffentlichungen, die keine der genannten Fakten berücksichtigen. So wurde entweder die experimentelle Suszeptibilität mit einem Potenzgesetz angepaßt [10,16,20], ein mit großen Fehlern behafteter Dreiparameterfit (inkl. T_C) durchgeführt [21,22] oder auf Entmagnetisierungskorrekturen verzichtet [23,24]. In dieser Arbeit ist es dagegen gelungen, γ konsistent, exakt

und unter Berücksichtigung der Korrekturen aus der internen Suszeptibilität zu bestimmen. In diesem Zusammenhang wurde desweiteren festgestellt, daß ein von klassischen Mehrschichtsystemen (*layered transition metal compounds*) bekannter *dimensional crossover*-Effekt [25–27] in metallischen ferromagnetischen Multilagensystemen bis $1 \cdot 10^{-4}$ in der reduzierten Temperatur nicht auftritt [17,18].

Einfluß experimenteller Parameter auf die Bestimmung von T_C und γ

Es ist bekannt, daß auch für ultradünne Filme ein Maximum der Suszeptibilität bei T_C gemessen werden kann [14,15,28,29]. Eine Frage hierbei ist, inwieweit experimentelle Parameter wie z. B. die Temperaturrate und die Modulationsamplitude des Wechselfeldes das Suszeptibilitätssignal beeinflussen und welche Auswirkungen sich hierdurch für die Bestimmung der Curietemperatur und des kritischen Exponenten γ am Phasenübergang ergeben. Diese Fragen konnten im Rahmen dieser Arbeit beantwortet werden. So werden bei allen hier untersuchten, in der Ebene magnetisierten Systemen, große Suszeptibilitätssignale (10^4 SI) beobachtet. Für $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ wurde T_C eindeutig und genau bestimmt. Für $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$ konnte eine von Bruno [30] theoretisch vorhergesagte, mit der Cu-Deckschichtdicke oszillierende Curietemperatur nachgewiesen werden.

Höhere Harmonische und Bestimmung der Hysterese für $T \simeq T_C$

Die Untersuchung der temperaturabhängigen Magnetisierung $M(T)$ nahe T_C mittels z. B. Vibrationsmagnetometrie (VSM), magneto-optischem Kerr-Effekt (MOKE) etc., ist im allgemeinen durch das Verschwinden von $M(T)$ bei T_C erschwert. Die Suszeptibilität ist dagegen aufgrund ihrer Divergenz am Phasenübergang prädestiniert für Experimente nahe der Ordnungstemperatur. Ein Ziel dieser Arbeit war es daher, die Magnetisierung $M(T)$ nahe T_C aus Messungen von $\chi(T)$ zu bestimmen. Dies ist erstmals im Bereich ultradünner Ferromagnete über die temperaturabhängige Bestimmung der ungeraden, höheren Harmonischen $\chi_n(T)$ gelungen. Über eine Fourier-Analyse der $\chi_n(T)$ wird die volle Temperaturabhängigkeit der Hysterese inklusive derjenigen der Sättigungsmagnetisierung $M_S(T)$ und des Koerzitivfeldes $H_C(T)$ gewonnen [31].

Trennung ferro- und paramagnetischer Beiträge

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit war die Trennung der magnetischen Suszeptibilität

$\chi(T)$ in ihre para- ($\chi_{pm}(T)$) und ferromagnetischen ($\chi_{fm}(T)$) Beiträge. Da $\chi_{pm}(T)$ für $T \rightarrow T_C^\pm$ divergiert, ist es mit Hilfe einer solchen Separation möglich, eine kritische Analyse nicht nur wie üblich auf der Hochtemperaturseite T_C^+ sondern zusätzlich und unabhängig auf der Tieftemperaturseite T_C^- durchzuführen. Damit ist γ auf beiden Seiten des Phasenübergangs, also zweifach unabhängig, bestimmt und die Genauigkeit in der kritischen Analyse nahe T_C erhöht sich drastisch. Im Rahmen dieser Arbeit ist über die Messung und Analyse höherer Harmonischer mit Hilfe theoretischer Rechnungen ein Konzept zur Trennung der Beiträge erarbeitet worden [31].

Verbesserung der Datenanalyse

Die Analyse experimenteller Suszeptibilitätsspektren war in der Vergangenheit schwierig und zeitaufwendig. So wurde zur genauen Auswertung der Suszeptibilitätsdaten ein Datenanalyseprogramm entwickelt, mit dem ein akkurater Untergrundabzug und eine genaue Bestimmung von T_C und γ möglich ist. Für das bessere Verständnis und die Analyse der Temperaturabhängigkeit der Hysterese nahe T_C wurde zusätzlich ein Programm zur Auswertung der höheren Harmonischen erstellt. Zum Vergleich mit den experimentellen Daten wurden in Kooperation mit P. J. Jensen theoretische Rechnungen im Rahmen der Molekularfeldtheorie durchgeführt [31].

Diese Arbeit gliedert sich in sieben Kapitel. Eine Darstellung der physikalischen Grundlagen findet sich im hier anschließenden Kap. 2. Nach einer Beschreibung des experimentellen Meßaufbaus in Kap. 3 befassen sich die Kap. 4 bis 6 mit den experimentellen Ergebnissen dieser Dissertation: Kap. 4 beschäftigt sich mit dünnen $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$ -Filmen und mit einer in Abhängigkeit der Cu-Deckschichtdicke oszillierenden Curietemperatur. In Kap. 5 sind die wichtigen Resultate bezüglich der Bestimmung von T_C und γ am Multilagensystem $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ beschrieben. Kap. 6 stellt die Messungen der höheren Harmonischen der Wechselfeldsuszeptibilität $\chi_n(T)$ am selben Fe/V-System sowie eine neue Analysemethode der $\chi_n(T)$ vor. Kap. 7 faßt die Resultate dieser Arbeit zusammen.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

2.1 Der magnetische Phasenübergang und kritisches Verhalten

Das Auftreten einer spontanen Magnetisierung \mathbf{M} im Nullfeld unterhalb der kritischen bzw. der Curietemperatur T_C bezeichnet man als Ferromagnetismus [19,32,33]. Dieses kollektive Phänomen tritt z. B. in den $3d$ -Übergangsmetallen und den Seltenen Erden ($4f$) auf. \mathbf{M} kommt dabei durch die parallele Ausrichtung der magnetischen Momente $\boldsymbol{\mu}$ im ferromagnetischen Festkörper zustande. Bei $T = 0$ K ist die Sättigungsmagnetisierung \mathbf{M}_S definiert als Summe über alle $\boldsymbol{\mu}_i$ am Gitterplatz i normiert auf das Volumen der Probe:

$$\mathbf{M}_S = \frac{\sum_i \boldsymbol{\mu}_i}{V}. \quad (2.1)$$

Ursache für dieses Phänomen ist die isotrope Austauschwechselwirkung \mathcal{H} [34] benachbarter Elektronenspins $\mathbf{S}_{i,j}$ an den Gitterplätzen i und j :

$$\mathcal{H} = -2 \sum_{i < j} J_{ij} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j. \quad (2.2)$$

Die Austauschwechselwirkung resultiert aus der Coulombwechselwirkung unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips, nach welchem die Eigenfunktion eines Vielteilchensystems antisymmetrisch hinsichtlich der Vertauschung zweier Elektronen sein muß. Die Austauschintegrale J_{ij} entstehen durch den Überlapp der zum jeweiligen Elektron gehörenden Wellenfunktionen. Das Vorzeichen der J_{ij} hängt dabei vom Abstand der Spins ab und bestimmt die parallele ($J_{ij} > 0$, ferromagnetisch)

oder antiparallele ($J_{ij} < 0$, antiferromagnetisch) Ausrichtung. Für die Beschreibung ultradünner Filme ist es üblich, einen anisotropen Austauschoperator zu verwenden, der von der Dimensionalität D des Raumes (Gitters) und der Freiheitsgrade n des Ordnungsparameters abhängt:

$$\mathcal{H} = -2 \sum_{i < j} J_{ij} \{ a \cdot (\mathbf{S}_i^x \mathbf{S}_j^x + \mathbf{S}_i^y \mathbf{S}_j^y) + b \cdot \mathbf{S}_i^z \mathbf{S}_j^z \} . \quad (2.3)$$

Tab. 2.1 gibt die Einteilung der verschiedenen Modelle in ihre Universalitätsklassen wieder.

Universalitätsklasse	Wechselwirkung	Modell
$n = 1$	$a = 0, b = 1$	$2D$ -Ising
$D = 2$ $n = 2$	$a = 1, b = 0$	$2D$ -XY
$n = 3$	$a = b = 1$	$2D$ -Heisenberg
$n = 1$	$a = 0, b = 1$	$3D$ -Ising
$D = 3$ $n = 2$	$a = 1, b = 0$	$3D$ -XY
$n = 3$	$a = b = 1$	$3D$ -Heisenberg

Tabelle 2.1: Klassifikation verschiedener theoretischer Modellsysteme.

Die Molekularfeld-Theorie (MFA) des Ferromagnetismus nach P. Weiss beschreibt die Wechselwirkung magnetischer Momente vereinfacht durch ein effektives, auf den jeweiligen Spin wirkendes Feld, das durch die umgebenden Spins erzeugt wird. Nahe der Ordnungstemperatur T_C liefert die MFA die gleichen Ergebnisse wie die Landau-Theorie [35]. Hier erhält man mit $J = \sum_{i < j} J_{ij}$ [36]

$$3k_B T_C = \frac{J}{2zS(S+1)}, \quad (2.4)$$

wobei k_B die Boltzmannkonstante und z die Koordinationszahl im Gitter bedeuten. In Festkörpern kubischer Symmetrie liefert der Elektronenspin den Hauptbeitrag zum magnetischen Moment, da das durch den Bahndrehimpuls erzeugte magnetische Moment ausgelöscht ist. Die nach Glg. (2.1) bei $T = 0$ K definierte Sättigungsmagnetisierung nimmt für $T \rightarrow T_C$ kontinuierlich ab. Ursache dafür sind kollektive Anregungen der magnetischen Momente (Spinwellen).

Phasenübergänge

Ein Phasenübergang ist generell charakterisiert durch eine spontane Änderung des Ordnungsgrades, beschrieben durch die extensive Größe ϕ (Ordnungsparameter), in Abhängigkeit einer intensiven thermodynamischen Größe, wie z. B. Temperatur oder Druck, wobei i. allg. die Tieftemperaturphase die höhere Ordnung besitzt. Phasenübergänge lassen sich wie folgt klassifizieren: Phasenübergänge erster Ordnung zeichnen sich durch das Auftreten latenter Wärme und durch eine diskontinuierliche Änderung des thermodynamischen Mittelwerts des Ordnungsparameters $\langle\phi\rangle$ aus. Ein Phasenübergang zweiter Ordnung ist dadurch gekennzeichnet, daß sich der Ordnungsparameter $\langle\phi\rangle$ bei T_C monoton und kontinuierlich ändert und keine latente Wärme entsteht. Die Ehrenfestsche Definition eines Phasenüberganges zweiter Ordnung lautet genauer, daß mindestens eine der zweiten Ableitungen nach dem Feld (2.7) oder der Temperatur (2.8) unstetig sind oder divergieren. Der hier beschriebene para- zu ferromagnetische Phasenübergang ist ein Phasenübergang zweiter Ordnung, da M bei T_C monoton verschwindet und die zweite Ableitung, die Suszeptibilität, im Nullfeld divergiert. Dabei ist $\langle\phi\rangle$ unterhalb der Ordnungstemperatur endlich, fluktuiert bei T_C und verschwindet auf der Hochtemperaturseite. Die Korrelationslänge $\xi(T)$, als Maß für die parallele Ausrichtung magnetischer Momente über den Abstand r divergiert ebenso wie $\chi(T)$ am Phasenübergang.

Im Rahmen der MFA wird der Phasenübergang beschrieben durch die thermodynamische Zustandsfunktion (Gibbs'sche Freie Enthalpie) [37]:

$$G(T, H) = U - TS - MH, \quad (2.5)$$

worin U die innere Energie des Systems, S die Entropie und H das externe Feld bedeuten. Einmaliges Differenzieren von Glg. (2.5) nach H liefert den Ordnungsparameter $\langle\phi\rangle$, hier also die Magnetisierung M :

$$\langle\phi\rangle = M(T, H) = - \left(\frac{\partial G(T, H)}{\partial H} \right)_T. \quad (2.6)$$

Zweimaliges Differenzieren von Glg. (2.5) nach H bzw. T führt auf die isotherme magnetische Suszeptibilität χ_T

$$\chi_T(T, H) = - \left(\frac{\partial^2 G(T, H)}{\partial H^2} \right)_T = \left(\frac{\partial M(T, H)}{\partial H} \right)_T \quad (2.7)$$

und auf die spezifische Wärme c_H

$$c_H(T, H) = -T \left(\frac{\partial^2 G(T, H)}{\partial T^2} \right)_H. \quad (2.8)$$

Fluktuationen nahe T_C

Die Konkurrenz zwischen Austauschwechselwirkung \mathcal{H} und thermischer Energie $k_B T$ führt nahe T_C zu Fluktuationen des Ordnungsparameters. Diese können durch den Mittelwert $|\langle M \rangle|^2$ der Magnetisierung und die verbundene Zweipunktkorrelationsfunktion $G_c^{(2)}(r)$ [37]

$$G_c^{(2)}(r) = \langle M(0)M(r) \rangle - |\langle M \rangle|^2 \quad (2.9)$$

bzw. deren Summe

$$G^{(2)}(r) = \langle M(0)M(r) \rangle \quad (2.10)$$

beschrieben werden. $|\langle M \rangle|^2$ verschwindet bei T_C , wohingegen $G_c^{(2)}(r)$ direkt auf die Fluktuationen empfindlich ist und ein Maximum bei T_C zeigt. Wichtig ist in diesem Zusammenhang die Tatsache, daß experimentell sowohl $\langle M \rangle$ als auch $G_c^{(2)}(r)$ experimentell bestimmt werden können. Die Magnetisierung kann dabei direkt über VSM, SQUID, MOKE, usw. gemessen werden, wohingegen $G_c^{(2)}(r)$ direkt mit der Suszeptibilität $\chi(T, r)$ verknüpft ist:

$$\chi(T, r) = \frac{G_c^{(2)}(r)}{k_B T}. \quad (2.11)$$

Die Suszeptibilität ist somit ein direktes Maß für die Fluktuationen am Phasenübergang [38]. Die Molekularfeld-Theorie als auch die Landau-Theorie enthalten zwar klassische, sog. Gauß'sche Fluktuationen, berücksichtigen jedoch keine kritischen Fluktuationen. Gauß'sche Fluktuationen zeichnen sich durch eine zeitliche und räumliche Verteilung auf. Insbesondere gilt

$$\langle M \rangle^2 \gg \langle M - \langle M \rangle \rangle^2. \quad (2.12)$$

Mit Hilfe von Glg. (2.11) läßt sich daraus der Gültigkeitsbereich der Landau-Theorie, das Ginzburg-Kriterium [35]

$$\mu_0 \langle M \rangle^2 \gg \frac{k_B T \chi}{V} \quad (2.13)$$

ableiten. In der Nähe von T_C werden die Spinfluktuationen jedoch sehr groß, sodaß sich große Abweichungen von der Landau-Theorie ergeben und kritische Fluktuationen an Bedeutung gewinnen.

Kritisches Verhalten

Die mit Hilfe der Glgn. (2.6)–(2.8) definierten Größen variieren aufgrund kritischer Fluktuationen bei T_C stark und folgen nahe der Curietemperatur Potenzgesetzen mit den kritischen Exponenten $\beta, \gamma = \gamma', \alpha = \alpha', \nu = \nu'$, und δ und den zugehörigen kritischen Amplituden [19,35]:

$$M(\varepsilon) = M_0 (-\varepsilon)^\beta, \quad \varepsilon \rightarrow 0^-, h = 0 \quad (2.14)$$

$$\chi(\varepsilon) = \chi_0^\pm |\varepsilon|^{-\gamma}, \quad \varepsilon \rightarrow 0^\pm, h = 0 \quad (2.15)$$

$$\chi(h) = D'_0 |h|^{(1/\delta)-1}, \quad \varepsilon \rightarrow 0, h = 0^\pm \quad (2.16)$$

$$C_H(\varepsilon) = A_0^\pm |\varepsilon|^{-\alpha}, \quad \varepsilon \rightarrow 0^\pm, h = 0 \quad (2.17)$$

$$\xi(\varepsilon) = \xi_0^\pm |\varepsilon|^{-\nu}, \quad \varepsilon \rightarrow 0^\pm, h = 0 \quad (2.18)$$

$$M(h) = D_0^\pm |h|^{1/\delta} \text{sgn}(h), \quad \varepsilon \rightarrow 0, h = 0^\pm, \quad (2.19)$$

wobei $\varepsilon = (T - T_C)/T_C$ die reduzierte Temperatur darstellt. Das Verhalten der hier definierten Größen $M(\varepsilon)$, $\chi(\varepsilon)$, $C_H(\varepsilon)$, $\xi(\varepsilon)$ bei T_C wird in Abb. 2.1 schematisch dargestellt. Für dünne Filme folgt die Curietemperatur selbst einem Potenzgesetz der Form [3]

$$\frac{T_C(d) - T_C(\infty)}{T_C(\infty)} = C_0 d^{-\lambda}. \quad (2.20)$$

$T_C(\infty)$ ist dabei die Curietemperatur des Volumenfestkörpers. Die Konstante C_0 nimmt abhängig vom System Werte zwischen 1 und 10 an. Der Exponent $1 < \lambda < 2$ ist eng mit dem Exponenten ν der Korrelationslänge verknüpft: $\lambda = 1/\nu$. Die in Glg. (2.20) formulierte Schichtdickenabhängigkeit von T_C wird als *finite-size scaling* bezeichnet und gilt streng nur für $D = 3$. Beim Übergang zu 2 Dimensionen (1 Dimension) werden Abweichungen zum Potenzgesetz beobachtet (s. z. B. [39, 40] für Ni/W(110)). Die kritischen Exponenten erfüllen allgemein die universellen Skalenrelationen [19,35]

$$\alpha = 2\beta(\delta + 1) \quad (2.21)$$

$$\gamma = \beta(\delta - 1) \quad (2.22)$$

$$\alpha + 2\beta + \gamma = 2 \quad (2.23)$$

$$2\beta + \gamma = \nu D, \quad (2.24)$$

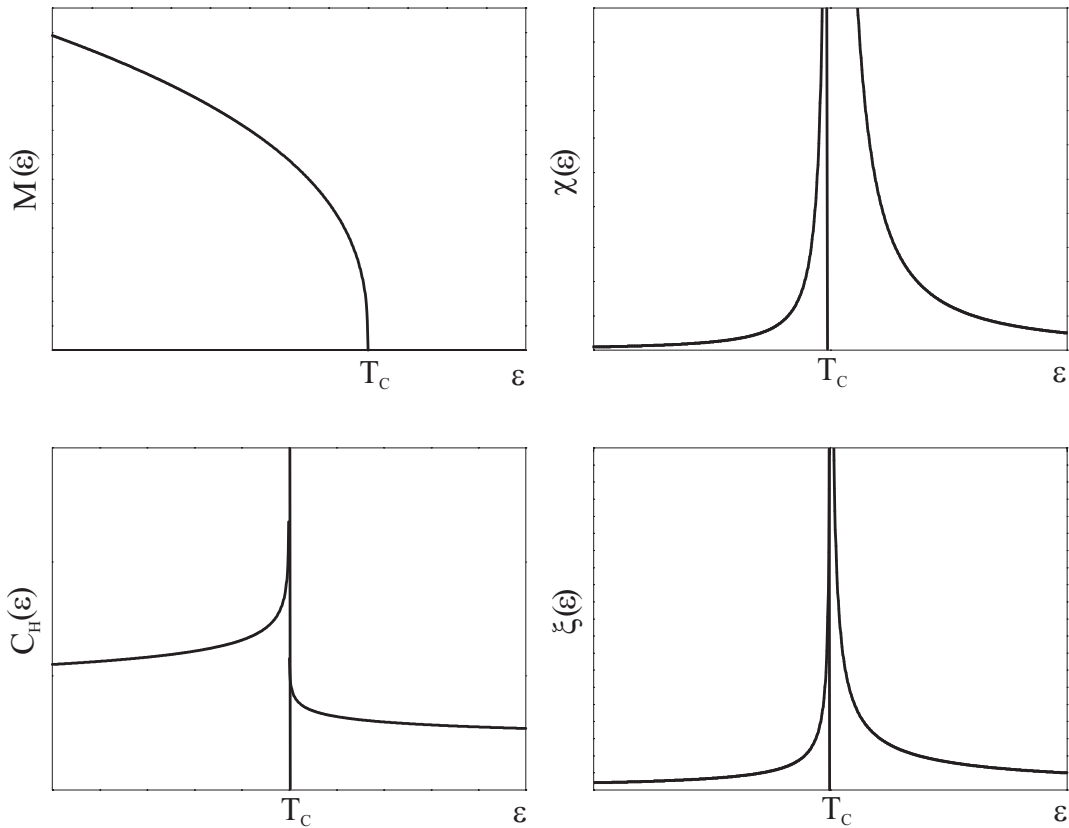


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Potenzgesetze am Phasenübergang. Gezeigt ist die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung $M(\varepsilon)$, der Suszeptibilität $\chi(\varepsilon)$, der spezifischen Wärme $C_H(\varepsilon)$ und der Korrelationslänge $\xi(\varepsilon)$ als Funktion der reduzierten Temperatur $\varepsilon = \frac{T-T_C}{T_C}$.

wobei auch hier $\alpha = \alpha'$, $\gamma = \gamma'$ und $\nu = \nu'$ gelten und D die Dimension des Gitters beschreibt. Desweiteren findet man

$$\gamma > \beta > \alpha. \quad (2.25)$$

Tab. 2.2 gibt eine Auswahl der theoretisch und experimentell ermittelten kritischen Exponenten sowie des Verhältnisses der kritischen Amplituden der Suszeptibilität links und rechts des Phasenüberganges χ_0^+/χ_0^- wieder. Die Gültigkeit der Potenzgesetze (2.14)–(2.19) beschränkt sich auf den kritischen Bereich nahe T_C . In [40] wird dieser für die magnetische Suszeptibilität zu $\varepsilon < 10^{-1}$ angegeben. Im

*Der γ -Wert für $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ entstammt dieser Arbeit.

System [Ref.]	β	γ	χ_0^+/χ_0^-	δ	α	ν	η
MF/Landau [37]	0.5	1	–	3	Sprung	0.5	0
2D-Ising [35]	0.125	1.75	37.69	15	log.	1	0.25
3D-Ising [41]	0.325	1.241	4.8–5.07	4.816	0.11	0.63	0.032
3D-XY [41]	0.345	1.316	–	4.810	-0.008	0.705	0.033
3D-Heisenberg [41,42]	0.3645	1.3866	5.41	4.803	-0.116	0.7054	0.034
Volumen							
Fe [43]	0.389	1.33	–	4.35	-0.1	–	–
Co [44]	0.42	1.23	–	–	0.65	–	–
Ni [45]	0.394	1.337	–	4.39	–	–	–
Gd [46]	0.37	1.25	–	4.39	–	–	–
Fe/W(110)							
1 ML [10]	0.134	2.8	–	–	–	–	–
1.7 ML [13]	0.13	1.74	–	14	–	–	–
Fe/W(100)							
1.6 ML [11]	0.22	5	–	–	–	–	–
Cr₃Fe [47]	0.31	1.39	–	5.5	–	–	–
(Fe₂/V₅)₅₀ [18,48]	0.31	1.72*	–	–	–	–	–
Ni/Cu(100)							
1.6 ML [49]	0.26	–	–	–	–	–	–
4.2 ML [48]	0.38	–	–	–	–	–	–
5 ML [49]	0.36	–	–	–	–	–	–
Ni/W(110)							
2–4 ML [39,40]	0.13	–	–	–	–	–	–
7.5 ML [39,40]	0.29	–	–	–	–	–	–
6.5–8 ML [15,29]	–	1.24	–	–	–	–	–
Gd/W(110)							
100 ML [9,50]	–	1.235	–	–	–	–	–

Tabelle 2.2: Auswahl berechneter und experimentell bestimmter Werte kritischer Exponenten und des universellen Amplitudenverhältnisses χ_0^+/χ_0^- im Volumen und in dünnen Filmen. Eine Sammlung der Werte für Volumenfestkörper findet sich in [51].

Rahmen dieser Arbeit wurde jedoch festgestellt, daß es aufgrund der Schärfe des Phasenüberganges notwendig ist, $\chi(\varepsilon)$ bis auf $\varepsilon = 10^{-4}$ zu messen (s. auch Abb. 2.2) und daß die Anpassung eines Potenzgesetzes lediglich für reduzierte Temperaturen unterhalb 10^{-2} sinnvoll ist. So sind die kritischen Bereiche für die Magnetisierung und die spezifische Wärme mit $\varepsilon < 10^{-3}$ wesentlich schmaler als für $\chi(\varepsilon)$ selbst.

2.2 Die magnetische Wechselfeldsuszeptibilität

Die Magnetisierung \mathbf{M} eines Festkörpers ist generell eine Funktion des äußeren Feldes \mathbf{H} :

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}. \quad (2.26)$$

Die *Response*- bzw. Antwortfunktion χ beschreibt dabei die Änderung in \mathbf{M} durch die äußere Störung \mathbf{H} , d. h. daß die magnetische Suszeptibilität nach Glg. (2.26) die Stärke und die Richtung der Magnetisierung einer Probe in einem äußeren magnetischen Feld angibt. Für die in dieser Arbeit dargestellten Ergebnisse wurde χ im magnetischen Wechselfeld $H(t) = \hat{H} \cos(\omega t)$ gemessen, wobei \hat{H} die Modulationsamplitude und ω die Anregungsfrequenz des Wechselfeldes bedeuten. Die temperatur-, feld- und frequenzabhängige Suszeptibilität $\chi = \chi(T, H(t))$ ist dabei eine komplexe Größe, die durch einen dispersiven Anteil χ' und einen absorptiven Beitrag χ'' beschrieben wird (s. auch Kap. 3.3):

$$\chi = \chi' + i\chi''. \quad (2.27)$$

Thermodynamisch streng wird die Suszeptibilität definiert als *Nullfeldsuszeptibilität*, d. h. als Differentialquotient $\partial M / \partial H$ im Grenzfall $H = 0$:

$$\chi(T) = \left. \frac{\partial M(T)}{\partial H} \right|_{H=0}. \quad (2.28)$$

Die Messung im Nullfeld ($H = 0$) ist experimentell durch die Kompensation statischer Restfelder möglich (s. Kap. 3.3). ∂H nach Glg. (2.28), gleichbedeutend mit $\hat{H} \rightarrow 0$, ist im Experiment lediglich durch die Verwendung magnetischer Wechselfelder mit sehr kleinen Modulationsamplituden $\hat{H} \leq 250$ mOe realisierbar. $\chi(T)$ ist dabei gegeben durch die Steigung der Magnetisierungskurve $M(H)$ (s. Kap. 6). Die

magnetische Suszeptibilität ist im allgemeinen ein Tensor zweiter Stufe:

$$\underline{\underline{\chi}} = \begin{pmatrix} \chi_x & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_y & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_z \end{pmatrix}. \quad (2.29)$$

Die Diagonalelemente χ_x , χ_y und χ_z sind die longitudinalen Suszeptibilitäten entlang der kristallographischen Richtungen. Zwischenrichtungen werden über die transversalen Komponenten χ_{xy} beschrieben, für die \mathbf{M} nicht parallel zu \mathbf{H} steht. Die in dieser Arbeit verwendete Meßgeometrie ist lediglich auf die Komponenten parallel zur Filmebene sensitiv. Die Suszeptibilität wird deshalb im folgenden stets als Skalar $\chi(T) = \chi_z(T)$ behandelt.

Frequenzabhängigkeit

Die Frequenzabhängigkeit von χ läßt sich nach [37,52] über die *Kramers–Kronig-Relationen* zwischen Dispersion $\chi'(\omega)$ und Absorption $\chi''(\omega)$ beschreiben:

$$\chi'(\omega) - \chi'(\infty) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\tilde{\omega} \frac{\tilde{\omega}\chi''(\tilde{\omega}) - \omega\chi''(\omega)}{\tilde{\omega}^2 - \omega^2} \quad (2.30)$$

$$\chi''(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\tilde{\omega} \frac{\tilde{\omega}(\chi'(\tilde{\omega}) - \chi'(\omega))}{\tilde{\omega}^2 - \omega^2} \quad (2.31)$$

Hier wird deutlich, daß Dispersion und Absorption keineswegs voneinander unabhängige Größen sind. So kann über die Kenntnis der vollständigen Frequenzabhängigkeit von z. B. $\chi''(\omega)$ diejenige von $\chi'(\omega)$ eindeutig bestimmt werden. Grundsätzlich lassen sich dabei abhängig von ω zwei Arten von Experimenten unterscheiden: (i) Resonanzexperimente, für die ω in der Größenordnung der Anregungsfrequenzen des zu untersuchenden Systems (MHz, GHz) liegen. Dort werden elektronische Übergänge z. B. zwischen einzelnen Zeeman-Niveaus erzeugt, die über das Absorptionssignal detektiert werden (Elektronenspin Resonanz (ESR), Ferromagnetische Resonanz (FMR)). (ii) Quasistatische Experimente, deren Frequenzen im Bereich einiger weniger Hz bis kHz liegen. In diesem Frequenzbereich wird die Suszeptibilität im Grundzustand gemessen. In dieser Arbeit wurde die quasistatische Suszeptibilität stets bei $\omega = 213.38$ Hz als Funktion der Temperatur untersucht. Durch die Verwendung solch kleiner Frequenzen ist gewährleistet, daß dem

System innerhalb der Zeitkonstanten $\tau = 1/\nu = (2\pi)/\omega$ ausreichend Zeit bleibt, dem äußeren Wechselfeld instantan zu folgen. Der Realteil $\chi'(T)$ ist in Phase, der Imaginärteil $\chi''(T)$ um 90° phasenverschoben zum externen Magnetfeld. Im folgenden wird die Frequenzabhängigkeit der Suszeptibilität vernachlässigt.

Beiträge zur Suszeptibilität

$\chi(T)$ setzt sich i. allg. aus verschiedenen Einzelbeiträgen zusammen:

$$\chi(T) = \chi_{fm}(T) + \chi_{pm}(T) + \chi_{dia} + \chi_{Pauli} + \chi_{spm,afm} . \quad (2.32)$$

Die ferromagnetischen ($\chi_{fm}(T)$) und paramagnetischen ($\chi_{pm}(T)$) Anteile von $\chi(T)$ sind beide temperaturabhängig, wohingegen sowohl die diamagnetische Suszeptibilität der Leitungselektronen (χ_{dia}) als auch die Pauli-Suszeptibilität der Leitungselektronen (χ_{Pauli}) konstante, temperaturunabhängige Beiträge liefern, die sich teilweise sogar kompensieren. $\chi_{pm}(T)$ divergiert für $T \rightarrow T_C^\pm$ nach Glg. (2.15) und kann in ultradünnen Filmen Werte bis zu 10^4 SI annehmen. Demgegenüber werden für Volumenkristalle lediglich Signale im Bereich 1–10 SI beobachtet. Der ferromagnetische Anteil $\chi_{fm}(T)$ tritt unterhalb T_C auf und liegt in derselben Größenordnung wie $\chi_{pm}(T)$. Im Gegensatz zu $\chi_{pm}(T)$ und $\chi_{fm}(T)$, werden die beiden Beiträge χ_{dia} und χ_{Pauli} aus Glg. (2.32) im Experiment zwar gemessen. Sie sind jedoch um viele Größenordnungen kleiner und liefern lediglich einen konstanten Untergrund in der temperaturabhängigen Messung der Wechselfeldsuszeptibilität. So sind diese Anteile im vorliegenden Fall nicht relevant für die Bestimmung der Curietemperatur und des kritischen Verhaltens. Der letzte Summand in Glg. (2.32) faßt zusätzliche Beiträge wie z. B. superparamagnetische und antiferromagnetische Anteile, zusammen. Für die in dieser Arbeit untersuchten Systeme sind diese Anteile jedoch nicht relevant.

Paramagnetische Suszeptibilität

Im Rahmen der MFA läßt sich das Verhalten eines Ferromagneten über die Brillouinfunktion beschreiben. Für $J \approx 1/2$ (z. B. Ni) vereinfacht sich diese zu [36,53]

$$\frac{M(x)}{M} = N\mu \cdot \tanh(x) \quad (2.33)$$

mit

$$x = \frac{\mu\mu_0}{k_B T} \cdot (H + \lambda M) . \quad (2.34)$$

N ist die Anzahl der Atome pro Volumen der Einheitszelle und λ die Molekularfeldkonstante. Daraus läßt sich das Curie–Weiss–Gesetz der Suszeptibilität eines Ferromagneten ableiten:

$$\chi(T) = \frac{N\mu_0\mu_{eff}^2}{3k_B(T - T_C)} = \frac{C}{T - T_C} \quad (2.35)$$

mit $T_C = C/\lambda$ und dem effektiven magnetischen Moment μ_{eff} . Daraus folgt die Divergenz von $\chi(T)$ für $T \rightarrow T_C^+$. Das magnetische Moment trägt hierbei im Gegensatz zu Magnetisierungsmessungen quadratisch zum Suszeptibilitätssignal bei.

Ferromagnetische Suszeptibilität

Unterhalb T_C wird die Suszeptibilität dominiert durch einen ferromagnetischen Beitrag $\chi_{fm}(\varepsilon)$, der durch Domänen [50] und die effektive Anisotropie K_{eff} erzeugt wird:

$$\chi_{fm}(\varepsilon) = C_{fm} \frac{M^2(\varepsilon)}{\mu_0 K_{eff}(\varepsilon)}, \quad (2.36)$$

wobei C_{fm} eine durch Drehprozesse von Domänen bestimmte Konstante ist. Als Anisotropieenergie bezeichnet man den Unterschied zwischen energetisch günstigen Kristallrichtungen, entlang derer sich die Magnetisierung spontan einstellt (leichte Richtung), und weniger günstigen Richtungen (harte Richtung). Ursache hierfür sind die Spin–Bahn– und die Dipol–Dipol–Wechselwirkung. K_{eff} ist für $T \rightarrow T_C^-$ stark temperaturabhängig und kann nahe T_C durch ein effektives Potenzgesetz

$$K_{eff}(\varepsilon) = K_0(-\varepsilon)^\kappa \quad (2.37)$$

mit $\kappa = l(l + 1)/2$ beschrieben werden. Nach Callen und Callen [54] verschwindet $K_{eff}(\varepsilon)$ temperaturabhängig (und abhängig von der Symmetrie des Systems (l)) schneller als die Magnetisierung. Glg. (2.37) hat dennoch lediglich phänomenologischen Charakter, da sie ein Verschwinden von K_{eff} bei T_C impliziert. Es ist jedoch offensichtlich, daß z. B. ein Ising–Paramagnet oberhalb der Curietemperatur ein kritisches Verhalten aufweist, daß eindeutig durch die uniaxiale Anisotropie des Systems bestimmt ist. Darüberhinaus wurden sowohl für Volumen–Gd [55] als auch für das System Gd/W(110) endliche Anisotropien oberhalb T_C nachgewiesen[†]. Für tiefe Temperaturen weit unterhalb T_C ist die meßbare Suszeptibilität Null, da sich die Magnetisierung durch ein endliches Feld der Größe ∂H

[†]Nach [56] kann die Volumenanisotropie des Gd als sog. Einzel–Ionen–Anisotropie interpretiert werden

nicht bewegen läßt. Erst für $\partial H \geq K_{eff}$ tritt ein endliches Suszeptibilitätssignal mit einem Maximum (Hopkinson–Maximum) nahe T_C auf (s. auch Kap. 5). Eine quantitative Bestimmung der Anisotropie aus Suszeptibilitätsmessungen mit Hilfe von Glg. (2.37) ist prinzipiell möglich, macht jedoch die Kenntnis sowohl von $M(T)$ in einem schmalen Temperaturbereich nahe T_C als auch des dimensionslosen Faktors C_{fm} notwendig. C_{fm} ist darüberhinaus lediglich für den Volumenfestkörper und Polykristalle bekannt [57].

Korrekturen der experimentellen Suszeptibilität

Im Experiment wird beobachtet, daß die gemessene Suszeptibilität $\chi(\varepsilon)$ nahe T_C nicht divergiert. Sie unterscheidet sich von der internen Suszeptibilität der Probe, die nach Glg. (2.15) einem Potenzgesetz folgt. Limitierende Faktoren (s. hierzu [14,15]), die zum Auftreten einer bei T_C endlichen Suszeptibilität führen und gleichzeitig die Schärfe des Phasenübergangs beeinflussen sind (i) Versetzungen im Film und die Homogenität der Probe, (ii) die Eindomänigkeit ultradünner Filme, (iii) eine endliche Sättigungsmagnetisierung sowie (iv) die Größe des externen Magnetfeldes und die daraus resultierende Magnetfeldabhängigkeit der Suszeptibilität nach Glg (2.16). Eine große Rolle spielt dabei die Existenz von Entmagnetisierungsfeldern H_{entm} , Anisotropiefeldern H_{an} und Austauschfeldern H_{ex} . Diese führen bei der Messung der Wechselfeldsuszeptibilität zu signifikanten Unterschieden zwischen dem extern angelegten Feld $H(t)$ der Amplitude \hat{H} (inkl. statischen Restfeldern H) und dem internen Feld H_{int} der magnetischen Probe:

$$H_{int} = \hat{H} - H_{entm} + H_{an} - H_{ex} - H_{stat} \quad (2.38)$$

$$= \hat{H} - N_{\parallel,\perp}M + \frac{2K_{eff}}{\mu_0 M} - \frac{H_{ex}}{M} - \frac{H_{stat}}{M}. \quad (2.39)$$

Ein Entmagnetisierungsfeld entsteht dabei durch nicht kompensierte magnetische Dipole an der Oberfläche der Probe und ist dem äußeren Feld entgegengerichtet. Für abgeplattete Rotationsellipsoide (Probenform ultradünner Filme) läßt sich ein Entmagnetisierungstensor definieren:

$$\underline{\underline{N}} = \begin{pmatrix} N_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & N_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & N_{\perp} \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

mit $\text{Sp}(\underline{N}) = 2N_{\parallel} + N_{\perp} = 1$. N_{\parallel} und N_{\perp} sind die Entmagnetisierungsfaktoren in der Filmebene bzw. senkrecht dazu. Diese hängen stark von der Probengeometrie ab [33]. Unter Berücksichtigung der genannten zusätzlichen internen und externen Felder ist eine Korrektur von $\chi(\varepsilon)$ insbesondere für Entmagnetisierungseffekte für die kritische Analyse im Rahmen des Potenzgesetzes (2.15) unbedingt erforderlich. Mit Glg. (2.38) ergibt sich daher für $\chi(\varepsilon)$ der allgemeine Ausdruck [15]:

$$\chi(\varepsilon) = \left(\frac{1}{\chi_{int}(\varepsilon)} + N_{\parallel} - \frac{2K_{eff}(\varepsilon)}{\mu_0 M^2(\varepsilon)} + \frac{H_{ex} + H}{M(\varepsilon)} \right)^{-1}. \quad (2.41)$$

Zur Veranschaulichung der Bedeutung der Entmagnetisierungskorrektur nach Glg. (2.41) zeigt Abb. 2.2 eine Simulation der internen Suszeptibilität $\chi'_{int}(\varepsilon)$, die dem Potenzgesetz aus Glg. (2.15) folgt und divergiert. $\chi'_{int}(\varepsilon)$ ist in absoluten Einheiten als Funktion der reduzierten Temperatur für drei verschiedene Exponenten γ im Rahmen der MFA ($\gamma = 1.0$) sowie des 2D- ($\gamma = 1.75$) und 3D-Ising-Modells ($\gamma = 1.25$) bei fester experimentell bestimmter, kritischer Amplitude $\chi_0^+ = 0.024$ dargestellt (s. auch Kap. 5). Die Amplitude χ_0^- für $T < T_C$ ergibt sich aus dem bekannten Amplitudenverhältnis für das jeweilige Modell. Neben der offensichtlich wichtigen Korrektur der experimentellen Suszeptibilität ist eine kritische Analyse des Potenzgesetzes aufgrund der Schärfe des Phasenübergangs nur unterhalb reduzierter Temperaturen von $\varepsilon = 10^{-2}$ aussagekräftig, da die Halbwertsbreite von $\chi'_{int}(\varepsilon)$ sehr viel kleiner als $\varepsilon = 3 \cdot 10^{-3}$ ist. Dies ergibt bei $T_C = 300$ K ein Suszeptibilitätssignal, das wesentlich schmaler als 1 K ist. Im Experiment beobachtet man dagegen abhängig vom untersuchten System Signale mit einer Halbwertsbreite zwischen 1 K und 50 K.

Für Systeme mit bei T_C vernachlässigbarer Anisotropie und Austauschwechselwirkung läßt sich N_{\parallel} aus der Divergenz der internen Suszeptibilität bei der Curie-temperatur über

$$\chi'_{int}(T \rightarrow T_C) \rightarrow \infty \implies \chi(T_C) = \frac{1}{N_{\parallel}} \quad (2.42)$$

bestimmen. Mit der Kenntnis von N_{\parallel} kann die experimentell bestimmte Suszeptibilität dann korrigiert werden (s. Kap. 5.2). N_{\parallel} ist sehr klein für ultradünne Filme. Phänomenologisch läßt sich nach Zijlstra [58] die Größenordnung von N_{\parallel} abschätzen zu:

$$N_{\parallel} = \frac{\pi d}{4D} - \left(\frac{d}{D} \right)^2 \approx \frac{\pi d}{4D}, \quad D \gg d, \quad (2.43)$$

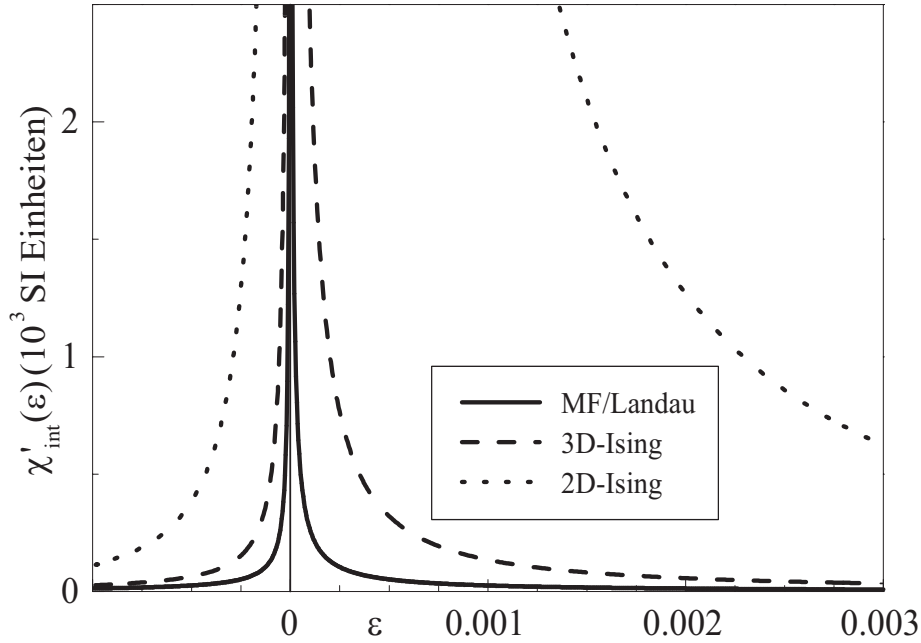


Abbildung 2.2: Simulation der temperaturabhängigen Suszeptibilität nach Glg. (2.15). Dargestellt ist die interne Suszeptibilität $\chi'_{int}(\varepsilon)$ in absoluten Einheiten als Funktion der reduzierten Temperatur für die Molekularfeldtheorie ($\gamma = 1$) und das 2D- ($\gamma = 1.75$) und 3D-Ising-Modell ($\gamma = 1.25$) mit $\chi_0^+ = 0.024$ bestimmt für $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ (s. Kap. 5). χ_0^- ergibt sich durch Berücksichtigung des entsprechenden Amplitudenverhältnisses (Tab. 2.2).

wobei D den Durchmesser und d die Dicke des Films bedeuten. Für ultradünne Filme mit einer Dicke d von einigen Å und einem Durchmesser D von 5 mm errechnet sich daraus ein N_{\parallel} in der Größenordnung von 10^{-7} . Experimentell bestimmte Entmagnetisierungsfaktoren sind in der Regel um 3–4 Größenordnungen größer, da Glg. (2.43) lediglich einen geometrischen Entmagnetisierungsfaktor beschreibt. Ein interner Anteil erzeugt durch Korngrenzen, Versetzungen, Fremdatome und Rauigkeit des Films liefert zusätzlich einen wesentlich größeren Beitrag (s. Kap. 5.2). Nach $2N_{\parallel} + N_{\perp} = 1$ gilt für den senkrechten Anteil von \underline{N} nunmehr $N_{\perp} \approx 1$, woraus sich für senkrecht magnetisierte Filme ein maximales Suszeptibilitätssignal in der Größenordnung von 1 errechnet, das sich im Experiment nicht mehr beobachten läßt. In dieser Arbeit wurden ausschließlich in der Ebene magnetisierte Filme untersucht, sodaß hier lediglich der Entmagnetisierungsfaktor parallel zur Filmoberfläche N_{\parallel} eine Rolle spielt.

Kapitel 3

Experimentelle Methoden

Dieses Kapitel enthält eine Einführung in alle in dieser Arbeit verwendeten Meßmethoden. Dazu gehören die Charakterisierung und Oberflächenanalyse von Substratkristallen und ultradünnen Filmen ebenso wie die Messung der Wechselfeldsuszeptibilität als Funktion der Temperatur mittels Gegeninduktionsmeßbrücke *in situ* im Ultrahochvakuum (UHV). Zu Beginn wird eine generelle Einführung in UHV-Experimente und die in dieser Arbeit benutzte UHV-Apparatur gegeben.

3.1 UHV-Experimente

Die Präparation und Untersuchung der physikalischen Eigenschaften ultradünner magnetischer Filme stellt schon allein aus technischen Gründen eine Herausforderung dar, da es dazu unerlässlich ist unter UHV-Bedingungen zu arbeiten. So wird zum einen sichergestellt, daß die Oberfläche wenige Atomlagen dünner Filme nicht mit atmosphärischen Restgasen, hauptsächlich Sauerstoff und Kohlenstoff in Form von CO und CO₂, kontaminiert wird. Eine Untersuchung dünner Filme *ex situ* wäre alternativ denkbar, ist allerdings lediglich durch Aufbringen einer Deckschicht aus z. B. Cu oder Au möglich, die das magnetische System inert gegen Kontamination macht. Es ist aber bekannt, daß Deckschichten den Magnetismus stark beeinflussen und z. B. die Curietemperatur herabsetzen [15]. Zur ungestörten Untersuchung ultradünner ferromagnetischer Schichten hoher Qualität ist das UHV also notwendig. Zum anderen ist es im UHV möglich, Schicht für Schicht eines Mehrlagensystems (Drei- und Multilagen) sukzessive auf das Substrat aufzubringen und ebenso zu vermessen. So kann z. B. die Curietemperatur des Systems Cu_n/Co/Cu(100) in

Abhängigkeit der Cu-Deckschichtdicke untersucht werden (s. Kap. 4).

Eine UHV-Apparatur besteht generell aus einer kommerziellen UHV-Kammer, in die alle zur Präparation und Untersuchung einkristalliner dünner Schichten erforderlichen Komponenten integriert sind. Dies bringt jedoch zum einen erhebliche Schwierigkeiten mit sich, da alle experimentellen Komponenten UHV-kompatibel sein müssen. Andernfalls ergäben sich vakuumtechnische Probleme und der Basisdruck im Bereich von 10^{-11} mbar würde unter Umständen nicht erreicht. Zum anderen verursacht ein solcher *in situ*-Aufbau aufgrund des größeren benötigten Volumens der UHV-Kammer zusätzliche Kosten. Insbesondere die Integration experimenteller Komponenten zur Messung magnetischer Eigenschaften stellt hierbei eine große Herausforderung dar. Für die in dieser Arbeit genutzte UHV-Kammer wurde deshalb ein alternativer Ansatz gemacht, der im folgenden detailliert beschrieben wird.

Die in dieser Arbeit genutzte UHV-Kammer ist in Abb. 3.1 dargestellt. Sie wurde von Farle ursprünglich für FMR-Experimente aufgebaut [8]. Das Kernstück der Apparatur ist ein Quarz-Metall-Übergang, der aus einem Edelstahlflansch und einem Finger aus nichtmagnetischem Quarzglas [59] besteht und die Schnittstelle zwischen Präparationsebene und der eigentlichen Meßebe mit der Gegeninduktionsmeßbrücke bildet. Dieser Aufbau birgt dabei den Vorteil, daß sich die Probe *in situ* im UHV befindet, während der eigentliche Meßaufbau jedoch außerhalb des Vakuums aufgebaut ist. Im Innern der Kammer befinden sich ein *Cylindrical Mirror Analyser* (CMA) zur Durchführung der Augerelektronen-Spektroskopie (AES) sowie eine 2-Gitter *Backview* (LEED)-Optik zur Bestimmung der Oberflächenreinheit und -symmetrie von Substrat und Dünnschichtprobe. Eine Ionenkanone (*Sputter Gun*) in Kombination mit einem Leckventil zur gezielten Dosierung von Ar dient zur Reinigung des Substrates und zum Entfernen nicht mehr benötigter dünner Filme. Ein Vierfachverdampfer ermöglicht die Präparation dünner Filme und von Mehrschichtsystemen. Zur Dickenbestimmung werden sowohl die AES, die Beugung mit Elektronen mittlerer Energie (MEED) als auch eine Quarzmikrowaage verwendet. Das UHV mit einem Basisdruck von $5 \cdot 10^{-11}$ mbar wird durch Evakuierung der Kammer mittels einer Turbomolekularpumpe (300 l/s), einer Ionengetterpumpe, eines Vorpumpstandes und einer Titansublimationspumpe nach dem Ausheizen der Kammer bei ca. 150 °C und dem Ausgasen aller Komponenten nach maximal 2–3 Tagen erreicht. Der Vorpumpstand, bestehend aus einer Turbomolekularpumpe

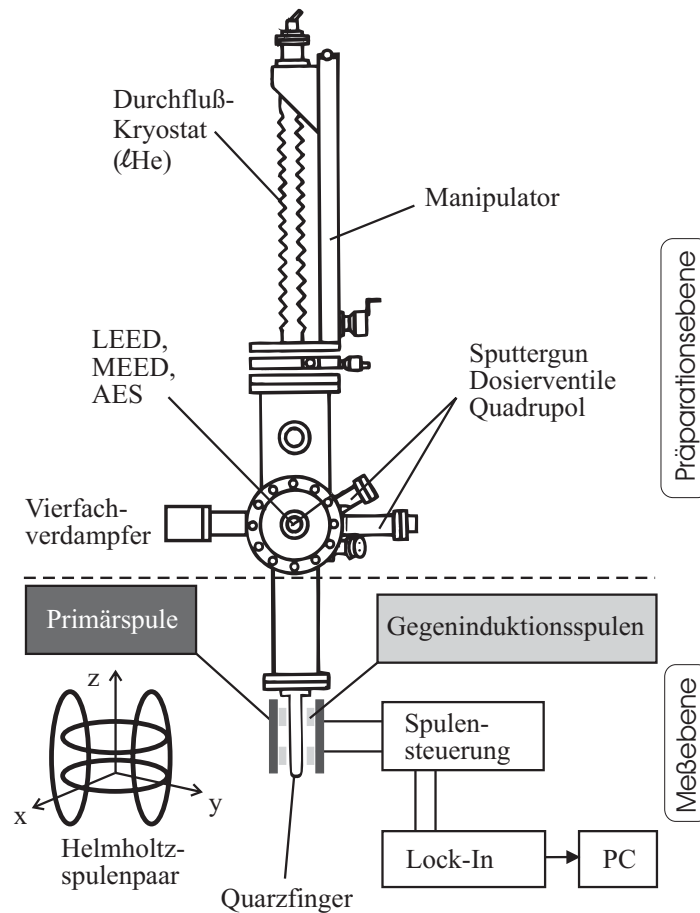


Abbildung 3.1: Aufbau der UHV-Kammer bestehend aus Präparationsteil (oben) und Meßebene (unten). Alle zur Präparation und Charakterisierung der Proben notwendigen UHV-Komponenten sind bezeichnet. Die Gegeninduktionsmeßbrücke befindet sich in der Meßebene um den Quarzfinger angeordnet. Ein Paar von Helmholtzspulen dient zur Kompensation statischer Restfelder. Die Temperatur kann über einen ℓHe -Kryostaten variiert werden.

(70 l/s) und einer Membranpumpe, dient dabei zur Erzeugung des Vorvakuums von $1 \cdot 10^{-6}$ mbar. Mithilfe eines Druckmeßgerätes (*Ion Gauge*) und eines Quadrupolmassenfilters wird der Kammerdruck überwacht. Gleichzeitig dient der Quadrupol zur Analyse des Restgases und wird zur Leckdetektion mit He-Gas verwendet. Über ein Paar von Helmholtzspulen werden statische Restfelder bis auf kleiner 10 mOe kompensiert. Dazu gehören das Erdmagnetfeld (ca. 0.5 Oe) und statische Felder, die sowohl durch Ionengetter- und Turbopumpe als auch durch Schweißnähte an

der Kammer selbst erzeugt werden.

Mit Hilfe des Manipulators kann die Probe in z -Richtung um ± 50 cm und in xy -Richtung jeweils um ± 1 cm bewegt werden. Zur Durchführung magnetischer Messungen wird die Probe mittels des Manipulators in den Quarzfinger gebracht. Ein im Rahmen meiner Diplomarbeit [29] installierter ℓ He-Durchflußkryostat [60] ermöglicht Messungen der temperaturabhängigen Wechselfeldsuszeptibilität in einem großen Temperaturbereich zwischen 60 und 650 K. Das indirekte Heizen der Probe über ein im Kühlfinger des Kryostaten befindliches Filament bietet entscheidende Vorteile gegenüber einer direkten resistiven Heizung (s. dazu [29]). Höhere Temperaturen, die zur Präparation einkristalliner Substrate wie z. B. Cu (800 K) oder W (2500 K) benötigt werden, können durch eine Elektronenstoßheizung, über ein W-Filament, realisiert werden. Dazu ist abhängig vom Substrat das Anlegen eines Potentials von bis zu 1500 V und damit eine elektrische Isolation des Probenhalters (PH) (s. Anhang A.2) vom Manipulator durch ein dünnes Saphirplättchen (\varnothing 0.25 mm) erforderlich. Der beim Kühlen der Probe (P) auftretende Temperaturgradient von ca. 56 K entsteht zum einen durch die elektrische Isolation zwischen Probenhalter und Kühlfinger des Kryostaten ($T_{\text{He}} = 4.2$ K, $T_{\text{PH}} \approx 25$ K, direkt am Übergang zum Kühlfinger), zum anderen durch die spezielle Aufhängung der Probe in einer W-Drahtschleife (\varnothing 0.3 mm, $l = 2 - 4$ cm, $T_{\text{P}} \approx 60$ K). Diese ist aufgrund der speziellen Quarzfingergeometrie notwendig, bedingt jedoch eine relativ große Distanz zwischen Probe und Probenhalter. Allerdings werden dadurch zusätzliche Wirbelstromverluste durch unnötiges Material im Quarzfinger und damit im Spulensystem vermieden. Nichtsdestotrotz stellt dieser Aufbau zur Messung der temperaturabhängigen Suszeptibilität aufgrund des größeren zugänglichen Temperaturbereiches und der größeren Empfindlichkeit eine große Verbesserung gegenüber früheren experimentellen Realisierungen [15] dar.

Die eigentliche Temperaturmessung erfolgt über ein Thermopaaerelement. Im vorliegenden Fall wurde ein ($\text{W}_{95}\text{Re}_5/\text{W}_{74}\text{Re}_{26}$)-Thermoelement verwendet, das sich hauptsächlich durch seine große Temperaturstabilität bis 2500 K sowie eine große Genauigkeit im Temperaturbereich 200–400 K auszeichnet. Das Thermoelement wird isoliert durch den Manipulator direkt bis in ein in die Probe erodiertes Loch geführt, wodurch ein guter thermischer Kontakt zur Probe gewährleistet ist. Das Thermoelement muß nach dem Einbau unter Verwendung geeigneter Fixpunkte wie der Temperaturen flüssigen Heliums ($T_{\text{He}} = 4.2$ K), flüssigen Stickstoffes

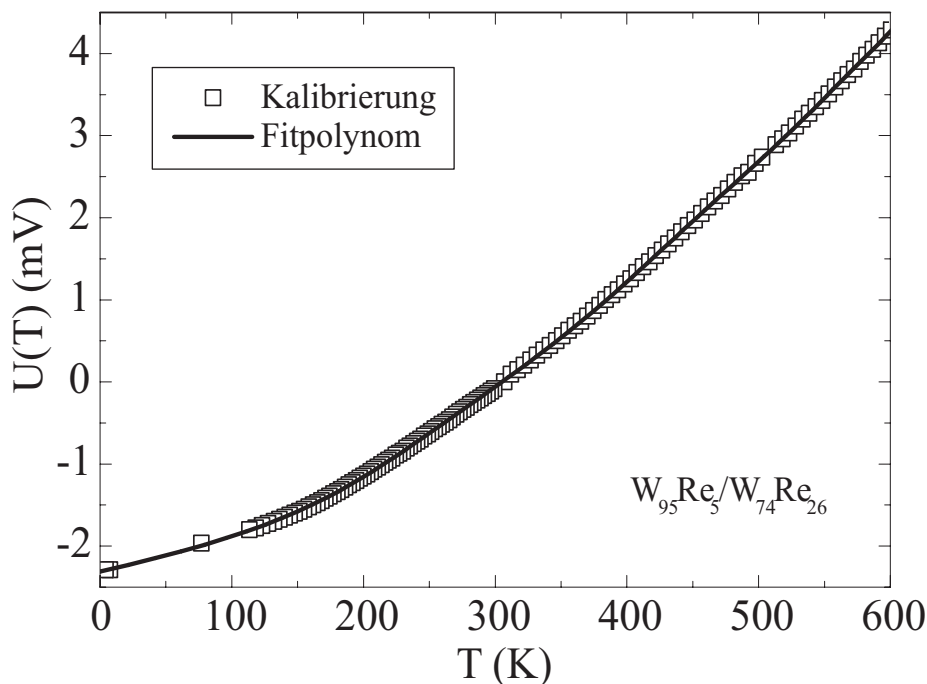


Abbildung 3.2: $U(T)$ -Kennlinie eines Typ C ($W_{95}Re_5/W_{74}Re_{26}$)-Thermoelements. Zur Kalibrierung wurden zusätzlich der Schmelzpunkt von Wasser (273.15 K) sowie die Temperatur flüssigen Stickstoffes (77 K) und flüssigen Heliums (4.2 K) als Fixpunkte gewählt. Die durchgezogene Linie stellt die Anpassung eines Polynoms 9. Grades an die Meßdaten dar.

($T_{N_2} = 77$ K) und Eiswassers ($T = 273.15$ K) sowie mit Hilfe eines zweiten Thermoelements (NiCr/NiAl) zunächst kalibriert werden. Dazu wurden $U(T)$ -Kennlinien aufgenommen (s. Abb. 3.2). Der absolute Fehler der Temperaturbestimmung beträgt ca. 4–5 K und ergibt sich aus der Bestimmung der Referenztemperatur (Eiswasser), der Thermospannung an der Durchführung ins UHV und des Fehlers der Eichung des Thermopaars. Der absolute Fehler in T ist jedoch für die Untersuchung kritischer Phänomene nahe T_C nicht relevant. Lediglich dem relativen Fehler von 50 mK bedingt durch die Auflösung des Thermoelementes kommt hier Bedeutung zu. Dieser entspricht einer relativen Genauigkeit in der reduzierten Temperatur von $\varepsilon = (T - T_C)/T_C \approx 1 \cdot 10^{-4}$ bei $T_C = 300$ K.

Für die temperaturabhängige Messung der Wechselfeldsuszeptibilität wurden früher üblicherweise Temperaturraten von 1–2 K/min oder größer verwendet [15,61]. Dies entspricht Temperaturvariationen während der Messung von 17–34 mK/s. Im

Rahmen dieser Arbeit wurde festgestellt (s. Kap. 5), daß für solche Temperaturraten, abhängig vom untersuchten System, Artefakte im Suszeptibilitätssignal auftreten können, die die Messung verfälschen. Deshalb wurde in dieser Arbeit die Temperaturrate um den Faktor drei auf 5 mK/s verringert, sodaß die *wahre* Suszeptibilität bei T_C gemessen wird. Die kleinste auflösbare Änderung in T beträgt dabei $\varepsilon = 1.7 \cdot 10^{-5}$ bei einer Zeitkonstanten von 1 s und Raumtemperatur. Der für die Messungen der Wechselfeldsuszeptibilität verwendete Probenhalter wurde im Rahmen dieser Arbeit konstruiert und zeichnet sich im Vergleich zu früheren Probenhaltern durch eine größere Wärmeleitfähigkeit und vermindertes Rauschen aus (s. Anhang A.2).

3.2 Probenpräparation und Oberflächenanalyse

Das System $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$

Die Präparation dünner Filme der $3d$ -Übergangsmetalle erfordert zunächst die Wahl eines geeigneten* einkristallinen Substrates. In dieser Arbeit wurde ein $\text{Cu}(100)$ -Einkristall (Dicke 3 mm, \varnothing 5 mm) verwendet. Nach dem Einbau der Probe in das UHV muß dieselbe gereinigt und für das anschließende Aufbringen der Co-Filme präpariert werden. Im Falle von $\text{Cu}(100)$ wird die Probe in wiederholten Sputterzyklen (Ionenätzen) bei Raumtemperatur in Ar-Atmosphäre ($p_{\text{Ar}} = 1 \cdot 10^{-6}$ mbar, 1–3 keV) gereinigt und bei ca. 850 K für 10 min getempert. Durch das Tempern werden Fremdatome aus dem Volumen an die Oberfläche transportiert und dort durch Beschuß mit Ar^+ -Ionen entfernt. Gleichzeitig verbessert sich die einkristalline Ordnung und die Oberfläche wird geglättet. Mithilfe von AES und LEED wird die Reinheit und Symmetrie der Oberfläche kontrolliert. Die Sputterzyklen werden solange wiederholt, bis sich sowohl scharfe LEED-Beugungsreflexe ausbilden als auch die Kontamination der Oberfläche mit O und C im AES-Spektrum nicht mehr vom Rauschen zu unterscheiden ist. Die daraus resultierende Restkontamination durch O beträgt ca. 10^{-3} Monolagen (ML). Um das Substrat nach Beendigung der Messung wieder für die Präparation eines neuen dünnen Filmes vorzubereiten, reicht in

*Geeignet bedeutet hier, ein Element als Substrat zu verwenden, dessen Gitterkonstante eine geringe Abweichung zu derjenigen des Filmmaterials zeigt, sodaß eine geringe Fehlanpassung und daraus eine geringe Verspannung des Filmes resultiert.

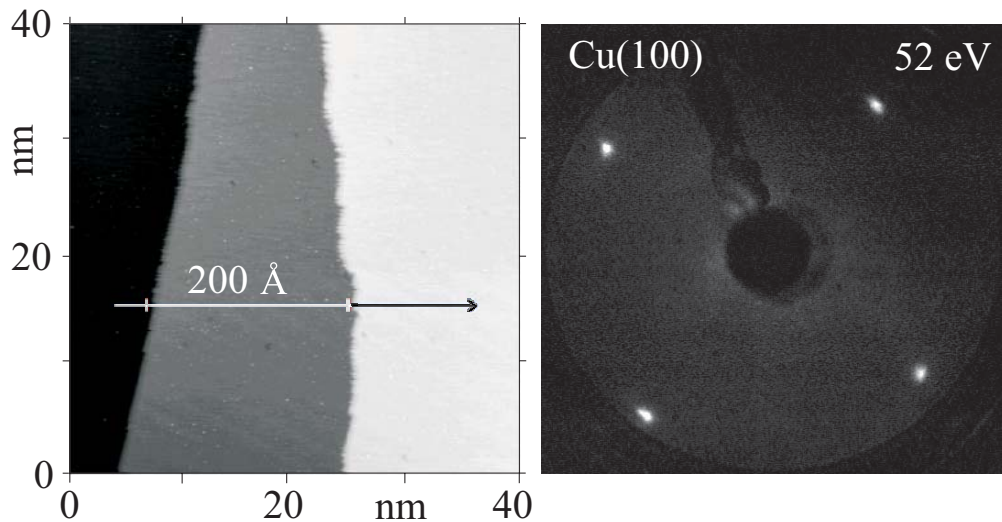


Abbildung 3.3: Charakterisierung des Cu-Substrates. Links: $40 \times 40 \text{ nm}^2$ STM-Aufnahme. Man erkennt eine flache Substratoberfläche mit monoatomaren Stufen ($a = 1.74 \text{ \AA}$) bei einer Terrassenbreite von ca. 200 \AA . Rechts: LEED-Aufnahme der ersten Beugungsordnung bei 52 eV . Die Elementarzelle des quadratischen fcc-Gitters ist deutlich zu erkennen.

der Regel ein Sputterzyklus aus. Abb. 3.3 (links) zeigt eine Rastertunnelmikroskop (STM)-Aufnahme des so präparierten Cu(100)-Einkristalls. Man erkennt eine glatte Oberfläche, die sich durch 200 \AA breite Terrassen auszeichnet. Eine quantitative Auswertung mit Hilfe eines Linienscans quer zu den Stufenkanten des Substrates zeigt (weißer Pfeil), daß die Terrassen durch monoatomare Stufen ($a = 1.74(10) \text{ \AA}$) voneinander getrennt sind. Dies entspricht einem Fehlschnitt der (100)-Oberfläche von ca. 0.5° . Der so bestimmte Lagenabstand ist etwas kleiner als der für das Cu-Volumen berechnete Abstand der (100)-Oberfläche von 1.81 \AA und resultiert aus einer Kontraktion der obersten Cu-Lage. Dies konnte durch $I(V)$ -LEED Messungen nachgewiesen werden [62]. Abb. 3.3 (rechts) zeigt eine LEED-Aufnahme der ersten Beugungsordnung desselben Cu(100)-Kristalls bei 52 eV . Die scharfen (1×1) -Reflexe deuten auf eine geringe Oberflächenrauigkeit hin. Elliptisch verbreiterte Spots treten vornehmlich bei gestuften Substraten (Fehlschnitt einige Grad, Terrassenbreite einige 10 \AA) durch Beugung an den Stufenkanten auf [29].

Die in dieser Arbeit gemessenen dünnen Co-Filme wurden auf das präparierte einkristalline Substrat durch Elektronenstoßverdampfung aufgebracht. Dazu wird

hochreines Co aus einem dünnen Stab (\varnothing 2 mm) mittels eines W- oder Ta-Filamentes und durch das Anlegen einer Hochspannung (2 kV) verdampft und durch eine (gerichtete) thermische Drift auf das Substrat gebracht. Sowohl bei Verdampfung von einem Stab (Co) als auch aus einem Tiegel (Cu) muß zunächst das Verdampfmaterial getempert werden, um Verunreinigungen zu beseitigen. Dies nimmt je nach Material und Reinheit unterschiedlich lange Zeit in Anspruch. Für Fe, Co und Ni beträgt die Ausgaszeit durchschnittlich einige Stunden. Erst nach dem vollständigen Ausgasen stellt sich eine konstante Verdampftrate ein, die über den Emissionsstrom des Filamentes geregelt wird. Die Aufdampftrate lag bei allen in dieser Arbeit präparierten dünnen Filmen bei 1–2 ML/min. Der Druck in der UHV-Kammer ist dabei entscheidend für die Präparation ausgezeichneter dünner Filme und überstieg für Co nie $p = 8 \cdot 10^{-11}$ mbar, für Cu niemals $p = 2 \cdot 10^{-10}$ mbar.

Unterschiedliche nächste Nachbarabstände für Cu (2.56 Å) und Co (2.50 Å) bedingen eine Fehlanpassung des Co-Films auf dem Substrat von 2.3% und führen dabei zu pseudomorphem Wachstum bis zu 15 ML Schichtdicke [62,63]. Unter der Annahme einer Erhaltung des Volumens der Einheitszelle wird die durch das pseudomorphe Wachstum entstehende Expansion des Co in der Filmebene durch eine Kontraktion senkrecht dazu ausgeglichen (tetragonale Verzerrung). Für das präparierte Co/Cu(100)-System wurde dann die Suszeptibilität gemessen. Anschließend wurden dünne Cu-Filme durch Verdampfung aus einem Tiegel (meist aus Ta, W oder AlO₂) als Deckschichten präpariert und abermals die Suszeptibilität gemessen.

Wie bereits eingangs erwähnt, kommt der Schichtdickenbestimmung bei der Untersuchung magnetischer Eigenschaften eine große Bedeutung zu, da sowohl die Curietemperatur selbst schichtdickenabhängig ist [15] als auch Deckschichten das T_C stark beeinflussen [64] (s. auch Kap. 4). Die Schichtdicke ist dabei insbesondere zur Kalibrierung des Suszeptibilitätssignals wichtig. Resultate einzelner Suszeptibilitätsmessungen können dabei nur durch Eichung in SI-Einheiten bei gleichzeitiger Kenntnis der Schichtdicke verglichen werden (s. Kap. 4). In der UHV-Kammer stehen im wesentlichen drei Methoden zur Bestimmung der Schichtdicke zur Verfügung: LEED, AES und eine Quarzmikrowaage[†]. Hier wurde die AES zur Schichtdickenkalibrierung herangezogen. Diese nutzt den Augereffekt [66], bei dem durch Be-

[†]MEED (s. z. B. [28,65]) als Kombination aus LEED und der Augerelektronenkanone ist eine alternative Möglichkeit zur Bestimmung der Dicke dünner Filme. Diese wurde im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht verwendet.

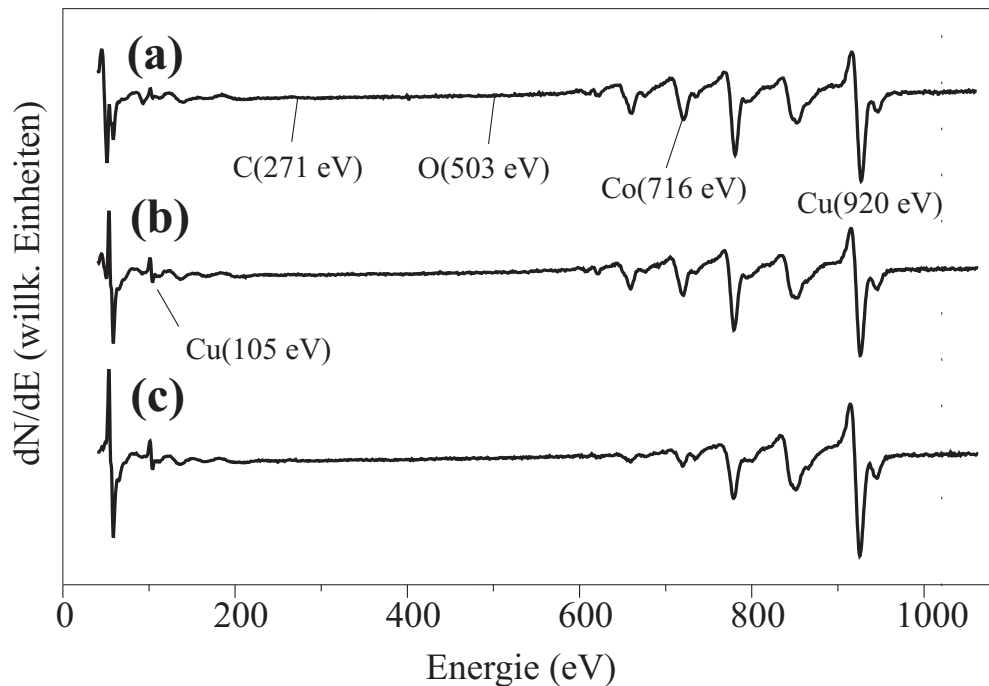


Abbildung 3.4: Ausgewählte Augerspektren für (a) 2 ML Co/Cu(100) und denselben Film bedeckt mit einer (b) 2 ML Cu- respektive einer (c) 3 ML Cu-Deckschicht. Innerhalb des Rauschens wird keine Verunreinigung durch C (271 eV) und O (503 eV) festgestellt.

schuß der Probe mit hochenergetischen Elektronen (3 keV, 1.2 mA) zunächst ein Atom der Substrat- oder Filmoberfläche durch Entfernen eines Elektrons aus einer inneren Schale ionisiert wird. Anschließend kann entweder ein Elektron aus einer höheren Schale das entstandene Rumpfloch auffüllen, wodurch ein Röntgenphoton (Röntgenfluoreszenz) entsteht, oder ein Elektron der äußeren Schale füllt das Rumpfloch strahlungslos und die freigesetzte Energie wird auf ein Elektron einer weiter außen liegenden Schale abgegeben, welches das Atom dann als Augerelektron verläßt. Die Augerelektronen werden mit Hilfe eines CMA energieselektiv detektiert [67]. Dabei treten energieabhängig Maxima in der Ableitung der Augeramplitude $dN(E)/dE$ auf ($N(E)$ ist die Zahl der emittierten Augerelektronen), die für jedes Element aufgrund der Eindeutigkeit der Energie des Rumpfniveaus charakteristisch sind. Aufgrund dieser Elementspezifität und der großen Oberflächenempfindlichkeit (10^{-3} ML für O) dient die AES zusätzlich zur Bestimmung der Kontamination des Substrats bzw. dünner Filme. Abb. 3.4 zeigt Augerspektren für einen sauberen 2 ML

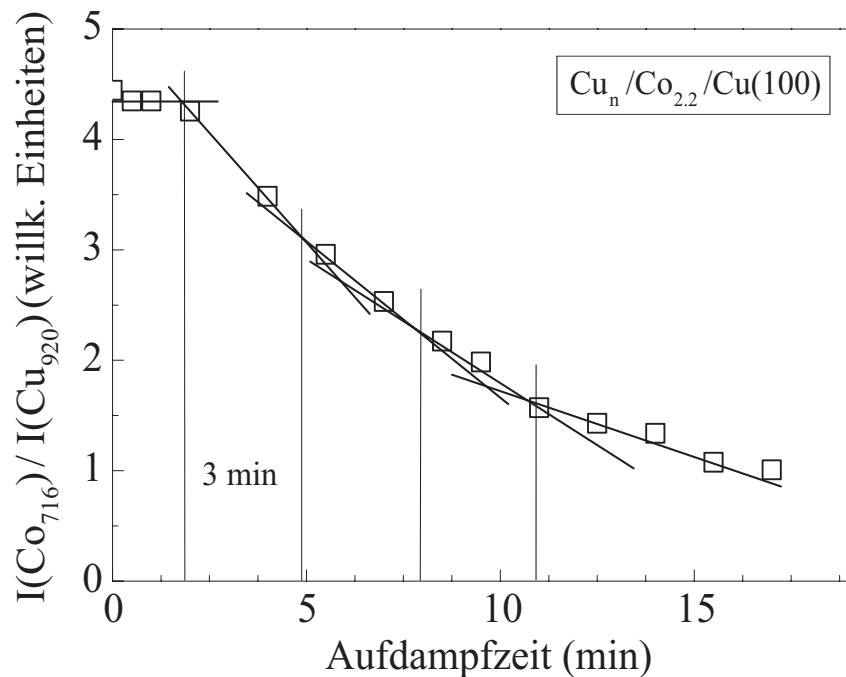


Abbildung 3.5: Verhältnis der Augeramplituden für $\text{Cu}_n/\text{Co}_{2.2}/\text{Cu}(100)$ zur Bestimmung der Aufdampfrate. Änderungen in der Steigung (*kinks*) treten bei Komplettierung einer Monolage auf. Die daraus bestimmte Aufdampfrate beträgt 3 min/ML.

Co/Cu(100)–Film (a) und dasselbe System nach der Präparation einer 2 ML (b) und 3 ML Cu–Deckschicht (c). Da die Zahl der Augerelektronen $N(E)$ proportional zur Anzahl der angeregten Atome in der Oberfläche ist, kann aus dem Verhältnis der Augeramplituden ausgewählter Augerpeaks des Substrates und des dünnen Filmes (hier Cu(920 eV)/Co(716 eV)) die Schichtdicke bestimmt werden. Dazu werden die Intensitäten dieser Augerpeaks vor und nach Präparation eines Filmes verglichen und das Verhältnis derselben als Funktion der Aufdampfzeit aufgetragen. Dies ist in Abb. 3.5 für die Präparation der Cu–Deckschichten dargestellt. Es ist deutlich eine starke exponentielle Dämpfung des Verhältnisses der Augerintensitäten mit der Aufdampfzeit zu erkennen. Bei Komplettierung einer vollen Monolage wird bei lagenweisem Wachstum eine Steigungsänderung (*kinks*) beobachtet. Dies ist durch die durchgezogenen Linien dargestellt. Aus Abb. 3.5 wurde die Aufdampfrate zu 3 min/ML bestimmt. Eine Schwierigkeit bei der Schichtdickenkalibrierung mittels AES ist dabei, daß eine Änderung des Wachstumsmodus (s. das Wachstumsmodell

von Bauer [68,69]), also z. B. ein Übergang von lagenweisem Wachstum zu dreidimensionalem Inselwachstum, die Interpretation ebenso verfälschen kann wie Interdiffusion an Grenzflächen. Abb. 3.5 zeigt dies deutlich. Bis ca. 1.5 min ist keine Änderung der Augeramplitude zu erkennen. Dies deutet klar darauf hin, daß bei Deposition einer Cu-Deckschicht zunächst Austauschprozesse an der Grenzfläche zu Co stattfinden bevor die eigentliche erste Cu-Lage wächst. Aufgrund der jahrelangen Erfahrung unserer Arbeitsgruppe mit der Bestimmung der Schichtdicken dünner Fe-, Co- und Ni-Filme konnten die in dieser Arbeit gewonnenen Amplitudenverhältnisse aus der AES direkt mit früheren Kalibrierungen verglichen werden. Zusätzlich wurde die Schichtdicke mittels einer Quarzmikrowaage kontrolliert, deren Funktionsweise in [29] eingehend beschrieben ist.

Das System $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$

Die $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilagen wurden in Uppsala (Schweden) von P. Blomquist mit Hilfe der Sputterdeposition auf einem einkristallinen MgO(001)-Substrat präpariert. Dabei werden die einzelnen Fe- und V-Schichten in einer Argonatmosphäre von $p_{\text{Ar}} = 4 \cdot 10^{-3}$ mbar bei 630 K *in situ* im UHV aufgebracht [70–72]. In Abb. 3.6 ist die Fe/V-Multilage schematisch dargestellt. Sie besteht aus jeweils 2 ML Fe getrennt durch 5 ML V bei einer Wiederholrate von 50, bedeckt mit einer ca. 1 nm dünnen Schutzschicht aus Palladium. Die Dicke der Fe- (≈ 2.8 Å) und V-Schichten (≈ 7 Å) in ML wird in dieser Arbeit ebenso wie die Wiederholrate als Index des Elementssymbols angegeben. Die Fe-Filme ($a = 2.87$ Å) wachsen epitaktisch[‡] um 45° gedreht auf dem MgO-Substrat ($a = 4.21$ Å) auf (Fe[110] parallel MgO[010] in der Ebene). Die daraus resultierende Fehlanpassung beträgt dadurch lediglich 3.6%. Die Verspannung des Systems Fe/V hängt dabei von der Konzentration beider Elemente ab. Die mittlere Rauigkeit an den Grenzflächen Fe/V beträgt ± 1 Å. V wächst bis zu einer Dicke von ca. 16 ML lagenweise auf, bei höheren Schichtdicken beobachtet man dreidimensionales Inselwachstum [73]. In Abb. 3.7 ist die Intensität der reflektierten Röntgenstrahlung (Cu_{K_α}) als Funktion des Winkels θ

[‡]Epitaktisch bedeutet, daß es eine Korrelation des Wachstums zwischen dem Substrat und dem dünnen Film gibt. Pseudomorphes Wachstum ist ein Spezialfall des epitaktischen Wachstums, bei dem der Film mit der Gitterkonstante des Substrates meist verspannt aufwächst. In beiden Fällen versucht das System die Fehlanpassung bzw. Verspannung des Filmes gegenüber dem Substrat zu minimieren. Im Falle von Fe/V wird dies durch die hier beschriebene Drehung um 45° erreicht.

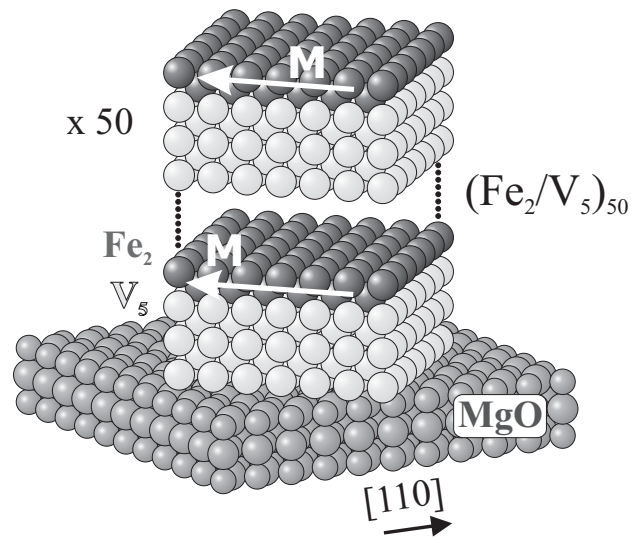


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilage bestehend aus jeweils 2 ML dicken ferromagnetischen Fe-Schichten getrennt durch eine nichtmagnetische 5 ML V-Schicht mit insgesamt 50 Wiederholungen. Die Magnetisierung befindet sich in der Ebene der Fe-Schichten.

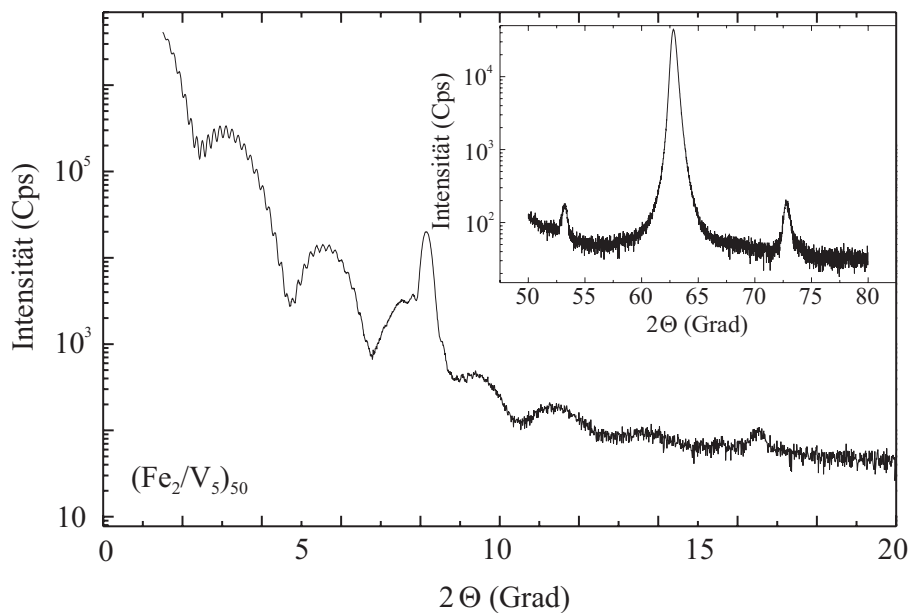


Abbildung 3.7: Winkelabhängige Röntgenbeugung an $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$.

dargestellt [70]. θ bezeichnet dabei den Winkel zur Filmebene. Aus der Periode der sog. Kiessig-Oszillationen [74] bei kleinen Winkeln (streifender Einfall), die durch Interferenz zwischen Multilage/Luft und Multilage/Substrat zustande kommen, läßt sich die Gesamtdicke der Multilage bestimmen. Oszillationen größerer Periode in diesem Winkelbereich rühren von der dünnen Palladium-Schutzschicht her. Aus dem für große θ auftretenden (002)-Braggpeak (Inset von Abb. 3.7) kann die senkrechte, über alle Lagen gemittelte Gitterkonstante zu $a_{\perp} = 2.93 \text{ \AA}$ bestimmt werden. Der gemittelte Lagenabstand beträgt demnach $a_{\perp}/2 = 1.465 \text{ \AA}$. Die Satelliten links und rechts des (002)-Braggpeaks rühren von der periodischen Lagenstruktur der Multilage her.

3.3 Die Messung der *ac*-Suszeptibilität

In dieser Arbeit wird die *ac*-Suszeptibilität mit Hilfe einer Gegeninduktionsmethode gemessen. Das Herzstück stellt eine modifizierte Hartshorn-Brücke [75] dar, deren Konstruktion auf Stetter [9] zurück geht. In Kombination mit dem bereits erwähnten Quarzfinger bietet diese experimentelle Realisierung gegenüber kommerziellen Suszeptometern den entscheidenden Vorteil, ultradünne Filme *in situ* im UHV präparieren und messen zu können, bei gleichzeitig minimalem technischen Aufwand bezüglich der magnetischen Messung, da sich der Gegeninduktionsspulen-Aufbau außerhalb des Vakuums befindet. Ein weiterer Unterschied ist die Verwendung sehr kleiner Modulationsamplituden des magnetischen Wechselfeldes im Bereich von mOe (s. unten). Das Spulensystem wurde bereits mehrfach hinsichtlich der Spulengeometrie [61] sowie durch den Einbau einer kontinuierlich veränderbaren Modulationsamplitude in die Spulensteuerung [15] modifiziert.

Nach der Präparation der Filme wird die Probe über den Manipulator in den Quarzfinger gebracht. Die Probe selbst befindet sich im UHV. Abb. 3.8 zeigt einen Schnitt durch den experimentellen Aufbau. An der Primärspule liegt die Spannung $U_P(\hat{H}, \omega_0)$ an. Diese erzeugt ein zum durch die Spule fließenden Strom proportionales magnetisches Wechselfeld

$$H(t) = \hat{H} \cos(\omega_0 t). \quad (3.1)$$

Dieses liegt parallel zur Filmoberfläche in *z*-Richtung an. Zunächst induziert das Primärfeld in den beiden identischen Sekundärspulen einen Strom abhängig von der Permeabilität μ des Stoffes im Innern der Spulen. Nach dem Induktionsgesetz

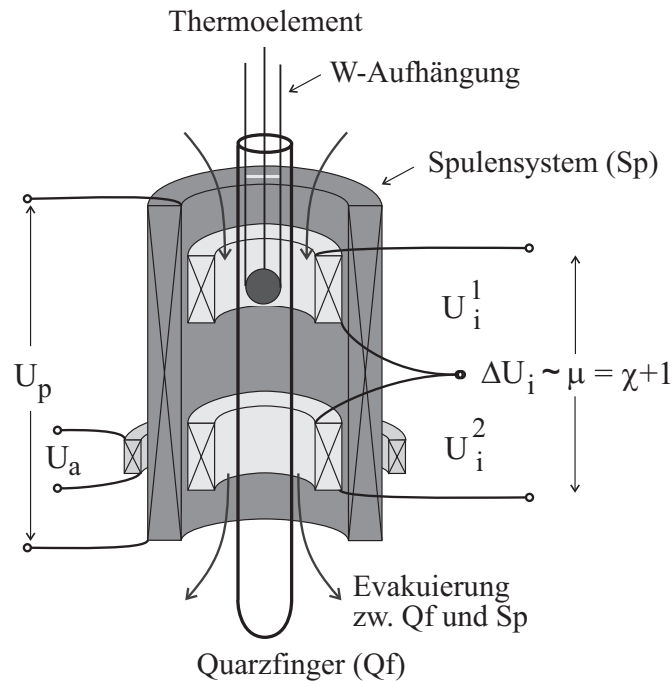


Abbildung 3.8: Schnitt durch das Gegeninduktionsspulensystem. Die Probe hängt in einer W-Drahtschleife und befindet sich im Inneren der oberen Sekundärspule. Ein Thermoelement dient zur Messung der Temperatur direkt an der Probe. Die Evakuierung des Luftraumes zwischen Quarzfinger und Spulensystem verhindert Konvektion und damit Temperaturdriften während der Messung. Erklärung siehe Text.

ist die induzierte Spannung unter Berücksichtigung der Spulengeometrie (Zahl der Windungen $n = 3000$, eingeschlossene Fläche A , Füllfaktor ξ) und der Suszeptibilität $\chi = \mu - 1$ der Probe, allgemein gegeben durch

$$U_i^{1,2} = -i\omega_0 \mu_0 n A (\chi \xi + 1) \hat{H} e^{i\omega_0 t}, \quad (3.2)$$

proportional zur Frequenz ω_0 und zur Amplitude \hat{H} des Wechselfeldes. Ohne Probe, also für $\chi, \xi = 0$, werden in beiden Spulen identische Spannungen induziert, die sich kompensieren. Das eigentliche Meßsignal ist dabei die Differenz ΔU_i der Induktionssignale $U_i^{1,2}$ der Sekundärspulen nach Glg. (3.2). Diese sollte ohne Probe exakt Null sein. Da die beiden Sekundärspulen zum einen jedoch nicht exakt identisch gewickelt werden können, zum anderen auch leichte Temperaturschwankungen im Labor das Induktionssignal beeinflussen, muß vor der Messung zunächst

ein Nullabgleich erfolgen. Dies geschieht mittels einer Hilfsspule, die um die untere Sekundärspule angeordnet ist und ein zusätzliches Wechselfeld $H_a(\omega_0, t)$ erzeugt. Bringt man die Probe zur Messung in die obere Sekundärspule, so wird ein endliches Meßsignal

$$\Delta U_i = -i \omega_0 \mu_0 n A \chi \xi \hat{H} e^{i\omega_0 t} \quad (3.3)$$

erzeugt. Ein phasenempfindlicher Lock-In-Verstärker detektiert ΔU_i bei konstanter Phase ϕ und $\phi + \pi/2$ bei der Frequenz $\nu_0 = \omega_0/(2\pi)$. In zwei verschiedenen Kanälen des Lock-In werden dabei das Inphase-Signal U_I und das Außerphase-Signal U_Q

$$U_I \propto \omega_0 \hat{H} \propto \chi' = \left. \frac{\partial M}{\partial H} \right|_{H=0}, \quad (3.4)$$

$$U_Q \propto \omega_0^2 \hat{H} \propto \chi'' \quad (3.5)$$

gleichzeitig ausgelesen. Die korrekte Phaseneinstellung ist aufwendig und in [9] beschrieben. Die Wichtigkeit einer solchen Phaseneinstellung wird dadurch deutlich, daß eine am Lock-In auf $\pm 0.5^\circ$ falsch eingestellte Phase ϕ ein Übersprechen des Außer-Phase-Signals χ'' auf das In-Phase-Signal χ' um fast das Doppelte zur Folge hat [9,15]. Aufgrund des gegenüber χ' um Größenordnungen größeren Außerphase-Signales würde so eine Messung von χ' unmöglich. Die Messung der Suszeptibilität eines dünnen magnetischen Filmes wird durch das Auftreten teilweise großer Untergrundsignale in χ' und in χ'' erschwert. Der Untergrund in χ' entsteht hauptsächlich dadurch, daß zum einen das Substrat – hier Cu – einen komplexen Widerstand darstellt und somit die integral über die ganze Probe ermittelte korrekte Phaseneinstellung am Lock-In-Verstärker nicht dieselbe an der Kristalloberfläche, auf der der Film sitzt, und im Inneren der Probe ist. Dieser Effekt gewinnt jedoch erst bei tiefen Temperaturen unterhalb 150 K an Bedeutung. Zum anderen treten thermische Driften abhängig von der Anfangs- und Endtemperatur der Spulen und der Kühl-/Heizraten an der Probe im Raum zwischen Spulensystem und Quarzfinger bzw. Probe auf und erzeugen durch Konvektion ein weiteres Untergrundsignal. Diese Konvektion kann jedoch durch Evakuierung des Luftraumes zwischen Quarzfinger und Spulensystem weitgehend ausgeschaltet werden (s. Abb. 3.6). Mit dem Absorptionssignal χ'' werden durch Messung der gesamten Probe, also Substrat und Film, große durch das Primärfeld erzeugte Wirbelströme detektiert. χ'' ist somit ein direktes Maß für magnetische Verluste und zeigt für tiefe Temperaturen einen hyperbolischen Anstieg, der sich durch das Ansteigen der elektrischen Leitfähigkeit

der Probe für $T \rightarrow 0$ erklären läßt. Entsprechend ist der Untergrund in $\chi''(T)$ für den in dieser Arbeit verwandten Cu-Einkristall wesentlich größer als für andere Materialien, wie z. B. W oder Re. Das Signal in χ'' ist dabei üblicherweise um zwei bis drei Größenordnungen größer als das Dispersionssignal χ' .

Im allgemeinen wird in der beschriebenen Art und Weise die erste Harmonische $\chi(T) = \chi_1(T)$ der Wechselfeldsuszeptibilität bestimmt. Im Rahmen dieser Arbeit ist es erstmals für ultradünne Ferromagnete gelungen, die höheren Harmonischen zu messen und auf der Basis einer Fourieranalyse auszuwerten. Zur Messung dieser höheren Harmonischen $\chi_n(T)$ der Ordnung n (zur Bedeutung und Analyse der $\chi_n(T)$ s. Kap. 6) wurde die Suszeptibilität dabei für feste Anregungsfrequenz $\nu_0 = 213.38$ Hz bei den Vielfachen $\omega = n\omega_0$ mit $n = 1, 3, 5, \dots$ temperaturabhängig ausgelesen. Die Frequenz ω wurde am Lock-In-Verstärker entsprechend eingestellt. Die einzelnen $\chi_n(T)$ wurden aus technischen Gründen zeitlich nacheinander gemessen. Eine zukünftige alternative Meßmethode wäre die gleichzeitige Bestimmung von $\chi_n(T)$ mit Hilfe eines Synthesizers.

Die Gegeninduktionsmeßbrücke erlaubt im Gegensatz zu anderen Magnetometrie-Methoden, wie z. B. dem magneto-optischen Kerr-Effekt (MOKE), eine Kalibrierung der experimentell bestimmten magnetischen Suszeptibilität in absoluten SI-Einheiten. Dies ist möglich über die Messung der Suszeptibilität einer rein paramagnetischen Substanz bekannter Suszeptibilität und Masse (polykristallines $\text{Gd}_2(\text{SO}_4) \cdot 8\text{H}_2\text{O}$ mit $\chi' = 7.36 \cdot 10^{-11} \text{ m}^{-3}$) [9,29,61]. Idealerweise wird hier kein Absorptionssignal gemessen, $\chi''(T, H) = 0$. Aus dem Dispersionssignal χ' als Funktion der Modulationsamplitude \hat{H} wird ein Kalibrierungsfaktor $\varepsilon = 3.97 \cdot 10^8$ bestimmt (s. Abb. 3.9). Der Fehler der Kalibrierung beträgt ca. 5 %. Mit Hilfe des Ausdrucks

$$\chi', \chi'' = \frac{\varepsilon}{d \cdot \hat{H} \cdot \nu_0 \cdot a} \quad (3.6)$$

lassen sich die Suszeptibilitäten χ' und χ'' in absoluten SI-Einheiten aus der Induktionsspannung ΔU_i in μV bezogen auf die Filmdicke d in ML, \hat{H} in A/m, ω_0 in Hz und den Lagenabstand a in Å berechnen. Im Falle von $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$ beträgt der Lagenabstand $a = 1.73$ Å, für $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ $a = 1.465$ Å (s. Kap. 3.2). Für alle in dieser Arbeit beschriebenen Experimente war $\nu_0 = 213.38$ Hz, um die Suszeptibilität im quasistatischen Grenzfall zu messen und den Wirbelstromuntergrund in χ'' zu minimieren. Die Modulationsamplitude \hat{H} des Wechselfeldes kann im Bereich zwischen 17 mOe und 1.6 Oe kontinuierlich variiert werden. Die Empfindlichkeit

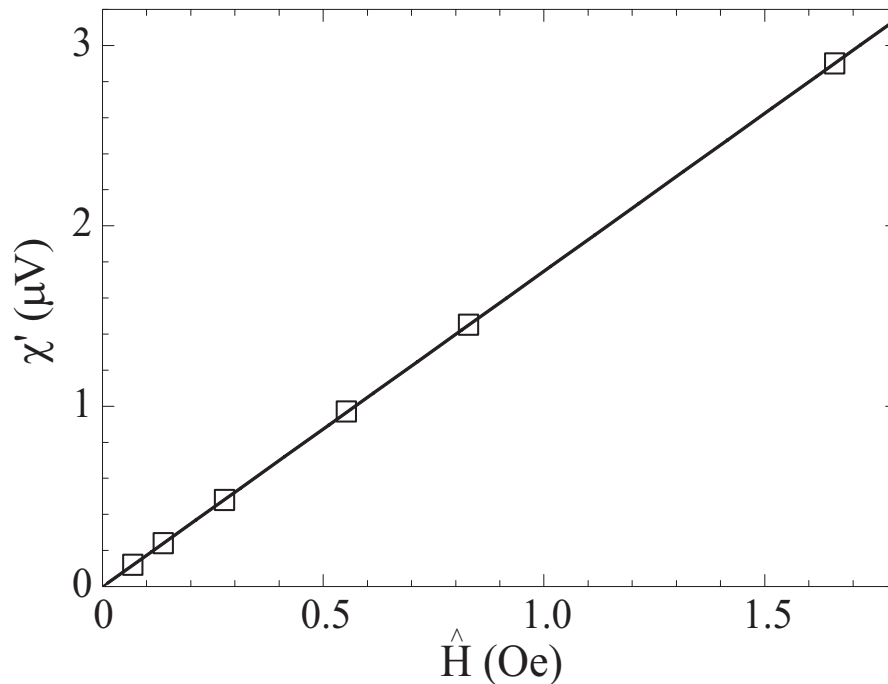


Abbildung 3.9: Kalibrierung des Spulensystems mit rein paramagnetischem Gd-Sulfat bekannter Masse und Suszeptibilität.

der Spulen liegt für $\hat{H} = 270$ mOe bei 12 nV [29]. Dies entspricht bei einer Zeitkonstanten am Lock-In-Verstärker von $\tau_{LI} = 1$ s und einem minimal akzeptablen Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 2:1 ca. 1 ML Ni. Die Empfindlichkeit hängt dabei von verschiedenen Faktoren ab. Wie aus Glg. (3.6) ersichtlich, ist die Empfindlichkeit dabei zum einen begrenzt durch die Modulationsamplitude \hat{H} , die Frequenz ν_0 und die Filmdicke d , sodaß das Suszeptibilitätssignal für $\partial\hat{H} \rightarrow 0$ und/oder $d \rightarrow 0$ verschwindet. Zum zweiten begrenzt der Meßaufbau selbst die Empfindlichkeit durch das thermische Rauschen [76]. Dieses beträgt bei Raumtemperatur immerhin die Hälfte des gesamten Rauschens, ca. 6 nV. Dieser Anteil ließe sich durch Kühlung des Spulenaufbaus mit Hilfe von z. B. Stickstoff-Gas zwar auf die Hälfte (3 nV) verringern. Dies bedeutet jedoch einen immensen technischen Aufwand. Eine Erhöhung der Zeitkonstanten am Lock-In um den Faktor drei auf $\tau_{LI} = 3$ s reduziert das thermische Rauschen auf den gleichen Betrag [29]. Zusätzlich können Erschütterungen des Gebäudes und daraus resultierende Bewegungen der Probe, Temperaturvariationen und elektromagnetische Störungen zusätzlich zum Rauschen beitragen.

Kapitel 4

T_C -Oszillationen von $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$

In diesem Kapitel werden die Resultate der Untersuchung der temperaturabhängigen Wechselfeldsuszeptibilität am Prototyp Einfachschichtsystem $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$ vorgestellt. Für dieses System wurde eine in Abhängigkeit der Dicke n der Cu-Deckschicht oszillierende Curietemperatur T_C vorhergesagt. Dieses Phänomen beruht auf einem der Interlagenaustauschkopplung ähnlichen Effekt der Ausbildung von sog. Quantentrog-Zuständen (*Quantum-Wells*). Allerdings dient hier keine nichtmagnetische Zwischenschicht als Vermittler dieser stehenden Wellen. Vielmehr bilden sich diese an den Grenzflächen Vakuum/Cu-Deckschicht und Cu-Deckschicht/Co-Film aus. Im Gegensatz zur klassischen Abhängigkeit der Curietemperatur von der Schichtdicke der ferromagnetischen Lagen (s. Glg. 2.20), ist dieses Phänomen allein durch den Einfluß der Cu-Deckschicht bestimmt. Die Bedeutung der Schichtdickenabhängigkeit von T_C ist offensichtlich. So kann durch gezielte Veränderung der Schichtdicke ferromagnetischer Lagen bzw. der Cu-Deckschichtdicke die Curietemperatur eines Systems maßgeschneidert werden. Gegenstand dieses Kapitels ist einzig der Nachweis einer in Abhängigkeit von n oszillierenden Curietemperatur. Hierzu wurden bei fester Co-Schichtdicke von 2.2 ML und 2.5 ML sukzessive Cu-Deckschichten der Dicke von 1–6 ML präpariert und gemessen. Aufgrund ihrer Divergenz am Phasenübergang ist die magnetische Suszeptibilität im Gegensatz zu anderen magnetischen Meßmethoden prädestiniert für die Bestimmung der Curietemperatur T_C .

4.1 Die Interlagenaustauschkopplung

Der Effekt einer Interlagenaustauschkopplung zweier ferromagnetischer oder antiferromagnetischer dünner Filme J' über eine nichtmagnetische Zwischenschicht (*spacer*) ist bereits vielfach theoretisch und experimentell für Dreilagenn- und Multilagennsystemen untersucht worden [5,64,77–84]. Grünberg [5] wies dabei eine antiferromagnetische Kopplung erstmals für Fe/Cr/Fe-Vielfachschichten nach. $J' = J'(d)$ oszilliert mit der Dicke des Spacers [77]. Ney *et al.* beobachteten für Co/Cu/Ni/Cu(100)-Dreilagennsystemen darüberhinaus eine oszillierende Curietemperatur für Cu-Zwischenschichtdicken zwischen 2 und 4 ML. Der Effekt der Interlagenkopplung wird jedoch nicht nur in Multilagennsystemen beobachtet sondern ist auch von Systemen, die aus lediglich zwei ferromagnetischen Lagen bestehen, wie im Falle von Co/Cu/Co/Cu(100) bekannt [78,79]. Die oszillatorische Interlagenkopplung $J'(d)$ beruht dabei ebenso wie der als GMR bekannte Riesenmagnetowiderstand [6,7] auf der Ausbreitung der durch die ferromagnetischen Lagen spinpolarisierten Elektronen im Spacer.

Qualitativ unterscheidet sich die Interlagenaustauschkopplung also nicht vom bekannten quantenmechanischen Potentialtopf, in dem sich stehende Wellen (*Quantum-Wells*) ausbilden. Für diesen gilt im Grenzfall großer Breiten $d \rightarrow \infty$ für die Energieänderung:

$$\Delta E(d) = \frac{\hbar^2 k_F}{2\pi m_e} |R|^2 \frac{1}{d} \sin(2k_F d), \quad (4.1)$$

wobei k_F die Wellenzahl der freien Elektronen der Masse m_e an der Fermikante und $|R|$ den Reflexionskoeffizienten an den Potentialkanten bedeuten. Offensichtlich ist die Periode $(2\pi)/(2k_F)$ dabei durch die Wellenzahl und die Amplitude durch den Reflexionskoeffizienten bestimmt. Wichtig ist, daß zu diesen Oszillationen hauptsächlich Elektronen nahe der Fermikante beitragen, die dort in ihrer Bewegungsfreiheit eingeschränkt sind.

Offensichtlich ist ein solches *electron confinement* in Systemen wie den oben beschriebenen zu erwarten, da die Elektronen im metallischen, nichtmagnetischen Spacer zwar frei beweglich sind (Elektronensee), an den Grenzflächen zu den ferromagnetischen Lagen jedoch reflektiert werden. Dabei ist unter anderem die Qualität der Grenzfläche für die Stärke der Kopplung ausschlaggebend. Die Elektronen des Spacer-Materials befinden sich also ebenfalls in einem Potentialtopf der Breite d ,

die in diesem Fall die Dicke der Zwischenschicht beschreibt. Allerdings sind die Potentiale an den Grenzflächen spinabhängig, d. h. unterschiedlich für Spin–auf (\uparrow) und Spin–ab (\downarrow) Elektronen. Zusätzlich resultiert ein Drehmoment [85]. Je nach der Dicke des Spacers findet man Bereiche ferromagnetischer und antiferromagnetischer Interlagenkopplung. Die Oszillation von $J'(d)$ kann also in analoger Weise zu Glg. (4.1) beschrieben werden. Der allgemeine Ausdruck für die Interlagenkopplung ist gegeben durch

$$J'(d) \propto \frac{1}{d^2} \sum_j \Delta R_a \Delta R_b \sin(k_{F\perp,j} d + \varphi_j) \cdot f(T). \quad (4.2)$$

ΔR_a und ΔR_b sind die spinabhängigen Reflexionskoeffizienten der beiden Grenzflächen zwischen ferromagnetischer Schicht und Spacer, deren Spin–Asymmetrie die Stärke der Kopplung bestimmt, wohingegen die Periode der Oszillation von der Form der Fermifläche über $k_{F\perp,j}$ abhängt. Die Funktion $f(T)$ ist mit den Magnetisierungen der beiden ferromagnetischen Schichten verknüpft und beschreibt die Temperaturabhängigkeit der Kopplung [64]. So hängt die Interlagenkopplung nicht nur von der Dicke des Spacer–Materials sondern auch direkt von den Magnetisierungen der ferromagnetischen Lagen ab [64]. Es ist daher zu erwarten, daß charakteristische Größen, die den Magnetismus beschreiben, wie z. B. die Curietemperatur T_C oder die Anisotropie in solchen Systemen ebenfalls oszillatorischen Charakter besitzen.

4.2 Die Schichtdickenabhängigkeit von T_C

Theoretische Vorhersage

Kudrnovský *et al.* [86] sagen einen der Interlagenaustauschkopplung ähnlichen Effekt für das System $\text{Cu}_n/\text{Co}_1/\text{Cu}(100)$ voraus, das lediglich aus einer ferromagnetischen Co–Schicht besteht. Die Oszillationen der Kopplung rühren dort von spinpolarisierten Elektronen in der nichtmagnetischen Cu–Deckschicht her, die unterschiedliche Reflexionskoeffizienten an der Grenzfläche zur ferromagnetischen Schicht und an der Vakuumseite spüren. Für dasselbe System wurde experimentell bereits eine mit der Dicke der Cu–Deckschicht oszillierende Anisotropie gefunden [87]. Die Bedeckung eines Co–Filmes mit einer Deckschicht aus Cu führt zu einer Reduktion der magnetischen Momente an der Oberfläche durch die Hybridisierung mit den Cu–Bändern [88]. Es ist bekannt, daß dieser Effekt die Curietemperatur von Co/Cu(100)

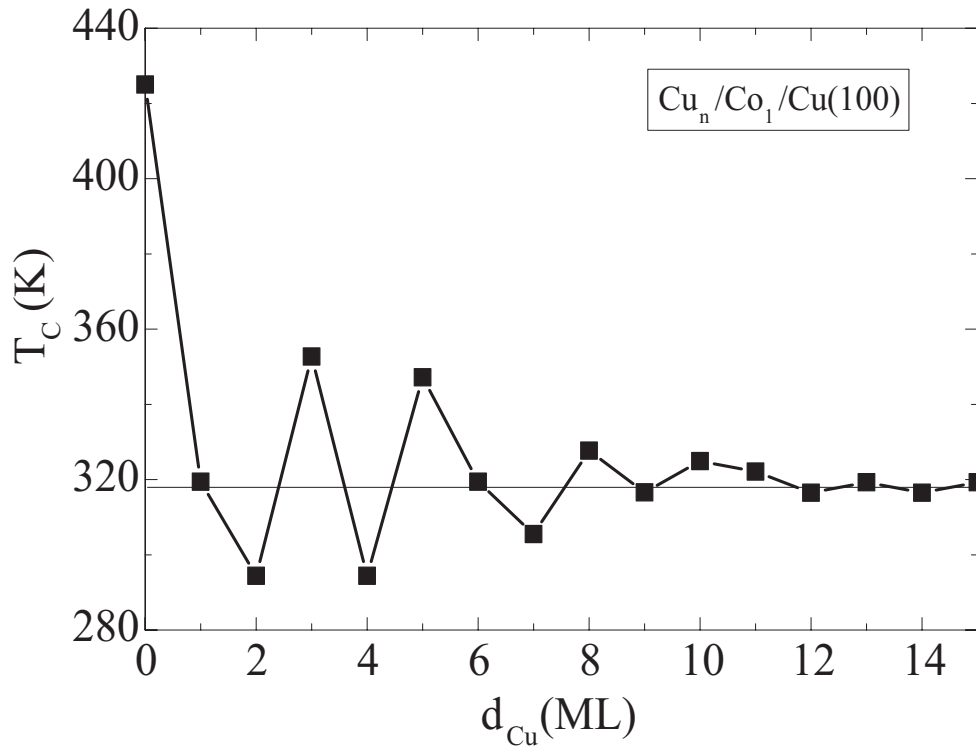


Abbildung 4.1: Im Rahmen einer Greens-Funktionen-Theorie berechnete Curietemperatur T_C von $\text{Cu}_n/M_1/\text{Cu}(100)$ als Funktion der Cu-Deckschichtdicke. Die durchgezogene Linie zeigt das T_C des Systems mit einer unendlich dicken Deckschicht an. Das T_C des unbedeckten 1 ML Co-Films beträgt 426 K. Nach [30].

stark herabsetzt [89]. Pajda *et al.* [30] sagten theoretisch eine oszillierende Curietemperatur für die zweidimensionalen, ferromagnetischen Systeme $\text{Cu}_n/M_1/\text{Cu}(100)$, mit $M=\text{Co,Fe}$, voraus. Die Indizes bezeichnen im folgenden die Schichtdicke in ML. Im Rahmen einer Greens-Funktionen-Theorie (GF-RPA), die im Gegensatz zur einfachen Molekularfeld-Theorie (MFA) kollektive Anregungen wie z. B. Spinwellen berücksichtigt, berechneten die Autoren die Curietemperatur des Systems als Funktion der Cu-Deckschichtdicke [30]. Dies ist in Abb. 4.1 dargestellt. Ein unbedeckter 1 ML Co-Film auf Cu(100) besitzt demnach ein T_C von 426 K. An dieser Stelle wird zunächst eine Einschränkung vorgenommen. Es ist bekannt, daß insbesondere die im Rahmen einer MFA berechneten Curietemperaturen aufgrund der Vernachlässigung von Spinwellenanregungen im allgemeinen viel zu hohe Werte für T_C besitzen. Ob-

wohl die nach der GF-RPA ermittelten Werte für T_C um eine Größenordnung kleiner sind, ist das für 1 ML Co berechnete T_C viel zu groß. Experimentell wird für einen 1 ML Co- oder Fe-Film eine Curietemperatur von 100–200 K erwartet (s. auch 4.2). Selbst über die Berücksichtigung zweidimensionaler Spinfluktuationen, die in gekoppelten Systemen (das hier nicht vorliegt) zu einer Erhöhung in T_C um 80–100 K führen können, ist eine solche Diskrepanz in T_C nicht zu erklären. Deshalb wird die Größe von T_C bzw. die Amplitude der theoretisch berechneten Curietemperatur im folgenden vernachlässigt. So wird lediglich der Nachweis einer solchen Oszillation erbracht und das Hauptaugenmerk im wesentlichen auf die Periode und die Einhüllende der oszillatorischen Curietemperatur gelegt.

Die Wechselfeldsuszeptibilität von $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(001)$

Die temperaturabhängige Wechselfeldsuszeptibilität ist für die Bestimmung von T_C aufgrund ihrer Divergenz am Phasenübergang prädestiniert. Im folgenden wird auf die Schichtdickenabhängigkeit der Curietemperatur näher eingegangen.

Die Abb. 4.2 und 4.3 stellen die Resultate der Messung der temperaturabhängigen Wechselfeldsuszeptibilität für zwei ausgewählte Filmserien $\text{Cu}_n/\text{Co}_{2.5}/\text{Cu}(100)$ und $\text{Cu}_n/\text{Co}_{2.2}/\text{Cu}(100)$ im Wechselfeld der Amplitude bei $\hat{H} = 140$ mOe respektive bei $\hat{H} = 70$ mOe dar. Aufgetragen ist der Realteil $\chi'(T)$ in absoluten SI-Einheiten als Funktion der Temperatur. Hierzu wurden die Cu-Deckschichten der Dicke von 1–6 ML bei fester Co-Schichtdicke sukzessive präpariert und anschließend gemessen. Hier zeigt sich der Vorteil der *in situ* im UHV Präparation.

Die $\chi'(T)$ zeigen für beide Filme ausgeprägte Maxima in der Größenordnung von $10^3 - 10^4$ SI-Einheiten bei einer Halbwertsbreite (FWHM) der Signale von 45 K. Diese läßt sich durch ein kompliziertes Wachstumsverhalten von sowohl Co/Cu(100) als auch der Deckschicht auf dem bereits präparierten Co-Film erklären. So ist die erste ML des Co-Films zu etwa 25% mit Cu-Atomen des Substrates durchmischt. Die zweite ML besteht allerdings überwiegend aus Co [90]. Da Cu und Co im Volumen nicht mischen, besteht der Film in der ersten Lage aus durch Bereiche hoher Cu-Konzentration getrennten Co-Inseln [91]. Aufgrund dieser Tatsache läßt sich erwarten, daß auch die Grenzfläche Cu-Deckschicht/Co-Film teilweise durchmischt ist. Dieses Argument wird durch die Augerdaten in Kap. 3 gestützt, wonach sich die Augeramplitude als Funktion der Aufdampfzeit bei der Cu-Deckschicht-Präparation

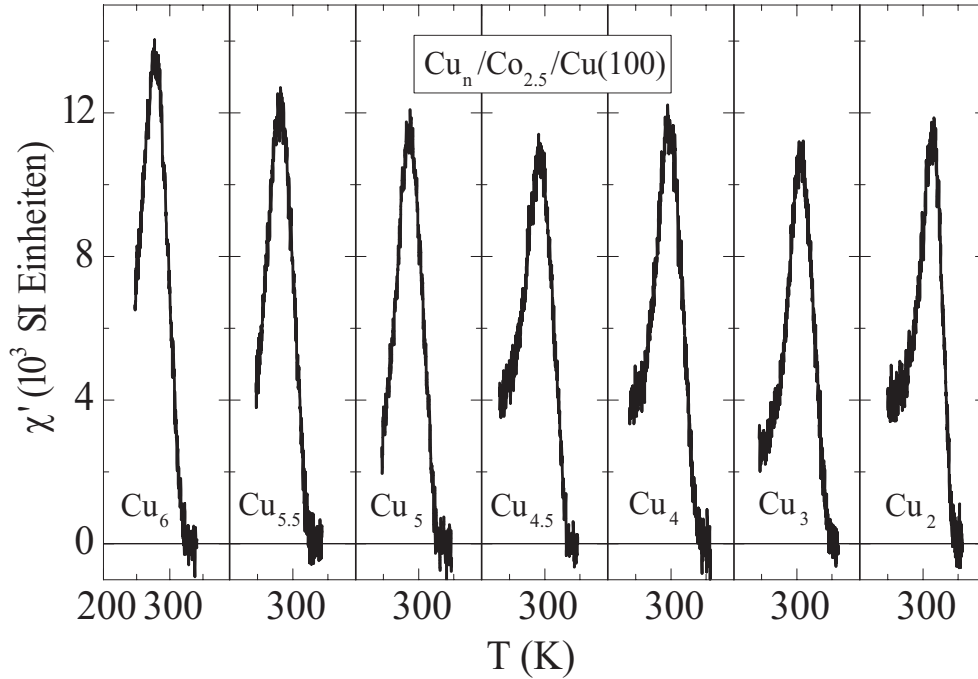


Abbildung 4.2: Schichtdickenabhängigkeit der Curietemperatur für Cu_n/Co_{2.5}/Cu(100). Dargestellt ist der Realteil der temperaturabhängigen Wechselfeldsuszeptibilität $\chi'(T)$ für $n = 2 \dots 6$ bei $\hat{H} = 140$ mOe.

zunächst nicht verändert. Aus der Aufdampfrate kann geschlossen werden, daß ca. 0.25–0.5 ML Cu in den Co-Film diffundieren. Ab 2 ML wächst Co dann gut lagenweise auf. Offensichtlich beeinflußt das beschriebene Wachstum die magnetischen Eigenschaften. Dies spiegelt sich nicht nur in der Signalbreite wieder sondern wurde in [89] detailliert untersucht. Dort wurde ein Sprung in der Curietemperatur T_C um ca. 100 K bei einer Bedeckung von 1.8 ML beobachtet. Um diesen Effekt auszuschließen, wurde die Schichtdicke in dieser Arbeit entsprechend größer gewählt.

Ein Absorptionssignal $\chi''(T)$ konnte für keine der beiden Filmserien beobachtet werden. Dies erschwerte die Bestimmung der Curietemperatur, da nach Kap. 5 über $\chi''(T)$ eine eindeutige Festlegung von T_C gegeben ist. So wurde T_C im Rahmen dieser Untersuchung als die Temperatur des Maximums T_{max} des Realteils $\chi'(T)$ bestimmt. Im folgenden wird deshalb nicht mehr von der Curietemperatur T_C sondern von $T_{max} = T_C^*$ gesprochen. Für den in dieser Arbeit wichtigen Nachweis einer oszillatorischen Curietemperatur ist dies unter der Annahme einer konstanten FWHM jedoch unerheblich. Experimentell beträgt die FWHM konstant 45 K.

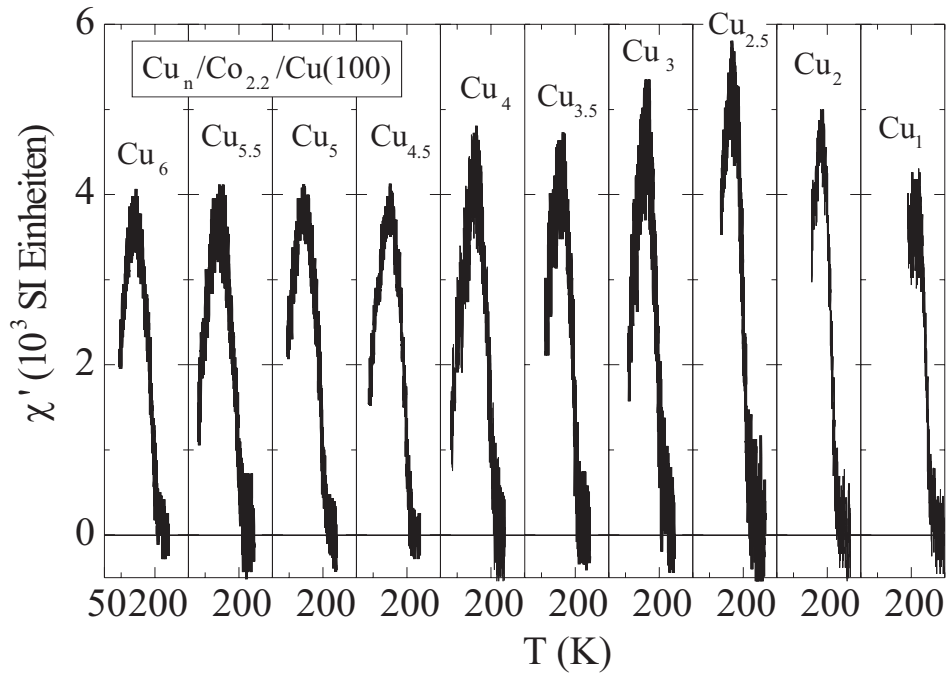


Abbildung 4.3: Schichtdickenabhängigkeit der Curietemperatur für $\text{Cu}_n/\text{Co}_{2.2}/\text{Cu}(100)$. Dargestellt ist der Realteil der temperaturabhängigen Wechselfeldsuszeptibilität $\chi'(T)$ für $n = 1 \dots 6$ bei $\hat{H} = 70$ mOe.

Abbildung 4.4 zeigt T_C^* zur besseren Veranschaulichung direkt als Funktion der Dicke der Cu-Deckschicht. Offensichtlich führt die Bedeckung von $\text{Co}_{2.2}/\text{Cu}(100)$ in Abb. 4.4(a) mit insgesamt 6 ML Cu zu einer drastischen Reduktion von T_C^* um ca. 80 K. Im Falle von $\text{Co}_{2.5}/\text{Cu}(100)$ in Abb. 4.4(b) ist diese Dämpfung weniger stark ausgeprägt und beträgt ca. 35 K. In beiden Fällen wurden nun verschiedene Untergrundfunktionen (Exponentialfunktion und Polynom) genutzt, um das vorhergesagte oszillatorische Verhalten von T_C^* zu extrahieren. Im Rahmen des Fehlers der Bestimmung von T_C^* war kein signifikanter Unterschied der Resultate nach Abzug der Untergrundfunktion festzustellen, sodaß schließlich eine exponentielle Dämpfung von T_C^* angenommen wurde. Die Untergrundfunktion ist in Abb. 4.4 jeweils als durchgezogene Linie dargestellt.

Nach dem Untergrundabzug zeigt T_C^* eine kleine (± 3 K), jedoch im Rahmen des Fehlers der Bestimmung des Maximums von $\chi'(T)$ signifikante Oszillation. Diese ist in Abb. 4.5 dargestellt. Aufgetragen ist die Differenz ΔT_C^* zwischen T_C^* und der exponentiellen Untergrundfunktion in Abhängigkeit der Cu-Deckschichtdicke

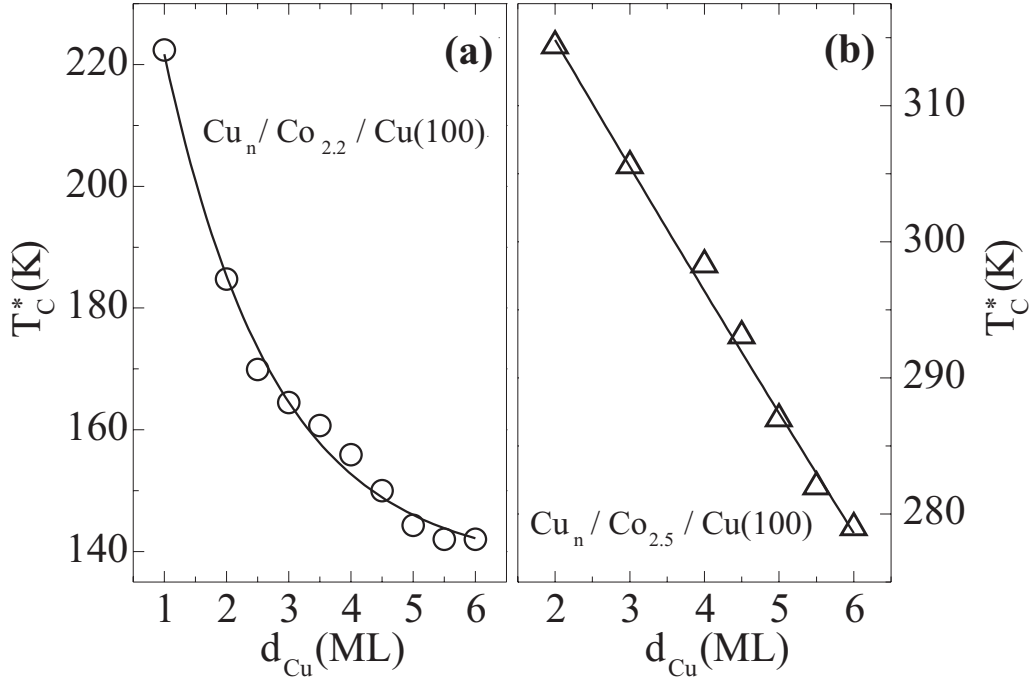


Abbildung 4.4: Schichtdickenabhängigkeit der Curietemperatur für $Cu_n/Co_{2.2}/Cu(100)$ (a) und $Cu_n/Co_{2.5}/Cu(100)$ (b). Die durchgezogenen Linien stellen eine exponentielle Untergrundfunktion dar.

für $Cu_n/Co_{2.2}/Cu(001)$ (offene Kreise) und $Cu_n/Co_{2.5}/Cu(001)$ (offene Dreiecke). Zusätzlich sind die mit einem Faktor skalierten, theoretisch berechneten $T_C(d)$ -Daten aus Abb. 4.1 nach [30] eingetragen (geschlossene Quadrate). Dazu ist zunächst folgendes zu erläutern: Die mittels GF-RPA ermittelten Curietemperaturen sind im Vergleich zum Experiment viel zu hoch. Die Gründe dafür wurden bereits oben genannt. Zusätzlich nimmt die Theorie ideale Grenzflächen zwischen Substrat und Film sowie zwischen Film und Deckschicht an, die im Experiment aufgrund der Durchmischung von Co und Cu nicht realisiert sind. Amplitude und Phase der Oszillation sind abhängig von der Dicke der magnetischen Lagen und von der Unordnung im System. Somit kann zwischen Experiment und Theorie zunächst nicht quantitativ verglichen werden, weshalb die Theorie-Daten zum einen skaliert und zum anderen 180° phasenverschoben wurden. Die durchgezogene Linie in Abb. 4.5 ist die Anpassung einer gedämpften, kurzreichweitigen Oszillation gemäß

$$\Delta T_C^*(d) = \frac{A}{d^2} \sin\left(\frac{2\pi d}{\Lambda} + \Phi\right), \quad (4.3)$$

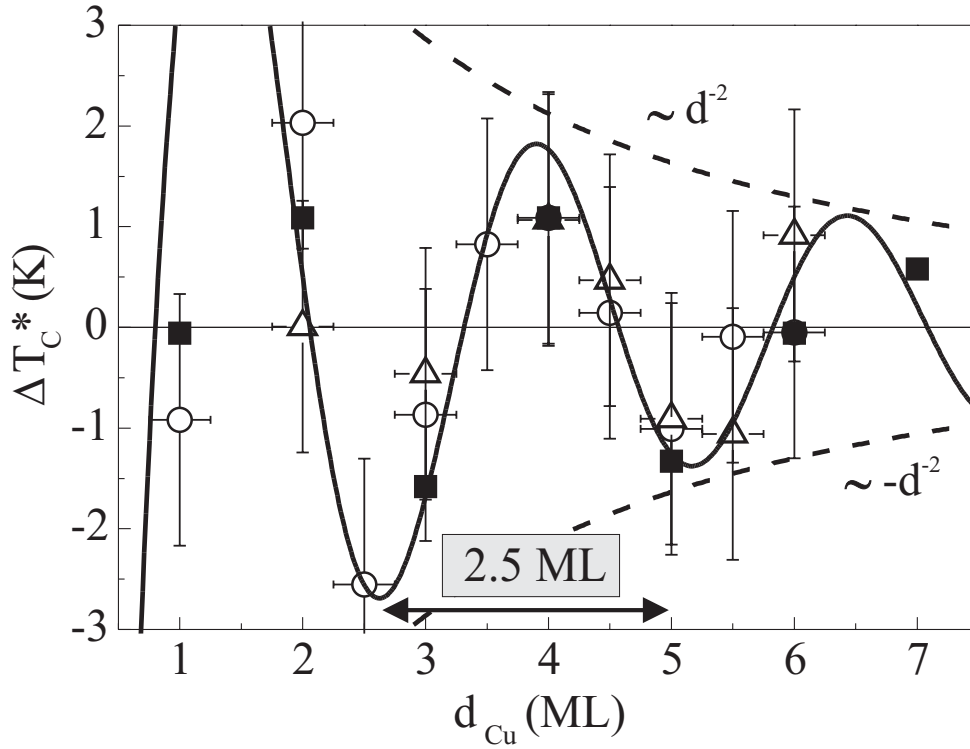


Abbildung 4.5: Oszillation von ΔT_C^* als Funktion der Dicke der Cu-Deckschicht. Eingetragen sind sowohl die theoretischen, skalierten Daten nach [30] (geschlossene Symbole), als auch die experimentellen Daten (offene Symbole). Die gestrichelten Linien deuten die Einhüllende der gedämpften Oszillation proportional $1/d^2$ an. Die Periode der Oszillation beträgt 2.5 ML.

wobei A eine Konstante darstellt. Offensichtlich ist die qualitative Übereinstimmung hervorragend. ΔT_C^* oszilliert hierbei mit einer Periode von $\Lambda = 2.5$ ML und einer Phase von $\Phi = 1.8$. Für die etwas komplizierteren Dreilagensysteme, die aus zwei ferromagnetischen Lagen und einer nichtmagnetischen Zwischenschicht bestehen, wurde nachgewiesen, daß eine kurz- und eine langreichweitige Oszillation der Interlagenaustauschkopplung $J'(d)$ existiert (s. z. B. [83]):

$$J'(d) = \frac{1}{d^2} \left\{ A_1 \sin \left(\frac{2\pi d}{\Lambda_1} + \Phi_1 \right) + A_2 \sin \left(\frac{2\pi d}{\Lambda_2} + \Phi_2 \right) \right\}. \quad (4.4)$$

Ein Vergleich mit der dort auftretenden kurzreichweitigen Oszillation von $J'(d)$ ($\Lambda_1 = 2.56$ ML, $\Phi_1 = 0.5\pi \approx 1.57$) zeigt ungeachtet oben genannter Diskrepanzen eine erstaunlich gute quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experi-

ment. Die Einhüllende der Oszillation $\propto 1/d^2$ ist durch die gestrichelten Linien in Abb. 4.5 dargestellt.

So wurde über temperaturabhängige Messungen der Wechselfeldsuszeptibilität erstmals direkt für $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(001)$ -Filme nachgewiesen, daß die Curietemperatur mit der Dicke der Cu-Deckschicht oszilliert. Diese Oszillationen sind in der Existenz von Quantentrog-Zuständen zwischen Vakuum und magnetischer Co-Lage in der Cu-Deckschicht begründet und beeinflussen die magnetischen Eigenschaften des Systems.

Kapitel 5

Kritische Phänomene am Beispiel (Fe₂/V₅)₅₀

In diesem Kapitel werden temperaturabhängige Messungen der *ac*-Suszeptibilität $\chi(T)$ am Prototypsystem (Fe₂/V₅)₅₀ im kritischen Bereich nahe der Curietemperatur T_C vorgestellt. Zunächst wird diskutiert, welchen Einfluß experimentelle Parameter auf die Form des Suszeptibilitätssignals nehmen. Das Hauptaugenmerk dieses Kapitels liegt jedoch auf der kritischen Analyse nahe T_C und der exakten Bestimmung des kritischen Exponenten γ der paramagnetischen internen Suszeptibilität $\chi'_{int}(T)$ im Rahmen des Potenzgesetzes (2.15) aus Kap. 2. An dieser Stelle wird explizit darauf hingewiesen, daß bei der kritischen Analyse äußerst vorsichtig vorgegangen werden muß, weil im wesentlichen vier Parameter, T_C , γ , χ_0^+ und N_{\parallel} , bestimmt werden müssen, womit das Potenzgesetz (2.15) unterbestimmt ist. Deshalb wurde ein neuer Ansatz gewählt, um T_C – im Gegensatz zu früheren Untersuchungen – zunächst unabhängig von den anderen Parametern zu extrahieren. Auf die Wichtigkeit einer Korrektur von $\chi(T)$ für Entmagnetisierungsfelder wird zusätzlich hingewiesen. Im Rahmen dieser Analyse erhöht sich die Empfindlichkeit und Zuverlässigkeit der Anpassung eines kritischen Exponenten an die experimentellen Daten im Vergleich zu früheren Untersuchungen erheblich. Hierbei wird auch auf die Schwierigkeiten, die generell bei der kritischen Analyse von Suszeptibilitäts- und Magnetisierungsdaten ultradünner Ferromagnete nahe T_C auftreten, eingegangen. Darüberhinaus wird untersucht, ob ein von klassischen magnetischen Schichtstrukturen (*layered transition metal compounds*) bekannter *dimensional crossover* auch in metallischen, ferromagnetischen Multilagensystemen auftritt.

5.1 Die *ac*-Suszeptibilität von $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$

Bereits einleitend erwähnt wurde die Wichtigkeit einer systematischen Untersuchung des Einflusses experimenteller Parameter, wie z. B. der Wechselfeldamplitude \hat{H} oder der Temperaturrate, auf den para- zu ferromagnetischen Phasenübergang. Im folgenden soll dies am Beispiel $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ genauer diskutiert werden.

Abbildung 5.1 zeigt hierzu eine Auswahl der Messungen der temperaturabhängigen Wechselfeldsuszeptibilität $\chi(T)$. Dargestellt sind sowohl die Realteile $\chi'(T)$ (geschlossene Symbole) als auch die Imaginärteile $\chi''(T)$ (offen) für vier ausgewählte Modulationsamplituden \hat{H} im Bereich zwischen 825 mOe und 17 mOe (von oben nach unten). $\chi(T)$ wurde in absoluten SI-Einheiten bestimmt. Dadurch ist eine über die Diskussion der Signalbreite des Suszeptibilitätssignals hinausgehende Analyse der Intensität in Abhängigkeit von \hat{H} möglich (vgl. auch Abb. 5.2(a) und (b)). Dies hat insbesondere Auswirkungen auf die Bestimmung des Entmagnetisierungsfaktors N_{\parallel} im Rahmen einer kritischen Analyse (s. unten). T_C ist durch die vertikale durchgezogene Linie gekennzeichnet (s. Abschnitt 5.2).

Für $\hat{H} = 825$ mOe beobachtet man sowohl in $\chi'(T)$ als auch in $\chi''(T)$ ein breites Suszeptibilitätssignal (ca. 8 K) bei einer Intensität von ca. 250 SI. Mit abnehmender Amplitude \hat{H} wächst das Maximum von $\chi'(T)$ an. Ab $\hat{H} = 35$ mOe ist keine Veränderung in der Signalintensität mehr zu erkennen und es wird die lineare Antwort des Systems gemessen. Aus dem hyperbolischen Anwachsen des Maximums von $\chi'(T)$ (s. Abb. 5.2(a)) kann N_{\parallel} bestimmt werden. Darauf wird später im Detail eingegangen. Gleichzeitig läßt sich mit kleiner werdender Feldamplitude eine exponentielle Verkleinerung der Halbwertsbreite (FWHM) beobachten (s. Abb. 5.2(b)). Ab $\hat{H} = 35$ mOe ist nahezu keine Änderung der FWHM von ca. 3 K mehr festzustellen. Es wird an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß für andere Dünnschichtsysteme, wie z. B. $\text{Cu}_n\text{Co}/\text{Cu}(100)$ wesentlich breitere Suszeptibilitätssignale mit einer FWHM von bis zu 45 K beobachtet werden, für die die weiter unten ausgeführte kritische Analyse am Phasenübergang nicht möglich wäre. Die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen sehr schmalen Suszeptibilitäten $\chi(T)$ deuten deshalb auf die gute strukturelle und magnetische Homogenität der Proben hin (s. auch [92]).

Anhand dieser Serie von Suszeptibilitätsmessungen in Abhängigkeit von \hat{H} ist deutlich zu erkennen, welchen Einfluß selbst *kleine* Wechselfelder unter 1 Oe auf die Form des Suszeptibilitätssignals nehmen. Für eine kritische Analyse nahe T_C ist es

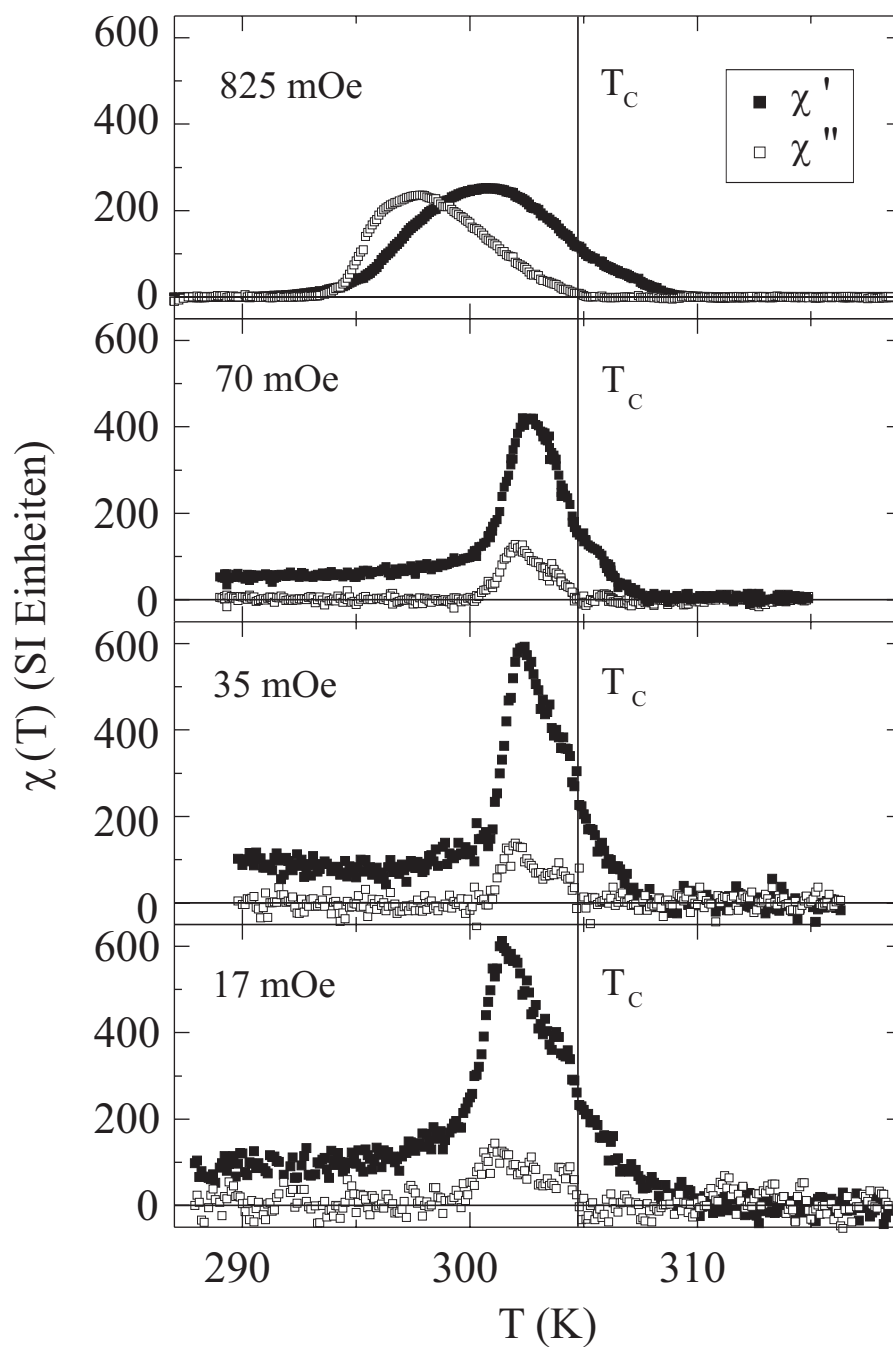


Abbildung 5.1: Realteil $\chi'(T)$ (geschlossene Symbole) und Imaginärteil $\chi''(T)$ (offen) der experimentellen Suszeptibilität $\chi(T)$ in Abhängigkeit der Wechselfeldamplitude \hat{H} wie angegeben. Das $T_C = 304.75$ K ist durch die vertikale Linie gekennzeichnet.

deshalb notwendig, kleinste Amplituden zu verwenden und zu überprüfen, ob sich die Form von $\chi'(T)$ mit \hat{H} ändert. Es wird darüberhinaus auf die Notwendigkeit der Verwendung sehr kleiner Temperaturraten hingewiesen, da auch diese einen großen Einfluß auf die Form des Suszeptibilitätssignals haben. So wurden in dieser Arbeit – im Gegensatz zu früheren Untersuchungen [14,15,29] – um einen Faktor 3 kleinere Temperaturraten im Bereich von 5 mK/s verwendet. Dem Absorptionssignal $\chi''(T)$ kommt besondere Bedeutung zu (vgl. Abschnitt. 5.2, Kap. 6). Auch hier wird mit kleiner werdender Modulationsamplitude eine Verkleinerung der Signaltbreite beobachtet. Zudem erkennt man eine deutliche Verschiebung des Maximums von $\chi''(T)$ zu höheren Temperaturen. Allerdings nimmt die Absorption im Gegensatz zu $\chi'(T)$ mit \hat{H} ab. Im Vergleich zu $\chi'(T)$ verändert sich die Position des Einsetzens von $\chi''(T)$ nicht. Darauf wird in den folgenden Abschnitten besonders eingegangen, da sich hieraus eine eindeutige Festlegung der Curietemperatur ergibt.

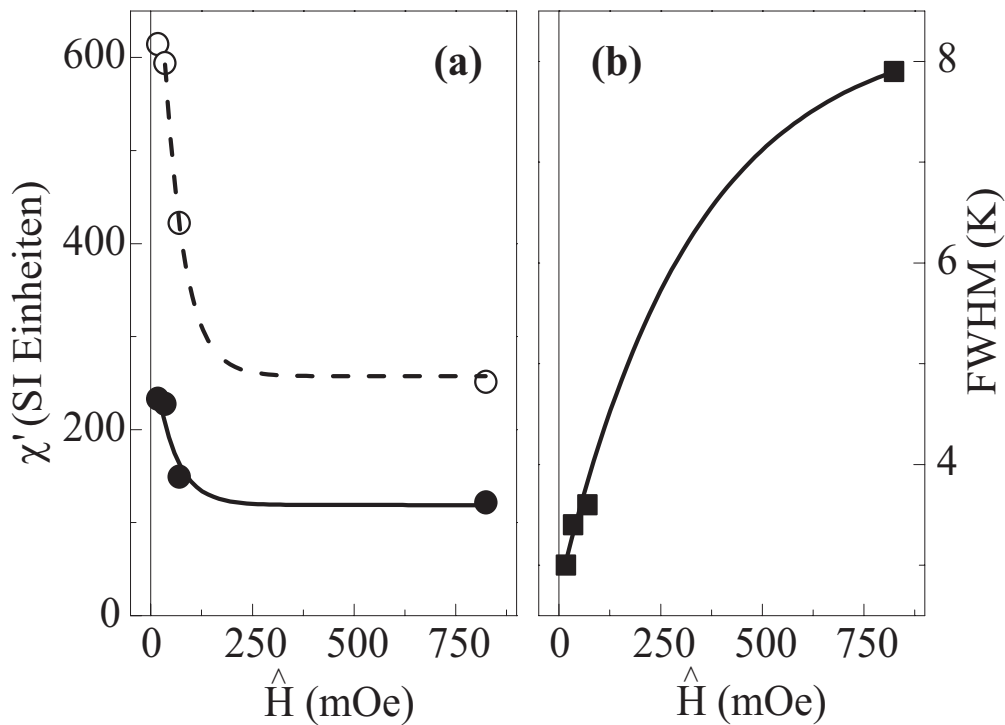


Abbildung 5.2: (a) Bestimmung des Entmagnetisierungsfaktors: Maximale Suszeptibilität χ'_{max} im Maximum des Realteils der Suszeptibilität ($T_{max} < T_C$) (offene Symbole) und bei T_C (geschlossen) als Funktion von \hat{H} . (b) Halbwertsbreite als Funktion von \hat{H} .

5.2 Die kritische Analyse nahe T_C

Die Bestimmung der Curietemperatur

Für ultradünne Ferromagnete existiert wenig und insbesondere widersprüchliche Literatur bezüglich der genauen Lage der Curietemperatur T_C . So herrscht große Uneinigkeit, ob T_C unterhalb des Maximums [10,11], im Maximum [12,13] oder oberhalb des Maximums [8,14–16] des Realteils $\chi'(T)$ der Suszeptibilität liegt. Bovensiepen *et al.* [15,16] wählten für die Bestimmung von T_C am System Ni/W(110) einen alternativen Ansatz. Dort wurde für kleiner werdende Wechselfeldamplituden die Ausbildung eines Plateaus in der temperaturabhängigen Wechselfeldsuszeptibilität beobachtet. Dieses Plateau wurde interpretiert als Bereich konstanter Suszeptibilität, der dadurch entsteht, daß die Amplitude \hat{H} sehr nahe T_C zu groß wird, um $\chi(T)$ noch linear zu messen. Das T_C lag nach Meinung der Autoren bei der Temperatur, die das Tieftemperaturende des Plateaus markiert. Daraus ergab sich zwar, daß T_C oberhalb des Realteils $\chi'(T)$ liegt. Es wird jedoch in dieser Arbeit gezeigt, daß die von den Autoren nach [15,16,29] vorgenommene Bestimmung der Curietemperatur eindeutig falsch ist. So konnte bislang keine verbindlich eindeutige Definition der Lage der Ordnungstemperatur T_C gegeben werden. Es wird betont, daß eine nicht eindeutig festgelegte Curietemperatur zur Folge hat, daß die reduzierte Temperatur $\varepsilon = (T - T_C)/T_C$ mit großen Fehlern behaftet ist. Im folgenden wird diese Frage am Beispiel des Multilagen-Systems $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ geklärt und ein eindeutiges Kriterium für die Bestimmung von T_C gegeben und begründet. Auf die Bedeutung einer unabhängigen T_C -Bestimmung wird insbesondere in Kap. 5.3 näher eingegangen. Es ist jedoch darüberhinaus offensichtlich, daß T_C nicht nur einen großen Einfluß auf die exakte Bestimmung von γ nimmt, sondern daß die Curietemperatur darüberhinaus wichtig für die Trennung paramagnetischer und ferromagnetischer Beiträge ist. Dies ist im Rahmen dieser Arbeit erstmals im Bereich ultradünner Ferromagnete gelungen (s. Kap. 6).

Abbildung 5.3 zeigt ungeglättete Originaldaten des Realteils $\chi'(T)$ (geschlossene Symbole) und des Imaginärteils $\chi''(T)$ (offen) der gemessenen *ac*-Suszeptibilität $\chi(T)$ als Funktion der absoluten Temperatur T . $\chi(T)$ wurde in einem Wechselfeld der Amplitude $\hat{H} = 17$ mOe aufgenommen. Zu beachten ist das trotz solch kleiner Felder hohe Signal-zu-Rausch-Verhältnis von ca. 10:1 und die geringe Halbwertsbreite von ca. 3 K. Diese ist vergleichbar mit denen ultradünner, einkristalliner metallischer

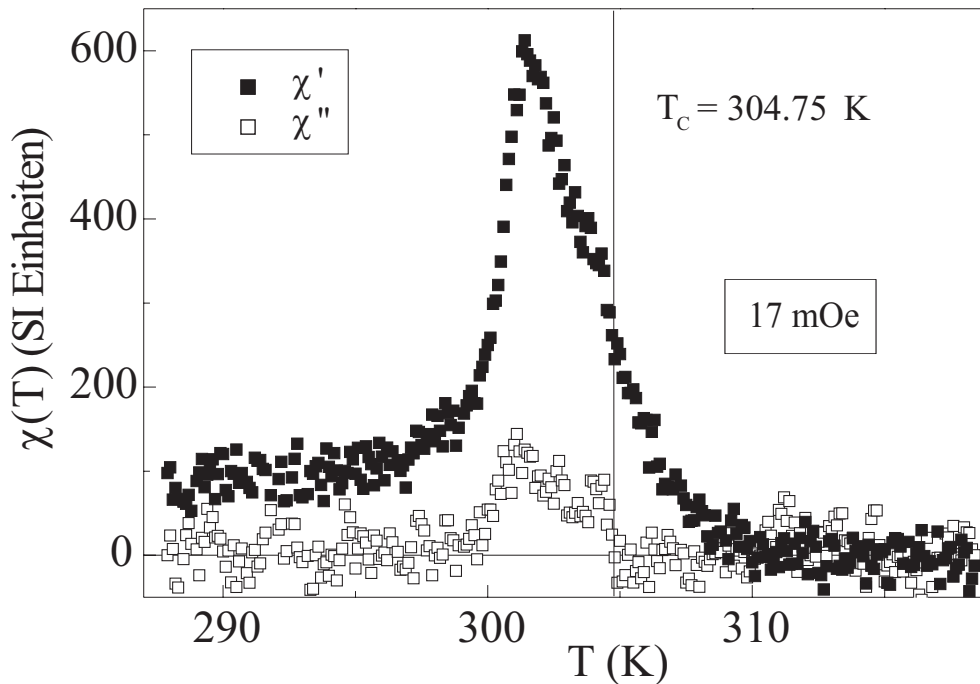


Abbildung 5.3: Realteil $\chi'(T)$ (geschlossene Symbole) und Imaginärteil $\chi''(T)$ (offen) der experimentellen Suszeptibilität $\chi(T)$ bei $\hat{H} = 17$ mOe. $T_C = 304.75$ K ist markiert durch das Einsetzen von $\chi''(T)$ (vertikale Linie).

Filme höchster Qualität [16,93] und zeigt damit die sehr gute strukturelle Qualität der $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilage. Es ist wohlbekannt, daß unterhalb der magnetischen Ordnungstemperatur T_C Energiedissipation auftritt. Dies äußert sich in magnetischen Verlusten durch Hystereseeffekte [19,33]. Wie bereits in Kap. 3.3 ausgeführt, ist der Imaginärteil $\chi''(T)$ der ac -Suszeptibilität ein direktes Maß für diese Verluste und direkt proportional zur Fläche unter der ferromagnetischen Hysterese. So wird erwartet, daß für $T \rightarrow T_C^-$ $\chi''(T) \rightarrow 0^-$ gilt. Das Absorptionssignal verschwindet also bei T_C wie die Hysterese. Dies bedeutet jedoch auch, daß diejenige Temperatur bei der $\chi''(T)$ verschwindet (einsetzt), die Curietemperatur T_C darstellt. Obwohl diese Bestimmung von T_C klar definiert ist, wird sie in der Literatur der dünnen Filme selten benutzt*. Die vertikale durchgezogene Linie in Abb. 5.3 markiert das T_C nach obiger Definition über das Einsetzen von $\chi''(T)$. Die Ordnungstemperatur der $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilage beträgt $T_C = 304.75(15)$ K. Die Ungenauigkeit in T_C von

*Ein $T_C \approx 300$ K wird für eine $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilage mit Interlagenaustauschkopplung erwartet (s. auch [10,20,94])

0.15 K resultiert aus der Streuung der Datenpunkte. An dieser Stelle wird nochmals darauf hingewiesen, daß es sich bei den Daten in Abb. 5.3 um ungeglättete Originaldaten handelt[†]. Offensichtlich liegt T_C nicht im Maximum des Realteils $\chi'(T)$ mit $T_{max} = 301.6$ K sondern ca. 3 K oberhalb. Von der paramagnetischen Flanke kommend steigt $\chi'(T)$ unterhalb $T_C = 304.75$ K kontinuierlich an. Dies liegt an der teilweisen Kompensation des Entmagnetisierungsfeldes durch die bei T_C einsetzende Anisotropie in der ferromagnetischen Phase. Dies wird explizit durch die Einführung eines effektiven Anisotropieterms ($-K_{eff}/M^2$) ersichtlich (vgl. auch Glg. (2.41)). Das Maximum von $\chi'(T)$ kommt durch Domänen- und Domänenwandbewegungen zustande, die durch das externe oszillatorische Feld erzeugt werden und rührt somit von einer ferromagnetischen Suszeptibilität her. Schließlich ist für Temperaturen kleiner T_{max} die Koerzitivfeldstärke der $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Probe größer als die Modulationsamplitude des äußeren Feldes \hat{H} und $\chi'(T)$ nimmt zu tieferen Temperaturen hin ab.

Im folgenden wird gezeigt, daß die oben beschriebene Analyse der korrekte Weg zur unabhängigen Bestimmung der Curietemperatur und der akkuraten Untersuchung kritischer Phänomene ist. Es wird in diesem Zusammenhang darauf hingewiesen, daß der idealisierte, isotrope Heisenberg-Ferromagnet die einzige Ausnahme darstellt, für die oberhalb von T_C Absorption auftritt und somit nur in diesem Fall $\chi''(T) = 0$ kein genügendes Kriterium zur Bestimmung der Ordnungstemperatur ist. Dieser *akademische* Spezialfall existiert in der Natur allerdings nicht.

Es wird hier mit Hilfe des mittlerweile standardmäßig genutzten magneto-optischen Kerr-Effekts (MOKE) gezeigt, daß die Temperatur T_{max} des Maximums von $\chi'(T)$ nicht T_C darstellt. Dazu wurden longitudinale *dc*-MOKE Messungen nahe T_{max} durchgeführt. Abb. 5.4 zeigt experimentelle Hystereseschleifen im Temperaturbereich $299.0 \text{ K} < T_{max} < 306.5 \text{ K}$. Offensichtlich ist T_{max} nicht die Curietemperatur, da eindeutig ferromagnetische Hysterese sowohl unter- als auch oberhalb von $T_{max} = 301.6(5)$ K bis $T = 303.5(5)$ K auftritt. Damit ist auch nachgewiesen, daß das System ferromagnetisch gekoppelt ist. Mit steigender Temperatur verschwindet die Hysterese vollständig nahe $T = 304.5(5)$ K in guter Übereinstimmung mit der offensichtlich genaueren Bestimmung von $T_C = 304.75(15)$ K aus $\chi''_{exp}(T) = 0$. Das die Temperatur, bei der Remanenz und Koerzitivfeld der Hysterese von in der Ebene magnetisierten Filmen verschwinden, mit der Curietemperatur T_C zu-

[†]Die Prozedur der Auswertung der gemessenen Rohdaten ist in Abschnitt A.1 beschrieben.

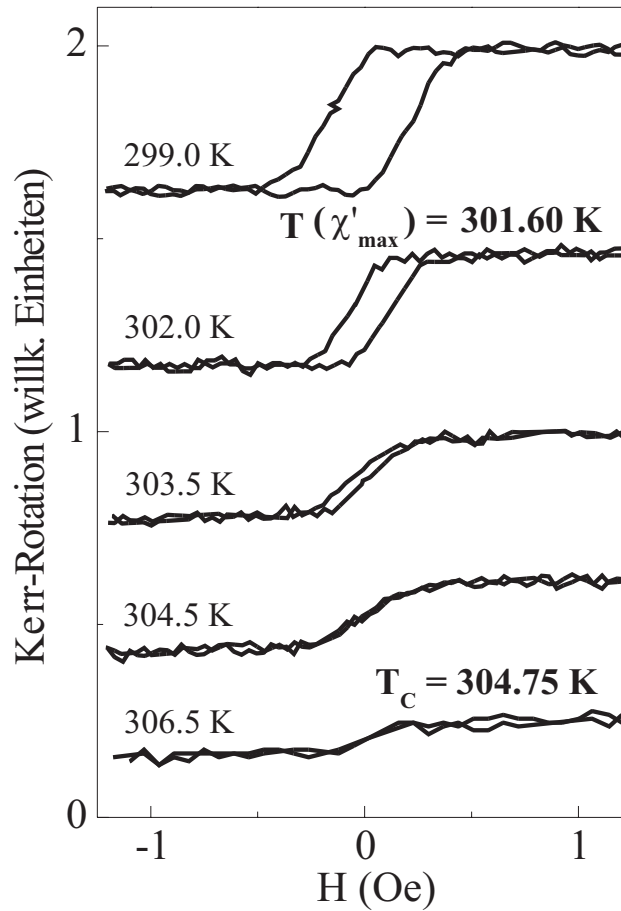


Abbildung 5.4: Hystereseschleifen von $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ als Funktion der Temperatur nahe T_C . Bei der Temperatur des Maximums von $\chi'(T)$, $T_{max} = 301.6$ K, tritt eindeutig Hysterese auf. Das $T_C = 304.75$ K liegt ca. 3 K oberhalb T_{max} .

sammenfällt, wurde bereits in [95,96] durch eine Kombination aus MOKE und Domänenabbildungsverfahren nachgewiesen. Das Verschwinden des Koerzitivfeldes bei T_C erklärt sich also durch die verschwindende Magnetisierung (Ordnungsparameter) und deren Anisotropie. Wie schon aus Abb. 5.1 ersichtlich wird, fällt T_C für alle anderen Amplituden $\hat{H} \leq 70$ mOe ebenfalls mit dem Einsetzen von $\chi''(T)$ zusammen. Damit ist zweifelsfrei nachgewiesen, daß die Curietemperatur eines Ferromagneten eindeutig über magnetische Dissipation und das Verschwinden der Hysterese bestimmt ist. Die Wechselfeldsuszeptibilität ist im Gegensatz zu dc -Meßverfahren eine ausgezeichnete Methode, da sie auch auf das Absorptionssignal $\chi''(T)$ empfind-

lich ist und damit eine unabhängige T_C -Bestimmung erst möglich macht.

Entmagnetisierungskorrektur und interne Suszeptibilität

Wie bereits in Kap. 2.2 erwähnt, ist es zur weiteren Analyse experimenteller Suszeptibilitätsdaten aufgrund auftretender Entmagnetisierungsfelder notwendig, das im Experiment ermittelte $\chi'(T)$ für einen Entmagnetisierungsfaktor zu korrigieren und nach Glg. (2.41) die interne Suszeptibilität der Probe $\chi'_{int}(T)$ zu berechnen. Erst diese erfüllt das Potenzgesetz aus Glg. (2.15). Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die interne Suszeptibilität bei T_C divergiert [19], also $\chi'_{int}(T_C) \rightarrow \infty$, wohingegen $\chi'(T_C) = 233$ einen endlichen Wert besitzt, erhält man mit Hilfe von Glg. (2.42) den Entmagnetisierungsfaktor in der Ebene $N_{\parallel} = 1/233 = 4.3 \cdot 10^{-3}$ (s. auch Abb. 5.2(a)). Im Vergleich mit früheren Untersuchungen [97] ist dies ein vernünftiger Wert. Die Korrektur mit N_{\parallel} im Rahmen von Glg. (2.41) wird dabei für alle Datenpunkte (alle Temperaturen) von $\chi'(T)$ durchgeführt.

In Kapitel 2.2 wurde bereits darauf eingegangen, daß sich der Entmagnetisierungsfaktor N_{\parallel} in der Ebene aus einem internen Anteil N_{\parallel}^{int} , bestimmt durch Korngrenzen, Fremdatome und Versetzungen, und einem geometrischen Anteil N_{\parallel}^{geo} , bestimmt durch die Abmessungen der Probe, zusammensetzt:

$$N_{\parallel} = N_{\parallel}^{int} + N_{\parallel}^{geo} . \quad (5.1)$$

N_{\parallel}^{geo} wurde für ultradünne Filme im Rahmen dieser Arbeit bereits angegeben. Sein Wert liegt in der Größenordnung von 10^{-7} . Experimentell beobachtet man, wie im Falle des $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ ($N_{\parallel} = 0.0043(2)$), um 2–3 Größenordnungen höhere Werte, so daß der geometrische Anteil von N_{\parallel} im allgemeinen vernachlässigt wird. Bestimmend für den internen Entmagnetisierungsfaktor der Probe ist weniger die Schichtdicke des Films, die im Vergleich zur lateralen Ausdehnung der Probe vernachlässigt werden kann, als vielmehr die strukturellen Eigenschaften der Oberfläche wie Rauigkeit, Stufen und Versetzungen. Für dünne Filme wurden Werte für N_{\parallel}^{int} im Bereich von $10^{-3} - 10^{-4}$ gefunden [98].

Kritisches Verhalten oberhalb T_C

Im nächsten Schritt der kritischen Analyse wird der kritische Exponent γ aus der internen Suszeptibilität $\chi'_{int}(\varepsilon)$ als Funktion der reduzierten Temperatur $\varepsilon =$

$(T - T_C)/T_C$ nach Glg. (2.15) bestimmt. Dazu wird $\chi'_{int}(\varepsilon)$ doppeltlogarithmisch aufgetragen. Dies ist in Abb. 5.5 für das Suszeptibilitätssignal aus Abb. 5.3, gemessen in einem Wechselfeld der Amplitude $\hat{H} = 17$ mOe, dargestellt. $\chi'_{int}(\varepsilon)$ ist durch Symbole gekennzeichnet, wobei die offenen Quadrate einen größeren Fehlerbalken unterhalb $\varepsilon = 1 \cdot 10^{-3}$ besitzen. Offensichtlich zeigt $\chi'_{int}(\varepsilon)$ im Vergleich zu $\chi'(T_{max}) \approx 600$ SI wesentlich größere Werte im Bereich von $10^4 - 10^5$ SI und lineares Verhalten bis hinab zu $1 \cdot 10^{-4}$ in der reduzierten Temperatur. In der Literatur der Suszeptibilität ultradünner Filme ist dies ein außergewöhnlich ausgedehnter Temperaturbereich. Dort wurden Suszeptibilitätsuntersuchungen bislang aus technischen und Empfindlichkeitsgründen überwiegend für $\varepsilon > 10^{-3}$ durchgeführt. Eine lineare Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate (LSF, durchgezogene Linie)

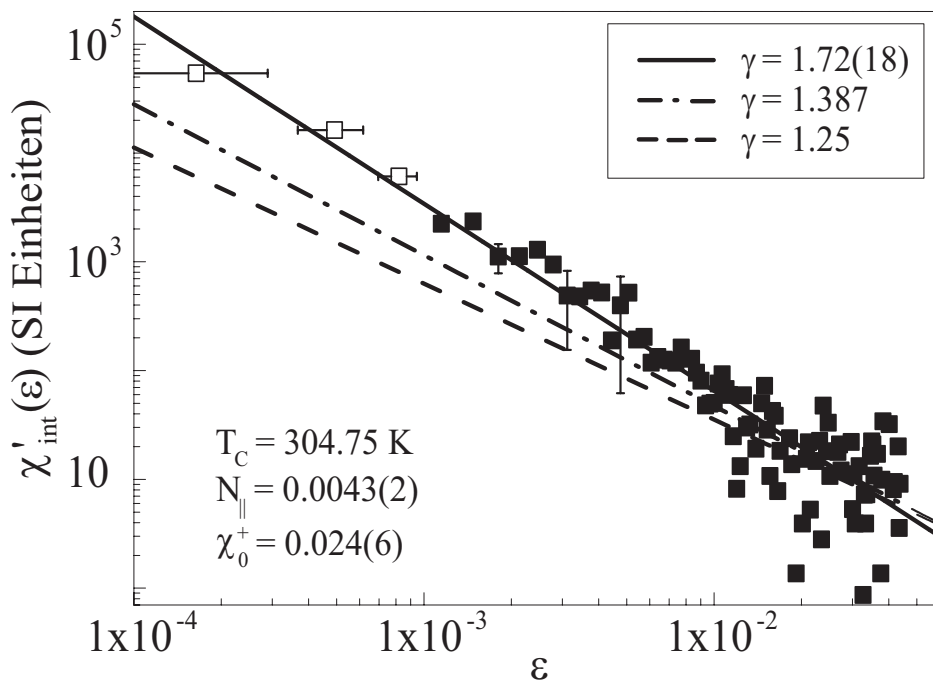


Abbildung 5.5: Doppeltlogarithmische Auftragung der internen Suszeptibilität $\chi'_{int}(\varepsilon)$ berechnet aus $\chi'(T)$ (Abb. 5.3). Offene Symbole zeigen einen größeren Fehlerbalken an. Ein LSF (durchgezogene Linie) bis hinab zu $\varepsilon = 1 \cdot 10^{-4}$ liefert einen 2D Ising-Exponenten $\gamma = 1.72(18)$. Ein 3D-Verhalten, sowohl Ising ($\gamma = 1.25$, gestrichelt) als auch Heisenberg ($\gamma = 1.387$, punktiert-gestrichelt), kann klar ausgeschlossen werden.

im Temperaturbereich $1.6 \cdot 10^{-4} < \varepsilon < 1 \cdot 10^{-2}$ unter Ausnutzung der Beziehung

$$\log \chi'(\varepsilon) = \log \chi_0^+ - \gamma \log \varepsilon \quad (5.2)$$

liefert dabei den kritischen Exponenten $\gamma = 1.72(18)$ (Steigung) und die kritische Amplitude $\chi_0^+ = 2.4(6) \cdot 10^{-2}$ (Achsenabschnitt). Der Wert für γ ist innerhalb der Fehlergrenzen identisch mit dem theoretisch vorhergesagten Wert im Rahmen des 2D-Ising Modells ($\gamma = 1.75$). Ein Vergleich mit γ -Werten nach sowohl dem 3D-Ising Modell ($\gamma = 1.25$, gestrichelt) als auch dem 3D-Heisenberg Modell ($\gamma = 1.387$, punktiert-gestrichelt) zeigt, daß ein solches Verhalten klar ausgeschlossen werden kann.

Die kritische Amplitude χ_0^+ der paramagnetischen Suszeptibilität $\chi'_{int}(\varepsilon)$ wurde trotz ihrer Bedeutung für die kritische Analyse (s. auch Kap. 2) in der Vergangenheit lediglich selten untersucht und diskutiert. In Rahmen der oben beschriebenen Analyse der Suszeptibilitätsdaten wird χ_0^+ über das Potenzgesetz Glg. (2.15) als zweiter und letzter Parameter mit angepaßt. Interessant für die Bestimmung der Dimensionalität des untersuchten Systems ist χ_0^+ schon allein aufgrund der Tatsache, daß das Amplitudenverhältnis χ_0^+/χ_0^- abhängig vom Modell einen ganz bestimmten Wert aufweist. So ist es umgekehrt über die Bestimmung von χ_0^+ auf der T_C^+ -Seite möglich, die Amplitude χ_0^- unterhalb T_C zu erhalten. Damit ist die Größe der kritischen Amplitude wichtig. Baker [99] sowie Ritchie und Fisher [100] leiteten für den hier relevanten Fall eines *bcc*-Gitters folgenden Ausdruck für χ_0^+ nahe T_C theoretisch ab:

$$\chi_0^+ = \frac{4\pi}{n} \left(\frac{C^+ M_0^2}{k_B T_C} \right). \quad (5.3)$$

Mit $C^+ = 1$, der Sättigungsmagnetisierung M_0 , T_C und der Teilchenzahldichte $n = 4.3 \cdot 10^{22}/cm^3$ ergibt sich ein χ_0^+ in der Größenordnung von 10^{-2} . Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem aus der Anpassung nach Glg. (5.2), Abb. 5.5 stammenden Wert von $\chi_0^+ = 2.4(6) \cdot 10^{-2}$.

Mit Hilfe der maximalen Suszeptibilität bei T_C , der kritischen Amplitude χ_0^+ und den Potenzgesetzen für $\chi(\varepsilon)$ und $\xi(\varepsilon)$ läßt sich die maximale Korrelationslänge ξ_{max} abschätzen. Dazu wird nach [38] der Ausdruck

$$\frac{\chi(\varepsilon)}{\chi_0^+} = \left(\frac{\xi(\varepsilon)}{\xi_0^+} \right)^{\gamma/\nu} \quad (5.4)$$

benutzt, mit dem Verhältnis $\gamma/\nu \approx 2$ für die Modellsysteme nach Kap. 2. Bei T_C

ergibt sich daraus

$$\xi_{max} = \xi_0^+ \sqrt{\frac{\chi_{max}}{\chi_0^+}} \quad (5.5)$$

als Maß für die maximale Größe magnetisch korrelierter Bereiche. Mit $\chi_{max} = 233$, $\chi_0^+ = 0.024$ und dem Nächstnachbarabstand $\xi_0^+ = 1.456 \text{ \AA}$ folgt für die Multilage $\xi_{max} \approx 0.015 \text{ \mu m}$. Obwohl ξ_{max} makroskopische Ausdehnung zeigt, ist ihr Wert im Vergleich zu anderen Dünnschicht-Systemen, wie z. B. Ni/W(110) [29], um eine Größenordnung zu klein. Dort liegen die Korrelationslängen im Bereich von 0.1 \mu m . Allerdings beeinflussen Fehlstellen und Inhomogenitäten, aber auch Interdiffusion an Grenzflächen und Rauigkeit die maximale Korrelationslänge bei T_C . Es ist bekannt, daß Fe/V-Multilagen Interdiffusion an den Grenzflächen zeigen, welche die um einen Faktor 10 kleinere Korrelationslänge erklären würde. Bei lediglich 2 ML Fe-Schichten würde das eine Durchmischung der gesamten Fe-Lage bedeuten. Dies ist aufgrund der Schärfe des Phasenübergangs von lediglich 3 K jedoch definitiv auszuschließen. Ein Vergleich des Wertes für $\xi_{max} = 0.015 \text{ \mu m}$ von $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ (Dicke der gesamten Fe-Schicht 100 ML) mit der maximalen Korrelationslänge $\xi_{max} = 0.02 \text{ \mu m}$ für den Ni-Volumenkristall [101] zeigt dagegen gute Übereinstimmung.

Überprüfung der kritischen Analyse

Da in diesem Kapitel bereits mehrfach auf die Wichtigkeit einer sehr genauen kritischen Analyse, insbesondere einer zusätzlich unabhängigen Bestimmung der Curietemperatur T_C , hingewiesen wurde, soll im folgenden die Frage untersucht werden, ob nicht durch einen anderen Satz kritischer Parameter, T_C , γ und χ_0^+ , eine ebenso ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen der Anpassung des Potenzgesetzes für $\chi'_{int}(\varepsilon)$ und den experimentellen Daten erzielt wird. Dies kann am Beispiel von Abb. 5.6 demonstriert werden. Hier dargestellt ist $\chi'_{int}(T)$ (nach Abb. 5.5, geschlossene Symbole) als Funktion der absoluten Temperatur T . Die durchgezogene Linie ist die Anpassung aus Abb. 5.5 für $T_C = 304.75(15) \text{ K}$, $\gamma = 1.72(18)$ und $\chi_0^+ = 0.024(6)$. T_C ist durch die vertikale durchgezogene Linie markiert. Wie bereits oben erwähnt, wurde T_C unabhängig über das Einsetzen von $\chi''(T)$ bestimmt. Deshalb wird die Curietemperatur hier zunächst festgehalten. Postuliert man nun bei festem T_C und χ_0^+ einen anderen kritischen Exponenten, z. B. ein $\gamma = 1.25$ im Rahmen des 3D-Ising Modells (gestrichelt), so ist klar zu erkennen, daß eine Anpassung des Potenzgesetzes nach Glg. (2.15) die Meßdaten in keiner Weise reproduziert. Auch eine Variation

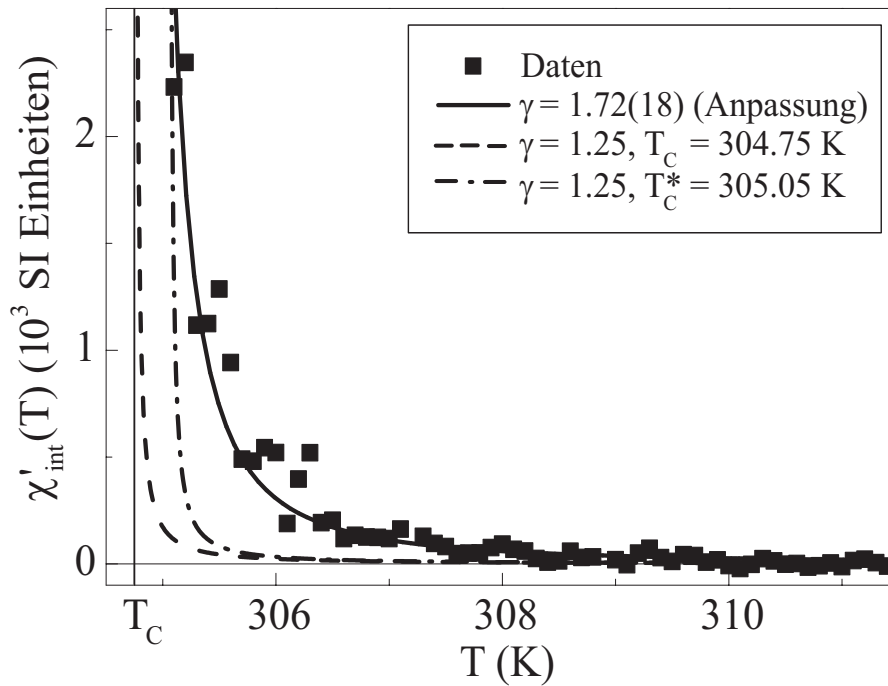


Abbildung 5.6: Überprüfung der kritischen Analyse: Interne Suszeptibilität $\chi'_{int}(T)$ (geschlossene Quadrate) sowie die Anpassung aus Abb. 5.5 (durchgezogen) als Funktion der absoluten Temperatur. Potenzgesetze für 3D-Ising bei festem $T_C = 304.75$ K ($\gamma = 1.25$, gestrichelt) und festem 3D-Ising mit zu höheren Temperaturen variiertem $T_C^* = 305.05$ K ($\gamma = 1.25$, punktiert-gestrichelt). Eine Anpassung eines 3D-Exponenten ist in keinem Fall möglich.

der Größe der kritischen Amplitude führt zu keiner signifikanten Übereinstimmung. Auf der anderen Seite ist es natürlich möglich, einen solchen 3D-Ising Exponenten anzunehmen und das T_C leicht zu variieren. Die dafür bestmögliche Anpassung (punktiert-gestrichelt) kommt nur durch eine Verschiebung von T_C um 0.35 K zustande. Offensichtlich stimmen Anpassung und Meßdaten nur sehr weit oberhalb bzw. sehr nahe T_C überein. Die Krümmung von $\chi'_{int}(T)$ dagegen wird in keiner Art und Weise wiedergegeben. Der im Rahmen dieser Arbeit bestimmte Satz kritischer Parameter stellt somit die bestmögliche Anpassung unter Berücksichtigung einer unabhängigen T_C -Bestimmung dar.

Einfluß der Entmagnetisierungskorrektur

Auf die Wichtigkeit einer Entmagnetisierungskorrektur nach Glg. (2.2) wurde bereits hingewiesen. Offensichtlich wird eine solche Korrektur in der Literatur allerdings meist nicht durchgeführt und es finden sich zahlreiche Beispiele ohne Korrektur entsprechender statischer Restfelder (s. z. B. [23,24]). Dies führt jedoch dazu, daß eine im Rahmen solcher Studien durchgeführte kritische Analyse lediglich effektive kritische Exponenten liefert, die keinerlei Aussagekraft über die Dimensionalität des Systems oberhalb T_C besitzen. Dies soll im folgenden Abschnitt diskutiert und erläutert werden.

Abb. 5.7 zeigt die Originaldaten $\chi'(T)$ aus Abb. 5.1(c),(d) für $T > T_C$ gemessen in magnetischen Wechselfeldern der Amplitude $\hat{H} = 17$ mOe (oben) und $\hat{H} = 35$ mOe (unten) sowohl in linearer Auftragung als Funktion der absoluten Temperatur T in (a) und (b) als auch in doppeltlogarithmischer Darstellung als Funktion der reduzierten Temperatur ε in (c) und (d). Es ist zu beachten, daß hier die experimentelle Suszeptibilität aufgetragen ist, d. h. Originaldaten ohne Entmagnetisierungskorrektur. Es ist deutlich zu erkennen, daß in der doppelt-logarithmischen Darstellung eine starke Krümmung der Suszeptibilitätsdaten in Abb. 5.7(c) und (d) auftritt, die für $T \rightarrow T_C^+$ zunimmt. Eine korrekte kritische Analyse ist in diesem Fall nicht möglich. Die durchgezogenen Linien zeigen den funktionellen Verlauf des Potenzgesetzes, in die der Effekt der Entmagnetisierung nach Glg (2.41) unter Vernachlässigung von Anisotropie und Austausch bereits mit eingerechnet wurde. Dabei wurden dieselben Werte für die kritische Amplitude χ_0^+ und den Exponenten γ verwendet, wie sie aus Abb. 5.5 für $\hat{H} = 17$ mOe bzw. unabhängig für $\hat{H} = 35$ mOe (nicht gezeigt) ermittelt wurden. γ wurde somit aus zwei unabhängigen Messungen bestimmt. Im Rahmen des Fehlers stimmen auch die für $T \rightarrow T_C^+$ aus $N_{\parallel} = 1/\chi'(T_C)$ bestimmten Entmagnetisierungsfaktoren N_{\parallel} überein (s. Abb. 5.7(c),(d)). Anhand dieses Beispiels wird deutlich, welche eminent wichtige Bedeutung der Entmagnetisierungskorrektur für eine genaue und konsistente kritische Analyse zukommt. Erstaunlicherweise finden sich in der Literatur dennoch nach wie vor Anpassungen an experimentelle Suszeptibilitäten $\chi'(T)$, die genau diesen Entmagnetisierungseffekt nicht berücksichtigen [23,24]. Es ist offensichtlich, daß eine Anpassung eines Potenzgesetzes nach Glg. (2.15) in diesem Fall (Abb. 5.7(c) und (d)) zum einen keineswegs im kritischen Temperaturbereich $\varepsilon < 10^{-2}$ nahe T_C durchgeführt werden kann. Zum anderen liefert eine solche Anpassung viel zu große und lediglich effek-

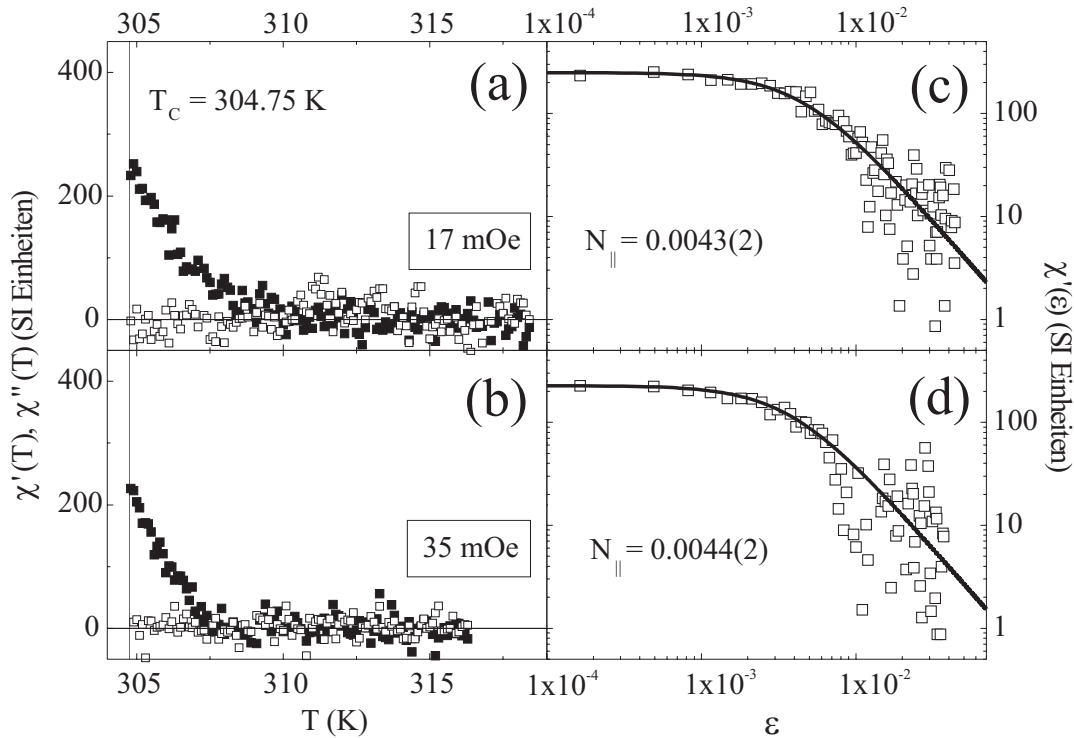


Abbildung 5.7: Realteil χ' (geschlossene Symbole) und Imaginärteil χ'' (offen) der experimentellen Suszeptibilität χ ohne Korrektur für einen Entmagnetisierungsfaktor $N_{||}$ bei $\hat{H} = 17$ mOe und $\hat{H} = 35$ mOe, wie angegeben. (a),(b) lineare Auftragung als Funktion von T , (c),(d) doppelt-logarithmische Darstellung als Funktion von ϵ . Anpassung (durchgezogene Linie) mit Werten für T_C , $N_{||}$ wie angegeben und $\chi_0^+ = 0.024$.

tive Werte für den kritischen Exponenten γ . In vorliegendem Fall ergäbe ein Fit im Bereich $10^{-3} < \epsilon < 4 \cdot 10^{-2}$ einen unphysikalischen kritischen Exponenten $\gamma > 2$. Offensichtlich sind die Resultate einer solchen Fitprozedur nicht aussagekräftig.

5.3 Die Schwierigkeiten der kritischen Analyse

Im folgenden werden die Schwierigkeiten diskutiert, die generell bei der kritischen Analyse der (Wechselfeld)Suszeptibilität nahe T_C auftreten. Diese führen dazu, daß sowohl die in diesem Kapitel beschriebene unabhängige Bestimmung der Curietemperatur als auch die Korrektur für einen Entmagnetisierungsfaktor unerlässlich sind.

In diesem Zusammenhang ist wichtig, daß das Maximum (oder die Singularität) von $\chi'(T)$ exakt nur für infinitesimal kleine magnetische Felder mit der Curietemperatur T_C zusammenfällt. Darüberhinaus tritt keine Energiedissipation auf, d. h. $\chi''(T) = 0$, solange eine endliche Anisotropie magnetische Ummagnetisierungsprozesse für $T < T_C$ verhindert. Im realen Experiment dagegen erreicht $\chi'(T)$ ihr Maximum bei Temperaturen unterhalb T_C aufgrund der Verwendung zwar kleiner, aber doch endlicher Felder \hat{H} . Dies wurde bereits von Stierstadt *et al.* für den Ni Volumenfestkörper [102] und in diesem Kapitel für $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilagen gezeigt [17,18]. In diesem Zusammenhang sei auf eine weitere Methode zur Messung der magnetischen Suszeptibilität hingewiesen, die *feldabhängige ac*-Suszeptibilität (s. z. B. Seeger *et al.* [103]). Dort findet sich häufig eine Art der kritischen Analyse, die darauf beruht, alle drei freien Parameter, T_C , χ_0^+ und γ , für $T > T_C$ gleichzeitig über einen Dreiparameter-Fit anzupassen, um lineares Verhalten über einen möglichst ausgehenden Temperaturbereich mit Hilfe sog. Kouvel-Fisher- [104], Arrott- [105] oder modifizierter Arrott-Auftragungen [106] zu erhalten. Im Rahmen dieser Methoden wird also einzig der Bereich reduzierter Temperatur maximiert, über den die Daten lineares Verhalten zeigen [10,20,22]. Solche Prozeduren zum Anpassen experimenteller Suszeptibilitätsdaten sind insbesondere im Grenzfall spezieller Effekte, wie z. B. bei dem im nächsten Abschnitt beschriebenen *dimensional crossover*, aus denen Abweichungen vom linearen Verhalten als Funktion der Temperatur resultieren, fragwürdig. Obwohl eben genannte Analysemethoden für die Bestimmung von T_C und γ fest etabliert sind und verhältnismäßig vernünftige Ergebnisse liefern, sei auf einige Tatsachen hingewiesen, die die Anwendbarkeit derselben limitieren:

Bestimmung von T_C

Zunächst ist unbestritten, daß die Verwendung eines Multiparameter-Fits für T_C und γ zur kritischen Analyse weniger verlässliche Resultate liefert als die separate Bestimmung einer dieser Größen und der damit verbundenen Reduktion der Anzahl freier Parameter. In dieser Arbeit (s. auch [17,18]) konnte gezeigt werden, daß die Curietemperatur T_C diejenige Temperatur ist, bei der das Absorptionssignal $\chi''(T)$ der *ac*-Suszeptibilität für $T \rightarrow T_C^+$ einsetzt. Wie gezeigt, können durch diese Art der unabhängigen T_C -Bestimmung wesentlich verlässlichere Werte für γ gewonnen werden. Einschränkungen gelten auch hier für die *feldabhängige* Wechselfeldsuszeptibilität, da im Rahmen dieser Methode T_C zwar aus einer Nullfeldmessung bestimmt

wird. Allerdings bedeutet Nullfeld hierbei meist einige Oe. Dabei wird zum einen T_C aus dem Maximum von $\chi'(T)$ bestimmt. Zum anderen geht die Ungenauigkeit der T_C -Bestimmung aufgrund der zu großen Wechselfelder in den Fehler der kritischen Analyse mittels der Skalengesetze ein. Im Rahmen dieser Arbeit konnte jedoch gezeigt werden, daß für eine zuverlässige Bestimmung von T_C und γ die Verwendung sehr kleiner Wechselfelder im Bereich einiger 10 mOe zwingend notwendig ist.

Korrektur der experimentellen Daten

Offensichtlich gilt das Potenzgesetz (2.15) nur für die interne Suszeptibilität der Probe. Leider finden sich in der Literatur bis heute zahlreiche Beispiele in denen die kritische Analyse für experimentell bestimmte Daten ohne Korrektur von Entmagnetisierungsfeldern [23,24] und anderen statischen Feldern (Anisotropiefelder, Exchange Bias Felder und magnetisches Erdfeld), vgl. Glg. (2.41) vorgenommen wurde. Dies führte dazu, daß frühere kritische Analysen oft nur *effektive* kritische Exponenten γ_{eff} und β_{eff} bestimmten, wodurch das Problem einer akkuraten Analyse von $\chi(T)$ weiterhin bestand. Eine Korrektur der experimentellen Suszeptibilitätsdaten für ein Entmagnetisierungsfeld ist deshalb zwingend notwendig.

ac- und *dc*-Suszeptibilität

Der paramagnetische Anteil der Suszeptibilität $\chi_{pm}(T)$ ist von einer ferromagnetischen Suszeptibilität $\chi_{fm}(T)$ überlagert, die hauptsächlich von der Rotation der Magnetisierung, d. h. von Domänenprozessen, herrührt [33,97]. Dies gilt für alle *ac*-Suszeptibilitätsexperimente, nicht nur für den hier vorgestellten Spezialfall der Gegeninduktionsmethode sondern insbesondere auch für Messungen der *feldabhängigen* Wechselfeldsuszeptibilität. So ist es in Bezug auf diese Methoden wichtig zu betonen, daß ein ferromagnetischer Beitrag v. a. dann aus einer teilweisen Rotation ferromagnetischer Domänen resultiert, wenn die Amplitude \hat{H} des oszillatorischen Magnetfeldes kleiner ist als die Koerzitivfeldstärke $H_C(T)$. Demgegenüber wird für $\hat{H} > H_C(T)$ eine komplette Ummagnetisierung nur über Domänenwandbewegungen erfolgen. Auch wenn in diesem Fall der ferromagnetische Beitrag $\chi_{fm}(T)$ direkt mit der magnetischen Anisotropie $K(T)$ korreliert ist, deren Temperaturabhängigkeit z. B. über das berühmte phänomenologische Modell von Callen und Callen gegeben ist [54], ist dieser Ummagnetisierungsprozeß weit davon entfernt, richtig verstanden

zu sein, da er stark von der Struktur der untersuchten Probe dominiert ist. Messungen der dc -Suszeptibilität haben zwar nicht mit Effekten zu kämpfen, die durch äußere Wechselfelder induziert werden. Dennoch existieren einige bedeutende Nachteile gegenüber einer ac -Messung. Diese sind zum einen die Bestimmung einer bei T_C verschwindenden Größe, der Magnetisierung $M(T)$, was üblicherweise im Vergleich zur ac -Suszeptibilität die Verwendung größerer Feldamplituden \hat{H} verlangt. Zum anderen kann kein Absorptionssignal $\chi''(T)$ beobachtet werden, daß zur unabhängigen Bestimmung der Curietemperatur T_C benötigt wird. Hinzu kommt, daß das Suszeptibilitätssignal mit Hilfe von ac -Messungen letztlich direkt als Funktion der Temperatur gemessen werden kann, was im allgemeinen eine wesentlich größere relative Temperaturauflösung im Vergleich zu dc -Messungen garantiert. Dies ist insbesondere für die kritische Analyse wichtig und spiegelt die Tatsache wider, wie nahe an T_C gemessen werden kann, d. h. wie groß der kritische Temperaturbereich ist, der zur Anpassung der experimentellen Daten an das Potenzgesetz (2.15) genutzt werden kann. So konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, daß eine relative Temperaturauflösung von 10^{-4} bis 10^{-5} und ein ausgedehnter Bereich reduzierter Temperatur bis $1 \cdot 10^{-4}$ für eine aussagekräftige kritische Analyse zwingend notwendig ist.

5.4 Der Dimensional Crossover

Klassische magnetische Schichtstrukturen wie z. B. die in den 60er und 70er Jahren stark untersuchten sog. *layered transition metal compounds* [25–27,107,108], wie z. B. $(\text{C}_n\text{H}_{2n+1}\text{NH}_3)_2\text{MCl}_4$, mit $M=\text{Mn,Cu,Fe}$ und $n = 1, 2, 3, 4, 10$, sind ideale Prototypsysteme zum Studium kritischer Effekte in Bezug auf sog. *dimensional crossover*-Phänomene. Diese sind folgendermaßen charakterisiert: Eingebettet in eine nichtmagnetische, organische Schicht bilden die magnetischen Mn-, Cu- oder Fe-Ionen Einzel- oder Doppellagen mit einer charakteristischen *Intralagenaustauschkopplung* J und einer *Interlagenaustauschkopplung* J' aus, für die $J'/J \ll 1$ gilt. Die magnetische Ordnung innerhalb der Filmebenen kommt dabei durch die paramagnetischen bzw. ferromagnetischen Ionen Mn, Cu, Fe zustande und kann dabei sowohl ferromagnetisch als auch antiferromagnetisch sein. Bei Annäherung an die Ordnungstemperatur T_C von der T_C^+ -Seite beobachtet man in beiden Fällen bei einer charakteristischen Temperatur T^* ein Anwachsen der Interlagen-Korrelationslänge $\xi'(T)$ über die Schichtdicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht hinaus. An diesem Punkt zeigt

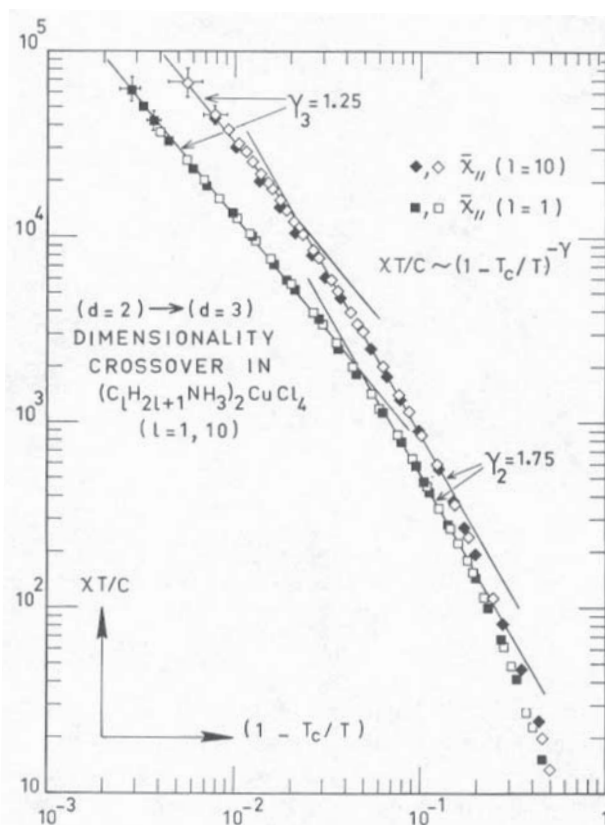


Abbildung 5.8: Interne Suszeptibilität als Funktion der reduzierten Temperatur einer *layered transition metal compound*. Nach [26,27,107].

die Schichtstruktur einen Übergang von zwei (2D) zu drei Dimensionen (3D). Hierbei wird impliziert, daß die einzelnen magnetischen Lagen oberhalb der Curietemperatur T_C gekoppelt sind. Die analog zu den klassischen Schichtstrukturen aufgebauten Fe-Lagen sind bei $T = 0$ zwar über das nichtmagnetische V ebenfalls stark ferromagnetisch austauschgekoppelt ($J'_0 \approx 100 \mu\text{eV}/\text{Atom}$; dies entspricht einem Austauschfeld von ca. 50 kOe). Im Fall der modernen, metallischen $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilagen war jedoch nicht geklärt, wie sich die Kopplung temperaturabhängig verändert.

Die klassischen Arbeiten [25–27,107,108] zeigen, daß ein *dimensional crossover* in den bereits erwähnten organischen Schichtstrukturen bei $\varepsilon \approx 10^{-2}$ in der reduzierten Temperatur auftritt. Dies ist in Abb. 5.8 für das System $(C_n H_{2n+1} NH_3)_2 CuCl_4$ dargestellt. Aufgetragen ist die für Entmagnetisierungseffekte korrigierte, interne, paramagnetische Suszeptibilität als Funktion der reduzierten Temperatur. In die-

sen Schichten wurde allerdings unterhalb $\varepsilon = 10^{-2}$ bisher kein Übergang von 2D nach 3D nahe T_C^+ beobachtet. Trotz der strukturellen Ähnlichkeit der $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilage ändert sich dort die Steigung (Krümmung) von $\chi'_{int}(\varepsilon)$ über den gesamten Bereich der reduzierten Temperatur nicht (s. Abb. 5.5). Sogar eine falsche Bestimmung der Curietemperatur würde keinen Knick in der Suszeptibilität erzeugen (Abb. 5.5 und 5.6). Offensichtlich tritt auf der T_C^+ -Seite kein *dimensional crossover* bis hinab zu $\varepsilon = 1 \cdot 10^{-4}$ auf. Dabei kann nicht ausgeschlossen werden, daß ein Übergang von 2D nach 3D auf der T_C^+ -Seite erst unterhalb $\varepsilon = 10^{-4}$, also noch näher am Phasenübergang, oder sogar unterhalb T_C in einem ähnlich schmalen Temperaturbereich auftritt. Interessanterweise findet Lenz im Rahmen einer SQUID-Magnetometriestudie [48] an derselben $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Probe ein 3D-Ising Verhalten der Magnetisierung unterhalb der Ordnungstemperatur mit einem kritischen Exponenten $\beta = 0.32(1)$. Damit läßt sich nicht grundsätzlich ausschließen, daß ein *dimensional crossover* in $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ auftritt. Es liegt jedoch die Vermutung nahe, daß ein Übergang zu 3D tatsächlich erst unterhalb T_C überhaupt auftritt. Dennoch stellt sich die Frage, weshalb sich das metallische System $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ im Vergleich zu den zahlreichen Beispielen der klassischen ferromagnetischen und antiferromagnetischen 2D-Schichtsysteme grundsätzlich unterschiedlich verhält [26,27,107–109]. Wie bereits erwähnt, ist das System $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ bei tiefen Temperaturen stark austauschgekoppelt. So wäre zunächst zu erwarten, daß die Multilage auch in der Nähe von T_C 3D-Verhalten zeigt. Die Beobachtung, daß sich das System oberhalb T_C wie ein zweidimensionaler dünner Film verhält, läßt mehrere Schlüsse zu:

2D-Spinfluktuationen und Korrelationslänge

Die einzelnen Fe-Lagen verhalten sich wie einzelne, nicht miteinander wechselwirkende, zweidimensionale 2 ML dünne Filme. Das System ist entkoppelt. Dafür spricht nicht nur die Tatsache, daß sich aus den Suszeptibilitätsmessungen ein 2D-Ising Exponent ergibt sondern auch die relativ hohe Curietemperatur um Raumtemperatur. Es ist bekannt (s. z. B. [10]), daß ein ultradünner 2 ML Fe Film abhängig vom Substrat ein T_C von ca. 100–200 K besitzt. Zweidimensionale Spinfluktuationen führen jedoch im Fall gekoppelter Systeme zu einer Erhöhung der Curietemperatur um bis zu 80–100 K. Das relativ hohe T_C von $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ um Raumtemperatur macht das Vorhandensein dieser Fluktuationen plausibel. Die Korrelationslänge $\xi(T)$ spielt dabei ebenfalls eine wichtige Rolle. Diese kann nicht senkrecht zur Schichtstruktur

anwachsen und $\xi(T)$ divergiert in der Ebene der Fe-Lagen.

Interlagenaustauschkopplung

Die Interlagenaustauschkopplung $J'(T)$ selbst ist temperaturabhängig und verschwindet in der Nähe von T_C . Diese Vermutung wird belegt durch Abb. 5.9. Gezeigt sind Messungen der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) zur Bestimmung von $J'(T)$ als Funktion der Temperatur an Fe_2/V_5 unterhalb der Ordnungstemperatur. Dargestellt ist das Verhältnis $J'(T)/M(T)$ normiert auf den Sättigungswert J'_0/M_0 bei $T \approx 0$ K (geschlossene Symbole). $M(T)$ ist die temperaturabhängige Magnetisierung. Offensichtlich nimmt $J'(T)/M(T)$ mit steigender Temperatur nahe T_C stark ab. Folglich wird $J'(T)$ auf der T_C^- -Seite wesentlich schneller als $M(T)$ kleiner und verschwindet schließlich bei T_C . Die Fe-Lagen sind oberhalb der Ordnungstemperatur entkoppelt und zeigen zweidimensionales Verhalten. Es ist allerdings zu erwarten, daß für $T \rightarrow T_C^-$ eine Temperatur existiert, bei der $J'(T)$ endlich bleibt und dort ein Übergang von 2D nach 3D auftritt. Obwohl die ac -Suszeptibilität sowohl ober- als auch unterhalb der Ordnungstemperatur existiert, ist eine Analyse des kritischen Verhaltens für $T \rightarrow T_C^-$ wesentlich schwieriger als auf der T_C^+ -Seite. Dies liegt in der Hauptsache am Auftreten eines zusätzlichen ferromagnetischen Beitrages, der die Analyse der paramagnetischen Suszeptibilität unterhalb T_C ohne die Fähigkeit zur Trennung der Beiträge unmöglich macht (s. Kap. 6).

A priori existiert kein schlüssiges Argument warum $J'(T)$ bei T_C verschwinden sollte. Betrachtet man die elektronische Bandstruktur in einem Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY)-Bild, so wird die Interlagenaustauschkopplung über spinpolarisierte Leitungselektronen der nichtmagnetischen Zwischenschicht, in diesem Fall V, vermittelt. Über diesen Kanal können die magnetischen Momente der ferromagnetischen Fe-Lagen miteinander wechselwirken. In diesem Zusammenhang resultiert die Temperaturabhängigkeit von $J'(T)$ aus Veränderungen der Zustandsdichte nahe der Fermioberfläche [110]. Dies bedeutet jedoch, daß eine nicht vernachlässigbare Abnahme von $J'(T)$ nur für sehr große Temperaturen im Bereich der Fermitemperatur von $T_F \approx 10^4$ K auftritt. Dies ist allerdings unwahrscheinlich. Folgt man der Vorstellung für die klassischen $3d$ -Schichtsysteme [26,27,107–109], so bewirkt eine oberhalb T_C vorhandene Interlagenaustauschkopplung, daß die magnetischen Momente der einzelnen Schichten miteinander wechselwirken können. Sobald die Korrelationslänge bei der Annäherung an die Curietemperatur wächst

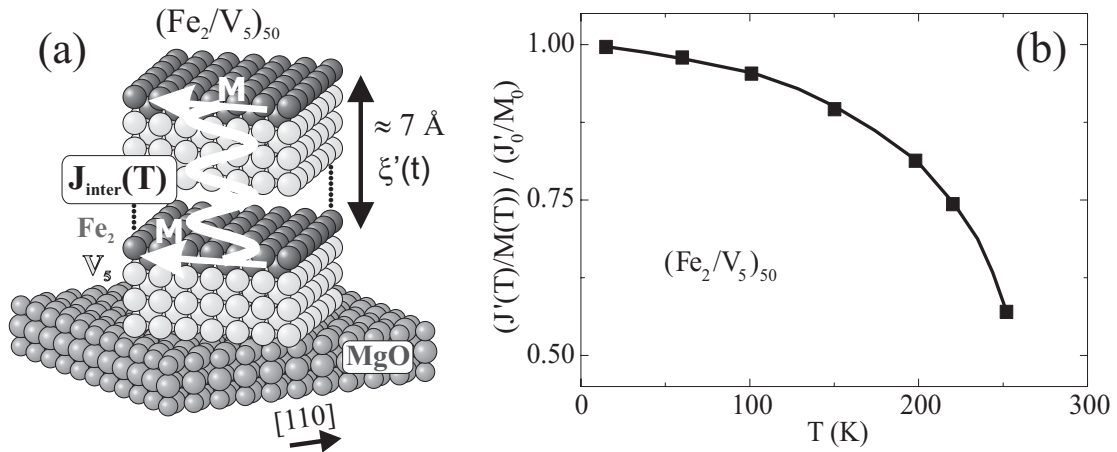


Abbildung 5.9: (a) Schematische Darstellung der austauschgekoppelten $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilage. (b) Interlagenaustauschkopplung als Funktion der Temperatur für dasselbe System. Die durchgezogene Linie führt das Auge.

und die Dicke der V-Zwischenschicht der Multilage von ca. 7 \AA übersteigt, muß ein Übergang zu drei Dimensionen und damit ein *dimensional crossover* auf der T_C^+ Seite auftreten. Interessant wäre in diesem Zusammenhang die theoretische Untersuchung der experimentellen Ergebnisse mit Blick auf das Auftreten einer Anomalie für Temperaturen $T_C \ll T_F$. Eine schlüssigere Erklärung für das Verschwinden von $J'(T)$ bei T_C wird nach [111] als Effekt von unkorrelierten Spinwellen-Anregungen an den Oberflächen zweier getrennter ferromagnetischer Fe-Lagen gegeben. Die experimentellen Daten sind zur Zeit die einzigen, die das beschriebene $J'(T = T_C)$ Verhalten belegen.

Darüberhinaus existiert lediglich eine einzige weitere Arbeit, die sich mit der Bestimmung kritischer Exponenten in austauschgekoppelten metallischen Multilagensystemen beschäftigt hat. Mohan *et al.* [112,113] konnten zeigen, daß sich eine magnetische (1 nm) Tb–Dy–Tb/(1 nm) Cr-Multilage nahe der Curietemperatur 3D-artig verhält. Dieses 3D-Verhalten wurde einer Austauschwechselwirkung, induziert durch die Cr-Zwischenschicht, zugeschrieben. Es ist jedoch anzunehmen, daß der Mechanismus des Austausches in diesem System grundsätzlich anders funktioniert, da Cr im Vergleich zum nichtmagnetischen, lediglich polarisierbaren V einen natürlichen Antiferromagneten darstellt. Auf der anderen Seite wird in den klassischen Arbeiten [25–27,107,108] zum *dimensional crossover* oberhalb der Ordnungs-

temperatur davon berichtet, daß die magnetischen Lagen in den organischen 2D-Schichtsystemen auch oberhalb T_C gekoppelt bleiben. Dies ist dort bedingt durch andere/zusätzliche Wechselwirkungen, wie z. B. dem Superaustausch [27], welche von grundsätzlich verschiedenem Charakter im Vergleich zur Interlagenaustauschkopplung sind. Es wird zusammenfassend betont, daß die kritische Analyse der internen paramagnetischen Suszeptibilität $\chi'_{int}(T)$ klar beweist, daß das $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -System als Prototyp metallischer Multilagen bis hinab zu $\varepsilon = 1 \cdot 10^{-4}$ in der reduzierten Temperatur 2D-Ising Verhalten zeigt und kein *dimensional crossover* auftritt.

Kapitel 6

Die Höheren Harmonischen von (Fe₂/V₅)₅₀

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmals im Bereich ultradünner Filme die höheren Harmonischen der *ac*-Suszeptibilität $\chi_n(T)$ bis $n = 11$ untersucht. Zur Auswertung der $\chi_n(T)$ in der Nähe von T_C wurde eine neue Analysemethode entwickelt. Die Kenntnis der Temperaturabhängigkeit der $\chi_n(T)$ ist von fundamentaler Bedeutung, da sie wichtige Informationen enthalten. So wird gezeigt werden, daß mit Hilfe der $\chi_n(T)$ zum einen die Möglichkeit gegeben ist, die Curietemperatur T_C unabhängig zu bestimmen*. Zum anderen ist über eine Fourier-Analyse der $\chi_n(T)$ die volle Temperaturabhängigkeit der ferromagnetischen Hysterese – und damit des Koerzitivfeldes $H_C(T)$ und der Sättigungsmagnetisierung $M_S(T)$ – in einem sehr schmalen Temperaturbereich nahe T_C zugänglich, in dem klassische Magnetometriemethoden wie z. B. VSM, MOKE, etc. aus Empfindlichkeitsgründen versagen. Darüberhinaus ist es mit Hilfe dieser neuen Analysemethode prinzipiell möglich, die kritischen Exponenten γ und β mit erhöhter Genauigkeit und Zuverlässigkeit innerhalb einer einzelnen Messung der $\chi_n(T)$ nahe T_C zu extrahieren. Eine unabhängige Bestimmung der genannten Größen ist über eine Trennung der *ac*-Suszeptibilität in ihre ferromagnetischen ($\chi_{fm}(T)$) und paramagnetischen ($\chi_{pm}(T)$) Anteile möglich. Es sei schon an dieser Stelle ausdrücklich darauf hingewiesen, daß diese Informationen durch eine Standardmessung der ersten harmonischen Komponente $\chi_1(T)$ nicht zugänglich sind.

*Bezugnehmend auf Kap. 5 ist dies eine zweite unabhängige Bestimmungsmethode für T_C .

6.1 Die Bedeutung höherer Harmonischer

Es wurde schon in Kap. 2 betont, daß die Suszeptibilitätsmessung einige Vorteile gegenüber der Magnetisierungsmessung bietet. Dies gilt ausschließlich für den Temperaturbereich nahe T_C , sowohl unter- als auch oberhalb. Die Magnetisierung $M(T)$ ist lediglich empfindlich auf den Erwartungswert $\langle S^z \rangle$ des Spinoperators, wohingegen $\chi(T)$ durch die Proportionalität zu $\langle S^2 \rangle$ und die Divergenz auf beiden Seiten des ferro- zu paramagnetischen Phasenüberganges nach Glg. (2.15) ausgezeichnet ist. Bei der Analyse gemessener Suszeptibilitätspektren ist darauf zu achten, daß streng zwischen experimentell bestimmter und interner Suszeptibilität der Probe unterschieden werden muß, da Glg. (2.15) lediglich für $\chi_{int}(T)$ divergiert. Dazu sind nach Glg. (2.41) verschiedene Korrekturen nötig, insbesondere die Korrektur eines Entmagnetisierungsfeldes, das für die in dieser Arbeit verwendete Meßgeometrie lediglich durch einen Entmagnetisierungsfaktor $N_{||}$ in der Ebene gegeben ist. $\chi_{int}(T)$ ist ein nützliches Werkzeug, um T_C mit großer Genauigkeit zu ermitteln [16,18,93,102,114]. So wurde $\chi_{int}(T)$ in den vergangenen Jahrzehnten dazu benutzt, das kritische Verhalten nahe T_C zu bestimmen, sowohl für Volumenfestkörper als auch für ultradünne Filme und magnetische Multilagen. Ungeachtet dessen führt die gleichzeitige Bestimmung von Curietemperatur T_C , kritischem Exponenten γ und der kritischen Amplitude χ_0^\pm bis heute zu Schwierigkeiten (s. Kap. 5.3), die eine unabhängige Bestimmung dieser drei Größen, insbesondere von T_C , unabdingbar machen. In Kap. 5 wurde eine neue Methode zur unabhängigen Bestimmung von T_C über das Einsetzen des Absorptionssignals $\chi''(T)$ bei $T = T_C$ vorgestellt. Dazu ist allerdings die Meßbarkeit eines endlichen $\chi''(T)$ Voraussetzung. Für ultradünne Filme ist dies jedoch nicht in allen Fällen möglich, wie z. B. für das System $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$ in Kap. 4 gezeigt wurde. So bedarf es neuer wissenschaftlicher Herangehensweisen und alternativer Methoden. Im folgenden soll gezeigt werden, daß die Messung und die Analyse höherer Harmonischer $\chi_n(T)$ der Wechselfeldsuszeptibilität eine solche alternative Methode darstellt. Am Multilagen-System $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ wird dies exemplarisch gezeigt. Zum besseren Verständnis der daraus gewonnenen Ergebnisse wird zusätzlich ein Vergleich mit theoretischen Rechnungen im Rahmen einer *Molekularfeld*-Näherung (MFA) gezogen, deren theoretischer Hintergrund im Abschnitt 6.3 sowie in Ref. [31] eingehend beschrieben und diskutiert wird.

Zu $\chi_n(T)$ existiert erstaunlich wenig Literatur [23,24,115–119], die sich

darüberhinaus hauptsächlich mit dem Studium des kritischen Verhaltens nahe T_C beschäftigt. Carré und Souletie [119] schlugen vor, daß die Koeffizienten $\chi(T, \omega) = \chi_n(T, \omega_0) = \chi'_n(T, \omega_0) + i\chi''_n(T, \omega_0)$, mit $n = 3, 5, 7, \dots$ und $\omega = n\omega_0$, in der Nähe von T_C ebenso einem universellen Potenzgesetz folgen wie $\chi(T) = \chi_1(T, \omega_0)$ nach Glg. (2.15), allerdings mit anderen kritischen Parametern γ_n und $\chi_{0,n}^\pm$. So belegen Messungen von Shirane *et al.* [115] für den Ni-Volumenfestkörper, daß die dritte harmonische Komponente $\chi_3(T)$ tatsächlich einem solchen kritischen Verhalten nahe T_C folgt. Aus der Analyse von $\chi_3(T)$ konnten sie einen universellen kritischen Exponenten γ_3 extrahieren. So ist es unter Umständen möglich, aus der Temperaturabhängigkeit jeder einzelnen Komponente der höheren Harmonischen $\chi_n(T)$ einen kritischen Exponenten γ_n zu bestimmen, der das universelle Verhalten nahe der Curietemperatur widerspiegelt. Dies ist jedoch nicht der Schwerpunkt dieser Arbeit. Dieser liegt vielmehr im fundamentalen Verständnis höherer Harmonischer $\chi_n(T)$ und sowohl der unabhängigen Bestimmung der Curietemperatur T_C als auch einer später näher erläuterten, für die Bestimmung kritischer Exponenten sehr wichtigen Trennung von paramagnetischen und ferromagnetischen Anteilen der ac -Suszeptibilität.

6.2 Die Harmonische Antwortfunktion nahe T_C

Im allgemeinen besteht die Antwort $\chi(H, T, t)$ eines ferromagnetischen Systems auf eine äußere, zeitabhängige Anregung durch ein magnetisches Wechselfeld $H(t) = \hat{H} \cos(\omega_0 t)$ der Frequenz ω_0 und der Wechselfeldamplitude \hat{H} nahe T_C aus sowohl ferromagnetischen als auch paramagnetischen Beiträgen[†]. Hierbei wird der paramagnetische Anteil als derjenige definiert, der aus der Variation der Amplitude des Magnetisierungsvektors $\mathbf{M}(T, H(t))$ resultiert, wohingegen der ferromagnetische Beitrag aus der Rotation desselben im Feld \hat{H} entspringt, das bedeutet durch Ummagnetisierungs- oder Domänenprozesse. Für eine konstante Temperatur $T > T_C$ in der paramagnetischen Phase folgt der Ordnungsparameter $M(T, H(t)) = |\mathbf{M}(T, H(t))|$ der wohlbekannten Brillouin-Funktion (s. auch Kap. 2, Glg. (2.33)). Die Antwort des Systems ist proportional zum äußeren magnetischen Wechselfeld $H(t) = \hat{H} \cos(\omega_0 t)$ und bei genügend kleiner Modulationsamplitude \hat{H}

[†]Unter Vernachlässigung konstanter, da temperaturunabhängiger Beiträge wie z. B. der Pauli-Suszeptibilität der Leitungselektronen (vgl. Kap. 2 sowie für die experimentelle Bestimmung Kap. 5).

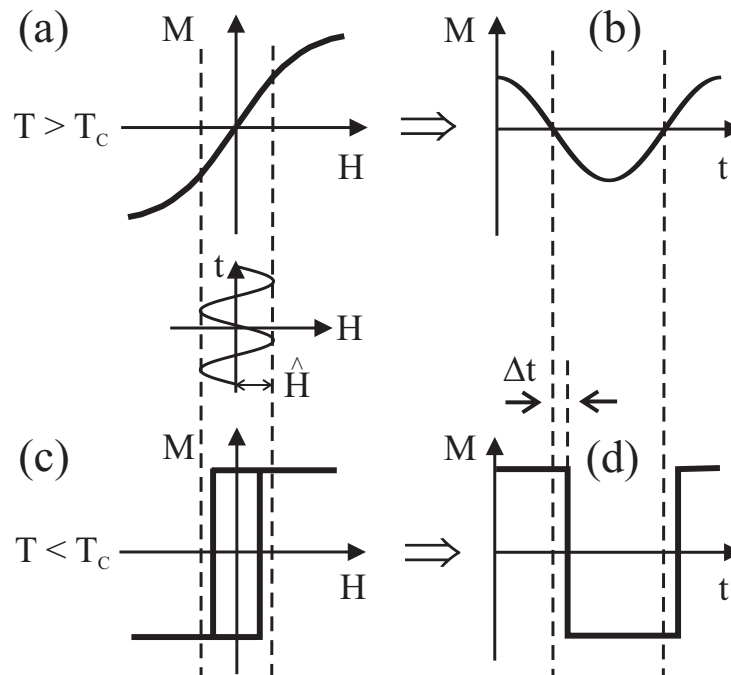


Abbildung 6.1: Skizze der feld- und zeitabhängigen magnetischen Antwortfunktion $M(T, H(t))$ erzeugt durch ein oszillatorisches Magnetfeld $H(t)$ nahe T_C . Die Teilbilder (a) und (b) repräsentieren den paramagnetischen Fall für $T > T_C$; (c) und (d) veranschaulichen die ferromagnetische Antwort unterhalb der Curietemperatur. Die Phasenverschiebung $\Delta t = \varphi(T) \cdot \tau_0 / (2\pi)$ zwischen $H(t)$ und $M(H, T, t)$ rührt von Hystereseeffekten her.

linear vom äußeren Feld abhängig. Dies ist in Abb. 6.1(a) dargestellt und gilt lediglich im Grenzfall kleiner Amplituden \hat{H} im Vergleich zur thermischen Anregungsenergie $k_B T$, wobei k_B die Boltzmann-Konstante ist. So folgt die zeitabhängige Magnetisierung $M(t)$ dem oszillatorischen Magnetfeld oberhalb T_C instantan und ohne Phasenverschiebung, wie in Abb. 6.1(b) skizziert. Die Antwort des Systems ist somit rein paramagnetisch.

Ein gänzlich anderes Verhalten tritt für $T < T_C$ in der ferromagnetischen Phase auf. Es werden Hystereseeffekte beobachtet (s. Abb. 6.1(c)). Um die Magnetisierung aus der Sättigung z. B. für positive H -Felder in die andere Sättigungsrichtung zu drehen, muß die Modulationsamplitude \hat{H} des äußeren Wechselfeldes größer werden als die Koerzitivfeldstärke $H_C(T)$. Dies ist durch die gestrichelten vertikalen Linien angedeutet. In diesem Fall folgt $M(t)$ einer diskontinuierlichen, nahe-

zu Rechteck–Funktion. Zusätzlich tritt eine Phasenverschiebung Δt bezüglich $H(t)$ auf (s. Abb. 6.1(d)), die gegeben ist durch $\Delta t = \varphi(T) \cdot \tau_0 / (2\pi)$, wobei $\varphi(T)$ die temperaturabhängige Phase und $\tau_0 = 2\pi / \omega_0$ eine volle Oszillationsperiode über die Anregungsfrequenz ω_0 darstellen. Die dazugehörige Antwortfunktion kann über eine Fourier–Summe über die Real– und Imaginärteile der komplexen Suszeptibilitäts–Koeffizienten n -ter Ordnung $\chi_n(T, \omega_0) = \chi'_n(T, \omega_0) + i\chi''_n(T, \omega_0)$ beschrieben werden. Unter Berücksichtigung von $M_n(T, \omega_0) = \chi_n(T, \omega_0) \hat{H}$ ergeben sich diese Koeffizienten dann aus

$$M(T, t) = \hat{H} \sum_{-\infty}^{\infty} \chi_n(T, \omega_0) e^{-in\omega_0 t}, \quad (6.1)$$

bzw.

$$\chi(T, t) = \sum_{-\infty}^{\infty} \chi_n(T, \omega_0) e^{-in\omega_0 t}. \quad (6.2)$$

Die Temperaturabhängigkeit der Phase $\varphi(T)$ wird besonders durch die Gültigkeit der Beziehung

$$\sin[\varphi(T)] = H_C(T) / \hat{H} \quad (6.3)$$

deutlich (zur Ableitung dieser Beziehung s. Kap. B.1). Demnach verschwindet für $T \rightarrow T_C^-$ wie erwartet sowohl die Fläche unter der Hysterese als auch $\varphi(T)$ und folglich $H_C(T)$. Es wird ausdrücklich darauf hingewiesen, daß die Antwortfunktion für $T < T_C$ eine Kombination aus ferro– und paramagnetischen Anteilen ist. Die Fourier–Komponenten $\chi_n(T)$ können direkt durch Messungen der ac –Suszeptibilität bestimmt werden. Unter der hier zugrundeliegenden Annahme, daß $H(t)$ harmonisch variiert und unter Ausschluß zusätzlicher statischer Magnetfelder, zeichnet sich $M(t)$ durch Inversionssymmetrie aus. Deshalb treten in Glg. (6.1) nur ungeradzahlige Koeffizienten $\chi_n(T)$ mit $n = 1, 3, 5, \dots$ auf.

6.3 Die Molekularfeld–Theorie höherer Harmonischer

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zusätzlich zu Messungen der höheren Harmonischen der Wechselfeldsuszeptibilität theoretische Berechnungen der Fourier–Koeffizienten von $\chi(T)$ durchgeführt. Dies geschah im Rahmen eines *Molekularfeld*–Ansatzes (MFA) über die Berechnung der temperatur–, feld– und

zeitabhängigen Magnetisierung $M(T, H(t))$. Aus dieser können die höheren Harmonischen $M_n(T, \omega_0) = \chi_n(T, \omega_0) \hat{H}$ durch Fourier-Analyse bestimmt werden. Dies wird ausführlich beschrieben und erläutert. Zur Vereinfachung werden im folgenden nur klassische Spins mit Einheitslänge $|\mathbf{S}_i| = 1$ am Gitterplatz i betrachtet. Als Ansatz wird folgender Heisenberg-ähnliche Hamilton-Operator \mathcal{H} benutzt:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\frac{J}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \\ & -K_2 \sum_i (S_i^z)^2 - K_4 \sum_i (S_i^x)^2 (S_i^z)^2 \\ & -\mu_0 \mu \sum_i H(t) S_i^z. \end{aligned} \quad (6.4)$$

$J > 0$ bedeutet dabei ferromagnetische Kopplung zwischen Nächsten-Nachbar-Spins i und j . K_2 und K_4 repräsentieren jeweils die uniaxialen bzw. vierzähligen Anisotropie-Konstanten, deren Vorzeichen leichte und schwere Richtungen in der Filmebene anzeigen. So wird aus Glg. (6.4) sofort ersichtlich, daß für positive Vorzeichen von K_2 und K_4 eine leichte Richtung entlang der z -Achse gegeben ist. Diese beiden Größen stellen die einzigen Fit-Parameter des gesamten Modells dar. Alle anderen Parameter sind durch experimentelle Werte bestimmt. Die Anisotropie wird in diesem Modell benutzt, um das Koerzitivfeld H_C zu simulieren. Natürlich sollte die Symmetrie der Anisotropie, und damit die von H_C , der zugrundeliegenden Gittersymmetrie Rechnung tragen [120]. Deshalb wird in Abschnitt 6.4, beim Vergleich zwischen Experiment und Theorie für ultradünne $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilagen, nur noch eine vierzählige Anisotropie-Konstante K_4 verwendet werden. Das im folgenden beschriebene Modell beinhaltet jedoch aus Gründen der Verallgemeinerung zusätzlich eine uniaxiale Anisotropie K_2 . Das oszillatorische Magnetfeld $H(t) = \hat{H} \cos(\omega_0 t)$ der Amplitude \hat{H} und der Frequenz ω_0 zeigt entlang der z -Richtung als Quantisierungsachse. μ bezeichnet das magnetische Moment eines Atoms, μ_0 ist die bekannte Permeabilität des Vakuums.

Der Hamilton-Operator aus Glg. (6.4) wird durch eine einfache MFA unter der Annahme gelöst, daß ferromagnetische Ordnung unterhalb der Curietemperatur T_C durch $M(T, H) = \mu \langle S_i^z \rangle$ beschrieben wird. Als Funktion der relativen Stärke von Magnetfeld $H(t)$ und der Anisotropien $K_{2,4}$ ist zwischen zweierlei Fällen zu unterscheiden. Erstens zeigen die $+z$ - und $-z$ -Richtungen, entsprechend der Winkel $\phi = 0$ und $\phi = \pi$ in der Ebene, ein Minimum und ein Maximum der

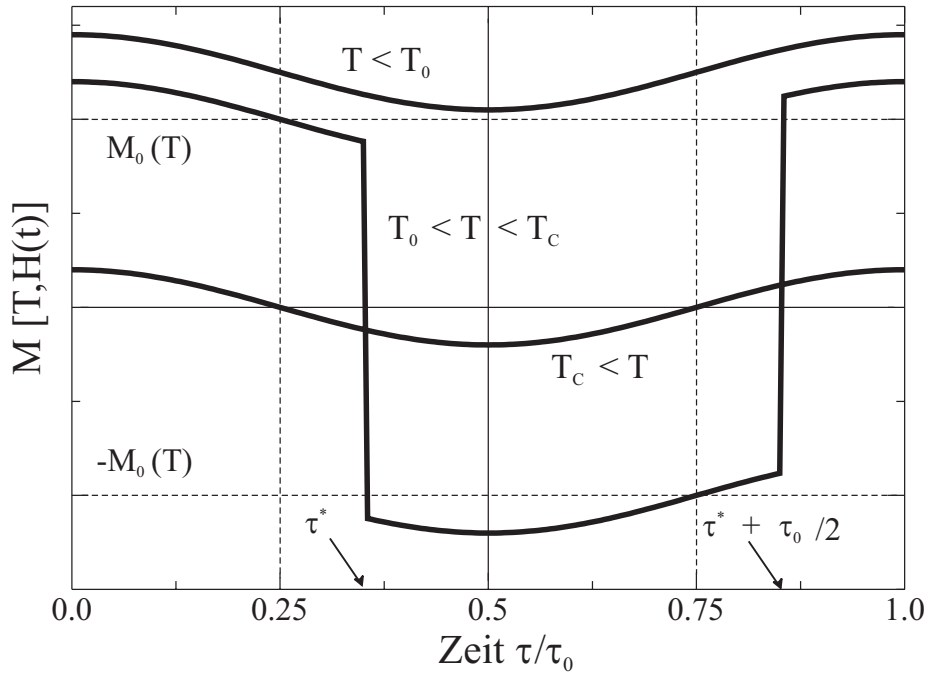


Abbildung 6.2: Zeitabhängige Magnetisierung $M(T, H(t))$ für drei verschiedene Temperaturen $T < T_0$, $T_0 < T < T_C$ und $T > T_C$. τ^* bezeichnet die kritische Zeit innerhalb einer Oszillationsperiode $\tau_0 = 2\pi/\omega_0$, bei der ein Ummagnetisierungsprozeß von $M_0(T) + \Delta M(T, H) \rightarrow -M_0(T) + \Delta M(T, H)$ stattfindet.

Freien Energie $F(T, H, \phi)$ an. Gleichzeitig sind diese beiden Richtungen jedoch Minima von $F(T, H, \phi)$, getrennt durch eine Energiebarriere. Es sei betont, daß während einer Ummagnetisierung das Zwischenminimum für vierzählige Anisotropie bei $\phi = \pi/2$ nicht auftritt. Das bedeutet, daß mit zunehmendem negativen Feld erst das Zwischenminimum und dann das Minimum bei $\phi = 0$ verschwindet. Beide genannten Fälle können über die Bildung der zweiten Ableitung der Freien Energie $(\partial F/\partial \phi)(\phi = 0, \pi)$ explizit berechnet werden. Ist die Amplitude des magnetischen Wechselfeldes zu klein, um die Energiebarriere zu überwinden, resultiert dies lediglich in einer kleinen Variation der Magnetisierung um den Gleichgewichtswert $M(T, 0) = M_0(T)$ (s. Abb. 6.2, obere Kurve für $T < T_0$). In diesem Fall tritt weder eine magnetische Hysterese noch Energiedissipation auf. Während einer Feldschleife findet sich das System teilweise in metastabilen Minima von $F(T, H, \phi)$ wieder. Wenn nun aber, zu geeigneter Zeit, das alternierende Feld $H(t)$ groß genug ist, um die

Anisotropiebarriere zu überwinden, tritt eine Ummagnetisierung und damit verbunden eine Hysterese, begleitet von Energieabsorption auf (s. Abb. 6.2, mittlere Kurve für $T_0 < T < T_C$). Hierbei werden die Sprünge in der Magnetisierung, z. B. von der $+z$ - zur $-z$ -Richtung, näherungsweise durch $M(T, H) \rightarrow -M(T, H)$ beschrieben. Eine thermisch aktivierte Überwindung der Energiebarriere ist in der MFA allerdings nicht enthalten. Darüberhinaus wurde die Eindomänigkeit des Systems angenommen, sodaß keine Ummagnetisierungsprozesse durch Domänenwandbewegungen berücksichtigt werden. Oberhalb T_C folgt die Magnetisierung dem äußeren Wechselfeld kontinuierlich und in Phase (s. Abb. 6.2, untere Kurve für $T > T_C$).

Im allgemeinen muß die Berechnung der Freien Energie $F(T, H, \phi)$ und der Magnetisierung $\mathbf{M}(T, H)$ numerisch vorgenommen werden. Um dennoch analytische Ausdrücke für diese Größen und darüberhinaus für die Fourier-Koeffizienten $M_n(T, \omega_0)$ zu erhalten, wurde wie folgt vorgegangen. Da für die $3d$ -Übergangsmetalle die Austauschwechselwirkung wesentlich größer als die Anisotropie ist, d. h. $J \gg K_2, K_4$, wird letztere im Rahmen der Theorie nur als kleine Störung betrachtet. In diesem Fall läßt sich die Magnetisierung durch die Langevin-Funktion

$$M(T, H(t)) = \mu(\coth(x) - 1/x), \quad (6.5)$$

mit

$$x = \frac{qJM(T, H(t)) + \mu_0\mu H(t)}{k_B T} \quad (6.6)$$

ausdrücken, wobei q die Koordinationszahl bedeutet. Im Rahmen dieser Näherung ist die Curietemperatur gegeben durch $T_C = qJ/(3k_B)$. Die Magnetisierung $M(T, H(t))$ wird aus Glg. (6.5) unter Wahl eines geeigneten Startwertes iterativ berechnet.

Die Anisotropien ergeben sich mit Hilfe thermodynamischer Störungstheorie [121] zu den *effektiven, temperaturabhängigen Anisotropiekoeffizienten*

$$\mathcal{K}_2(T, H) = K_2 \cdot f_2(T, H), \quad (6.7)$$

$$\mathcal{K}_4(T, H) = K_4 \cdot f_4(T, H), \quad (6.8)$$

wobei die Funktionen $f_2(T, H)$ und $f_4(T, H)$ hauptsächlich durch die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung bestimmt sind:

$$f_2(T, H) = 1 - \frac{3}{x} \coth(x) + \frac{3}{x^2}, \quad (6.9)$$

$$f_4(T, H) = 1 - \left(\frac{10}{x} - \frac{105}{x^3} \right) \coth(x) + \frac{45}{x^2} + \frac{105}{x^4}. \quad (6.10)$$

Es ist zu beachten, daß $\mathcal{K}_{2,4}(T, H) \rightarrow K_{2,4}$ für $T \rightarrow 0$, und $\mathcal{K}_{2,4}(T, 0) \rightarrow 0$ für $T \rightarrow T_C$ gilt. Mit zunehmender Temperatur schwindet die Fähigkeit der Anisotropie der Magnetisierung eine bestimmte Vorzugsrichtung zu geben. Dem wird durch die kleiner werdenden effektiven Anisotropien in den Glg. (6.9) und (6.10) Rechnung getragen.

Der winkelabhängige Anteil der Freien Energie ist nunmehr in guter Näherung gegeben durch [121]

$$\begin{aligned} F(T, H, \phi) = & -\mu_0 \mu H(t) M(T, H) \cos \phi \\ & -K_2 f_2(T, H) \cos^2 \phi \\ & -K_4 f_4(T, H) (\cos^4 \phi - \cos^2 \phi). \end{aligned} \quad (6.11)$$

Eine schwache Abhängigkeit von $M(T, H)$ von ϕ ist dabei vernachlässigt. Minimierung von $F(T, H, \phi)$ bezüglich ϕ liefert die (meta)stabilen Richtungen der Magnetisierung für die auf S. 76 beschriebenen Fälle. Die Bedingungen $\phi = 0$ und $\phi = \pi$ für die Minima verlangen, daß

$$\mu_0 \mu H(t) M(T, H) + 2[K_2 f_2(T) + K_4 f_4(T)] > 0 \quad (6.12)$$

gilt. Die Zeit τ^* innerhalb einer Oszillationsperiode, bei der ein Minimum zu einem Maximum wird und Ummagnetisierung von $M(T, H)$ nach $-M(T, H)$ auftritt, ist selbst temperaturabhängig und gegeben durch

$$\cos(\omega_0 \tau^*) = -\frac{2[K_2 f_2(T, H(\tau^*)) + K_4 f_4(T, H(\tau^*))]}{\mu_0 \mu \hat{H} M(T, H(\tau^*))}. \quad (6.13)$$

Im Spezialfall einer harmonischen Oszillation und nur wenn keine statischen Restfelder vorhanden sind, vollzieht sich die reversible Ummagnetisierung von $-M(T, H)$ nach $M(T, H)$ offensichtlich zur Zeit $\tau^* + \tau_0/2$ (vgl. Abb. 6.2), wobei $\tau_0 = 2\pi/\omega_0$ wieder eine volle Oszillationsperiode darstellt. Zum späteren Gebrauch führen wir eine Temperatur T_0 ein, definiert als diejenige Temperatur, bei der zum ersten Mal eine Ummagnetisierung auftritt. T_0 ist dabei implizit gegeben durch

$$\mu_0 \mu \hat{H} M(T_0, -\hat{H}) = 2[K_2 f_2(T_0, -\hat{H}) + K_4 f_4(T_0, -\hat{H})]. \quad (6.14)$$

Wie bereits einleitend erwähnt, kann der Einfluß eines magnetischen Feldes auf die magnetische Antwort des Systems unterteilt werden in (i) eine Variation der Größe,

d. h. der Länge der Magnetisierung $M(T, H)$, welche zur sog. *longitudinalen* oder *paramagnetischen* Suszeptibilität führt, und (ii) in den eigentlichen Ummagnetisierungsprozeß, d. h. zum Beispiel $M(T, H) \rightarrow -M(T, H)$, welcher als der sog. *rotierende* oder *ferromagnetische* Beitrag bezeichnet wird. Der paramagnetische Anteil ist für alle Temperaturen vorhanden, wohingegen der ferromagnetische nur in solchen Temperaturbereichen auftritt, in denen eine Anisotropiebarriere existiert, die während einer Magnetfeld-Oszillation überwunden wird, also für $T_0 < T < T_C$. Zusätzlich tritt nur in diesem Temperaturbereich Absorption auf. Allerdings ist der Imaginärteil $\chi''(T)$ dort nur endlich, wenn keine weiteren Prozesse, wie z. B. teilweises Ummagnetisieren von Domänen oder thermisch aktivierte Überwindung der Energiebarriere beobachtet werden.

Für kleine Zeeman-Energien, d. h. für kleine Feldamplituden \hat{H} im Vergleich zur Molekularfeld-Energie für $T < T_C$ bzw. zur thermischen Energie $k_B T$ für $T > T_C$, kann die Langevin-Funktion, Glg. (6.5), zur ersten Ordnung in $H(t)$ entwickelt werden:

$$M(T, H) \simeq M(T, 0) + \Delta M(T, H) = M_0(T) + \chi(T, 0) H(t). \quad (6.15)$$

Die Suszeptibilität $\chi(T, H) = \partial M(T, H) / \partial H$ wird dann nach der MFA für klassische Spins zu

$$\frac{\mu_0 \mu^2}{\chi(T, H)} = \frac{k_B T x^2 \sinh^2(x)}{\sinh^2(x) - x^2} - 3 k_B T_C, \quad (6.16)$$

wobei x durch Glg. (6.6) gegeben ist. Für $T > T_C$ und $H = 0$ strebt die Suszeptibilität dem Grenzwert $\chi(T, 0) = (\mu_0 \mu^2) / [3 k_B (T - T_C)]$ zu. Es sei betont, daß die Näherung aus Glg. (6.15) nicht für Temperaturen sehr nahe T_C gilt. Für die MFA wird nach Landau [37] ein nichtlineares Verhalten von $M(T, H)$ in der Nähe von T_C in Bezug auf H beobachtet, gegeben durch $M(T_C, H) \simeq H^{1/\delta}$ mit dem kritischen Exponenten $\delta = 3$. Theoretische Rechnungen zeigen, daß solch ein nichtlineares Verhalten hauptsächlich im Temperaturbereich $0.995 < T/T_C < 1.005$ dominiert.

Die Zeit τ^* , bei der die Energiebarriere während einer Feldschleife verschwindet, s. Glg. (6.13), ist schließlich gegeben durch

$$\cos(\omega_0 \tau^*) \simeq - \frac{2 [K_2 f_2(T, 0) + K_4 f_4(T, 0)]}{\mu_0 \mu \hat{H} M_0(T)}. \quad (6.17)$$

Das bedeutet, daß bei τ^* die Magnetisierung von $M_0(T) + \Delta M(T, H)$ nach $-M_0(T) + \Delta M(T, H)$ springt.

Die Fourier–Transformation der Magnetisierung ist zeitabhängig durch das oszillatorische Magnetfeld $H(t)$ und liest sich

$$M_n(T) = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} dt M(T, H) e^{i n \omega_0 t}. \quad (6.18)$$

Daraus ergeben sich die Real– (in Phase) und Imaginäranteile (außer Phase) mit $M_n(T) = M'_n(T) + iM''_n(T)$ zur Ordnung n . Benutzt man die Näherungen aus den Gln. (6.5) und (6.15) kann die Fourier–Transformation analytisch ausgeführt werden. Der *harmonische* Anteil $\Delta M(T, H) \propto H(t)$ von $M(T, H)$ (vgl. Glg. (6.15)) liefert dabei einen zusätzlichen Beitrag $M'_{1,pm}(T)$, der nur auf den Realteil des Koeffizienten erster Ordnung wirkt. Diese paramagnetische Komponente $M'_{1,pm}(T)$ spiegelt die Variation der Länge von $M(T, H)$ wider, ist selbst frequenzunabhängig und existiert für alle Temperaturen. Sie ist gegeben durch

$$M'_{1,pm}(T) = \frac{1}{2} \chi(T, 0) \hat{H}. \quad (6.19)$$

Es sei darauf hingewiesen, daß $M'_{1,pm}(T)$ eine Singularität bei $T = T_C$ besitzt, die ein Artefakt der Näherung aus Glg. (6.15) darstellt (vgl. auch Abschnitt 6.6).

Weitaus interessanter als der eben beschriebene paramagnetische Anteil ist der rechteckige Beitrag von $M(T, H)$, der von der Hysterese und der damit verbundenen Ummagnetisierung von $M_0(T) \leftrightarrow -M_0(T)$ stammt. Die zugehörigen Fourier–Koeffizienten bilden die ferromagnetischen Beiträge. Diese resultieren einzig aus der Rotation der Magnetisierung und sind somit lediglich im Temperaturbereich $T_0 < T < T_C$ existent. Eine einfache Rechnung ergibt

$$M'_{n,fm}(T) = \frac{2 M_0(T)}{n \pi} \sin(n \omega_0 \tau^*), \quad (6.20)$$

$$M''_{n,fm}(T) = -\frac{2 M_0(T)}{n \pi} \cos(n \omega_0 \tau^*). \quad (6.21)$$

Offensichtlich sind diese beiden Gleichungen nur gültig für ungerade Koeffizienten, d. h. für $n = 1, 3, 5, \dots$. Gerade Fourier–Koeffizienten, also für $n = 0, 2, 4, \dots$, treten aufgrund der Inversionssymmetrie sowohl des magnetischen Feldes als auch der magnetischen Antwortfunktion $M(T, H)$ nicht auf. Der totale ($n = 1$)–Koeffizient ergibt sich somit aus der Summe der Beiträge aus den Gln. (6.19) und (6.20). Die Amplituden der einzelnen Fourier–Koeffizienten variieren mit zunehmender Ordnung n wie $1/n$. Zusätzlich kann man aus den Gln. (6.20) und (6.21) sofort ersehen, daß

die Nullstellen der Realteile $M'_{n,fm}(T)$ mit den Extrema der Imaginärteile $M''_{n,fm}(T)$, und umgekehrt, zusammenfallen. Eine einfache Nullstellen-Bedingung für $M'_{n,fm}(T)$ ergibt sich zu

$$n \omega_0 \tau^* = l \pi, \quad (6.22)$$

wobei l eine ganze Zahl darstellt. Ein ähnlicher Ausdruck läßt sich für die Nullstellen der $M''_{n,fm}(T)$ bestimmen:

$$n \omega_0 \tau^* = (l + 1/2) \pi. \quad (6.23)$$

Sowohl die Real- als auch die Imaginärteile, $M'_{n,fm}(T)$ und $M''_{n,fm}(T)$, verschwinden im Grenzfall $T \rightarrow T_C$, da $M_0(T) \rightarrow 0$.

Nullstellen der Fourier-Koeffizienten für $T \lesssim T_C$

Es wird gezeigt werden, daß die Nullstellen der Fourier-Koeffizienten eng mit der Anisotropie und dadurch mit dem Koerzitivfeld verknüpft sind. In diesem Unterabschnitt werden deshalb analytische Ausdrücke für die Nullstellen der ferromagnetischen Fourier-Koeffizienten $M'_{n,fm}(T)$ und $M''_{n,fm}(T)$ (Gln. (6.20) und (6.21)) als Funktion der Temperatur im interessanten Temperaturbereich kurz unterhalb der Curietemperatur T_C abgeleitet. Zu diesem Zweck werden in einer weiteren Näherung sowohl die Magnetisierung $M_0(T)$ als auch die Funktionen $f_2(T, 0)$ und $f_4(T, 0)$ für $M_0(T) \ll 1$ entwickelt. Mit Hilfe von Glg. (6.5) erhält man dann

$$M_0^2(T) \simeq \frac{5}{3} \left(\frac{T}{T_C} \right)^2 \varepsilon, \quad (6.24)$$

mit $\varepsilon = (T_C - T)/T_C$ und dem kritischen Exponenten $\delta = 1/2$. In gleicher Weise ergibt sich für $H = 0$ aus den Gln. (6.9) und (6.10):

$$f_2(T, 0) = \frac{3}{5} \left(\frac{T_C}{T} \right)^2 M_0^2(T), \quad (6.25)$$

$$f_4(T, 0) = \frac{3}{35} \left(\frac{T_C}{T} \right)^4 M_0^4(T). \quad (6.26)$$

Offensichtlich nehmen die Funktionen $f_2(T, 0) \propto M_0^2(T)$ und $f_4(T, 0) \propto M_0^4(T)$ für $T \lesssim T_C$ schneller ab als die Magnetisierung $M_0(T)$. Das bedeutet, daß auch die effektiven Anisotropien $\mathcal{K}_2(T, 0)$ und $\mathcal{K}_4(T, 0)$ schneller verschwinden als die Zeeman-Energie $\mu_0 \mu \hat{H} M_0(T)$. Dies ist der Grund dafür, daß Hystereseschleifen in

der Nähe von T_C auch mit vergleichsweise kleinen magnetischen Feldern beobachtet werden können. Einsetzen der Gln. (6.24) bis (6.26) in Glg. (6.17) liefert schließlich eine neue Bestimmungsgleichung für τ^* :

$$-\cos(\omega_0 \tau^*) \approx \frac{2}{\mu_0 \mu \hat{H}} \frac{T_C}{T} \sqrt{\varepsilon} (K_2 \alpha_2 + K_4 \alpha_4 \varepsilon), \quad (6.27)$$

wobei sich für klassische Spins die $\alpha_2 = \sqrt{3/5}$ und $\alpha_4 = \sqrt{5/147}$ ergeben.

Die Nullstellen T'_l der ferromagnetischen Fourier-Koeffizienten $M'_{n,fm}(T)$ aus Glg. (6.20) werden im folgenden explizit berechnet. Dabei gilt für l die Einschränkung $n/2 < l \leq n$. Aus den Gln. (6.22) und Glg. (6.27) sowie der Ersetzung $t'_l = T'_l/T_C$ folgt

$$\begin{aligned} \cos(\omega_0 \tau^*) &= \cos(l \pi/n) \equiv c'_l \\ &= -\frac{2}{\mu_0 \mu \hat{H}} \frac{1}{t'_l} \sqrt{1 - t'_l} (K_2 \alpha_2 + K_4 \alpha_4 (1 - t'_l)). \end{aligned} \quad (6.28)$$

Dies ist eine Gleichung vierter Ordnung für t'_l . Für $K_4 = 0$ reduziert sich diese auf eine rein quadratische Gleichung:

$$t'_l = 2 \left(\frac{K_2 \alpha_2}{\mu_0 \mu \hat{H} c'_l} \right)^2 \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\mu_0 \mu \hat{H} c'_l}{K_2 \alpha_2} \right)^2} - 1 \right]. \quad (6.29)$$

In gleicher Weise lassen sich die Nullstellen T''_l von $M''_{n,fm}(T)$ aus Glg. (6.21) erhalten. Für l gilt hierbei $(n-1)/2 < l \leq (2n-1)/2$. Die $t''_l = T''_l/T_C$ ergeben sich analog aus den Gln. (6.28) und (6.29), wenn die c'_l durch $c''_l = \cos[\pi(2l+1)/(2n)]$ ersetzt werden.

In den folgenden Abschnitten werden die Meßergebnisse höherer Harmonischer an einer $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilage vorgestellt und mit der in diesem Abschnitt erläuterten Theorie verglichen. Die Suszeptibilitäten $\chi_n(T) = \chi'_n(T) + i\chi''_n(T)$ sind dabei die eigentlichen Meßgrößen und deshalb wird im folgenden nur noch von diesen die Rede sein.

6.4 $\chi_n(T)$ von $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$: Vergleich Experiment und Theorie

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmals für ultradünne Ferromagnete eine Reihe temperaturabhängiger Messungen einer großen Zahl von Fourier-Koeffizienten

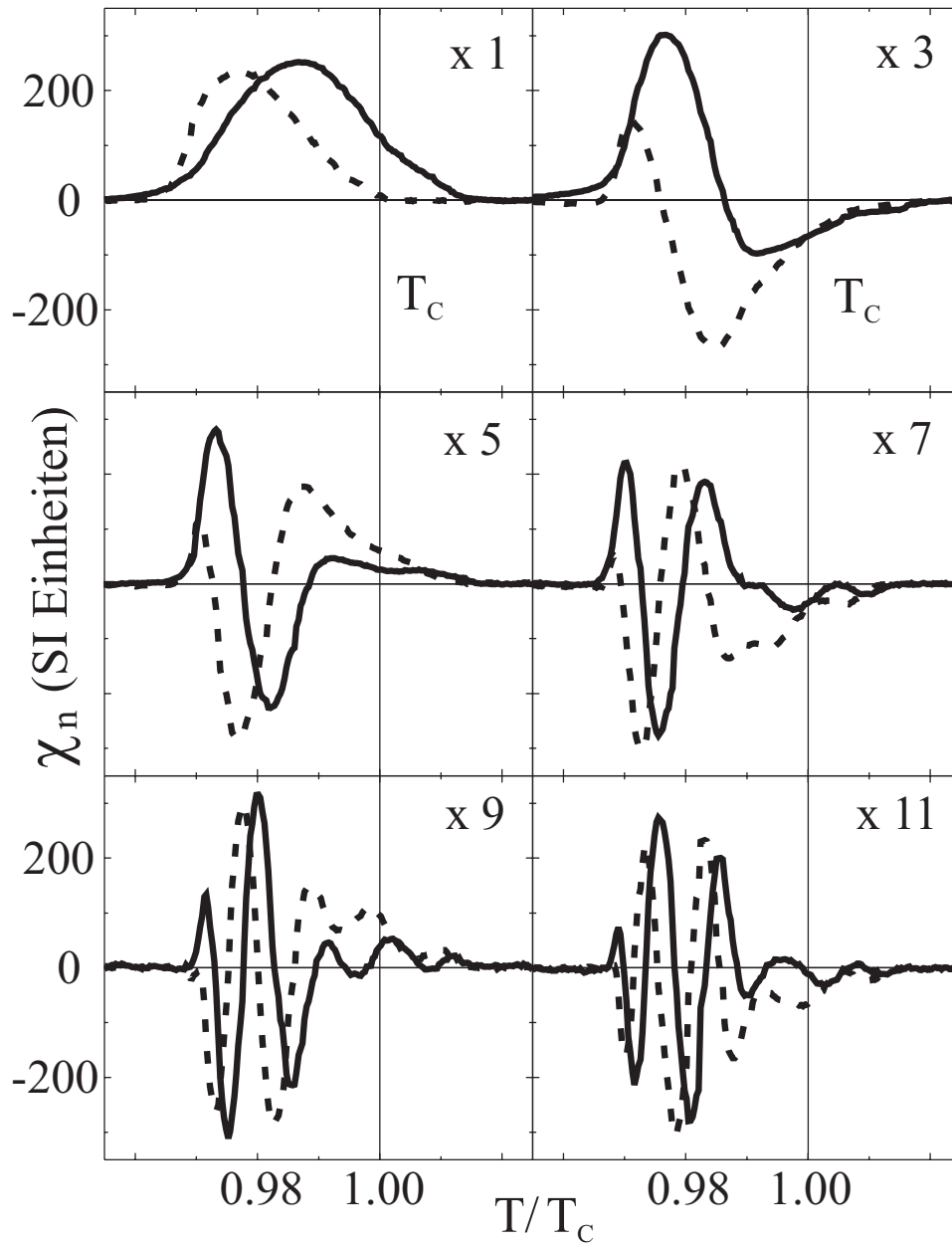


Abbildung 6.3: Experimentell bestimmte Realteile $\chi'_n(T)$ (durchgezogene Linien) und Imaginärteile $\chi''_n(T)$ (gestrichelt) der Wechselfeldsuszeptibilität von $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$. Der Vergrößerungsfaktor ($\times n$) spiegelt die Skalierung der Amplituden der jeweiligen Fourier-Koeffizienten mit steigender Ordnung n wie $1/n$ wieder. Die Curietemperatur $T_C = 304.75$ K ist durch die beiden vertikalen durchgezogenen Linien angedeutet.

der ac -Suszeptibilität in einem Feld der Modulationsamplitude $\hat{H} = 0.8$ Oe durchgeführt. Abbildung 6.3 zeigt die reellen und imaginären Fourier-Komponenten $\chi'_n(T)$ und $\chi''_n(T)$ für eine $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilage für $n = 1, 3, 5, \dots, 11$ im Bereich zwischen $0.955 < T/T_C < 1.025$ reduzierter Temperatur. Die Curietemperatur für diese Probe beträgt $T_C = 304.75$ K, gemessen in einem Wechselfeld von 17 mOe [18] (s. auch Kap. 5). Die Fourier-Koeffizienten der zeitabhängigen Magnetisierung $M(T, H(t))$ hängen über $1/n$ mit der Ordnung n der Harmonischen $\chi_n(T)$ zusammen. Dies wird auch dadurch ersichtlich, daß alle dargestellten Fourier-Koeffizienten vergleichbare Intensitäten von ca. 375 SI zeigen, nachdem die Spektren der einzelnen $\chi_n(T)$ in Abb. 6.3 mit dem Faktor n multipliziert wurden. In Abb. 6.4 sind die experimentellen Amplituden der $\chi_n(T)$ direkt als Funktion von $1/n$ aufgetragen. Die Theorie (Kap. 6.3) bestätigt dies zudem über die Gln. (6.20) und (6.21).

Durch die hohe Empfindlichkeit unseres Gegeninduktions-Spulenbaus (s. Kap. 3.3) sowie die große Anzahl von ferromagnetischen Fe-Lagen in der $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilage, war es möglich, nahezu rauschfreie Suszeptibilitätsspektren mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis besser als 50:1 zu erhalten. An dieser Stelle sei noch einmal betont, daß im Rahmen dieser Arbeit zweifelsfrei gezeigt wurde (Kap. 5), daß T_C – im Gegensatz zu existierender Literatur [8,10–14] – nicht im Maximum des Realteils der ersten Harmonischen $\chi'_1(T)$ liegt sondern diejenige Temperatur darstellt, bei der das Absorptionssignal $\chi''_n(T)$ verschwindet [18]. Dies hat seinen Ursprung darin, daß das Maximum von $\chi'_1(T)$ durch einen ferromagnetischen Beitrag $\chi'_{fm}(T)$ bestimmt ist, der von Ummagnetisierungsprozessen und/oder Domänenwand-Bewegungen herrührt.

Die erste Harmonische $\chi_1(T)$ ist als Funktion der Temperatur eine ausnahmslos positive Größe, mit einem Maximum von ca. 250 SI und einer Halbwertsbreite (FWHM) von 6.5 K. Die Breite und die Intensität der Suszeptibilitätsspektren ist dabei abhängig von dem verwendeten \hat{H} (vgl. Abb. 6.3). So verringert sich die FWHM auf ein stabiles Minimum von 3 K für $\chi'_1(T)$ allein durch Reduktion der Feldamplitude auf $\hat{H} \leq 70$ mOe. Die höheren Fourier-Koeffizienten mit $n = 3, 5, \dots, 11$ bestehen aus sowohl positiven als auch negativen Beiträgen unterschiedlicher Intensität entlang der T -Achse. Interessant ist der Zusammenhang zwischen der Ordnung n der Suszeptibilitätskomponenten und der Form der Spektren in Abb. 6.3. So beobachtet man schmalere werdende Suszeptibilitätssignale mit zunehmendem n . Dies rührt selbstverständlich daher, daß für höhere Ordnungen auf dasselbe Temperaturinter-

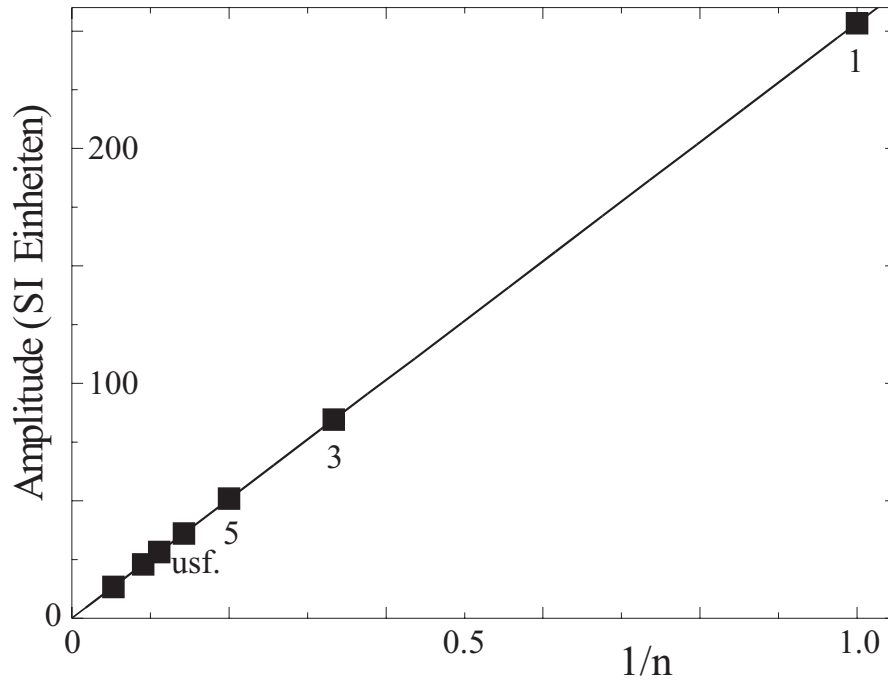


Abbildung 6.4: Experimentelle Amplitude der höheren Harmonischen als Funktion der reziproken Ordnung $1/n$.

voll offensichtlich immer mehr Nulldurchgänge und Extrema kommen, deren Zahl direkt proportional zu n sind. Die Zahl von Nullstellen beträgt hierbei $(n+3)/2$, die der Extrema $(n+1)/2$. Die im Rahmen dieser Arbeit erhaltenen experimentellen Resultate sind die ersten, die eine solch große Zahl rauschfreier Spektren höherer Harmonischer der ac -Suszeptibilität zeigen.

In Kapitel 6.3 wurde bereits eine MFA beschrieben, die zum Ziel hatte, eben jene Fourier-Komponenten $M_n(T) = \chi_n(T)\hat{H}$ der ac -Suszeptibilität zu berechnen, um einen direkten Vergleich mit dem Experiment zu ermöglichen. Dies geschah sowohl für eine uniaxial gerichtete Anisotropie K_2 als auch für eine vierzählige Anisotropie K_4 . Das hier untersuchte System $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ besitzt allerdings keine uniaxiale, lediglich eine vierzählige Anisotropie in der Ebene [64]. Deshalb wurde für die im folgenden gezeigten theoretisch simulierten höheren Harmonischen nur eine vierzählige Anisotropie K_4 angenommen. Die in die Rechnungen als einzig freier Parameter eingehende effektive Anisotropiekonstante K_4 wurde dabei so gewählt, daß der starke Anstieg der magnetischen Antwort bei $T_0/T_C \approx 0.97$ in Abb. 6.3 reproduziert wird. Daraus ergab sich ein $K_4 = 0.0588 \text{ K/Atom} = 5 \mu\text{eV/Atom} = 7 \text{ erg/cm}^3$.

Gleichzeitig wurde ein magnetisches Volumenmoment von $\mu_{Fe} = 2.25 \mu_B$ angenommen. Abb. 6.5 zeigt die mit diesen Parametern berechneten Real- und Imaginärteile der Suszeptibilitäts-Koeffizienten $\chi_n(T) = M_n(T)/\hat{H}$. Die Spektren wurden für ein äußeres Magnetfeld der Amplitude $\hat{H} = 0.8 \text{ Oe}$ aus den Glgn. (6.20) und (6.21) errechnet. Für die Auftragung in Abb. 6.4 wurden die Amplituden von $\chi'_n(T)$ und $\chi''_n(T)$ der theoretischen Rechnungen zunächst mit einem gemeinsamen Faktor skaliert, damit das Maximum der ersten berechneten Harmonischen $\chi_1(T)$ mit der gemessenen übereinstimmt. Gleichzeitig wurden alle Spektren wie im Falle von Abb. 6.3 mit der Ordnung n multipliziert, um die Skalierung der Amplituden von $\chi_n(T)$ mit steigender Ordnung n wie $1/n$ deutlich zu machen. Die Nullstellen von $\chi'_n(T)$ und $\chi''_n(T)$, nach Glg. (6.29) berechnet, sind zusätzlich als geschlossene und offene Symbole in Abb. 6.5 eingezeichnet.

Die experimentellen Befunde werden durch die MFA sehr gut reproduziert. Ein Vergleich mit Abb. 6.3 zeigt, daß sowohl das oszillatorische Verhalten, als auch die Zahl der Nullstellen und Extrema der Suszeptibilitäten höherer Ordnung sehr gut durch die Theorie wiedergegeben werden. Zudem wird die erwartete $1/n$ -Abhängigkeit der Amplituden reproduziert. Im Temperaturbereich $T_0 < T < T_C$ sind Ummagnetisierungsprozesse verantwortlich dafür, daß große Suszeptibilitätswerte sowohl für $\chi'_n(T)$ als auch für $\chi''_n(T)$ beobachtet werden.

Es ist deutlich zu erkennen, daß die ferromagnetische Antwort durch Rotation der Magnetisierung unterhalb T_C ein wesentliches größeres Signal liefert im Vergleich zum paramagnetischen Beitrag, der durch Variationen in der Amplitude der Magnetisierung zustande kommt. Letzterer existiert für alle Temperaturen. Es werden zwar kleine, aber endliche Real- und Imaginärteile $\chi'_n(T)$ und $\chi''_n(T)$ beobachtet. Dadurch daß die Modulationsamplitude des äußeren Feldes \hat{H} sehr klein ist, ist der paramagnetische Anteil auf der Skala von Abb. 6.5 jedoch kaum zu sehen.

Im folgenden wird auf den Unterschied zwischen sehr zeitaufwendigen numerischen Lösungen für die Fourier-Koeffizienten und den analytischen Ausdrücken, die in Kap. 6.3 mit Hilfe einiger dort genauer ausgeführter Näherungen abgeleitet wurden, eingegangen.

Die ferromagnetischen und paramagnetischen Anteile der Suszeptibilität können, wie in Abschnitt 6.3 erläutert, im Rahmen der Näherung aus Glg. (6.20) separiert werden (s. auch Abschnitt 6.6). Diese Näherung liefert sowohl einen paramagnetischen Anteil nur für den ($n = 1$)-Koeffizienten (s. Glg. (6.19)) als auch die

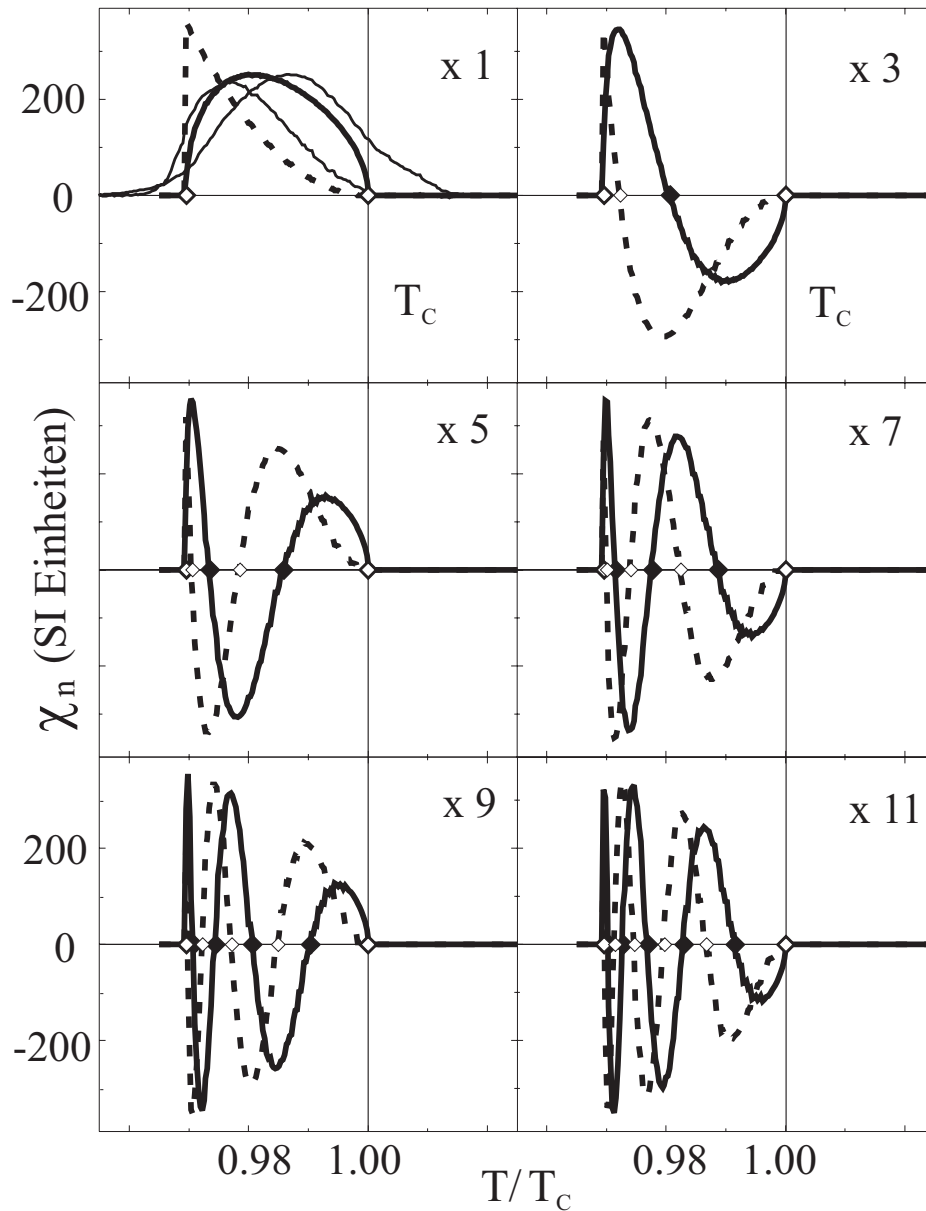


Abbildung 6.5: Berechnete Realteile $\chi'_n(T)$ (durchgezogene Linien) und Imaginärteile $\chi''_n(T)$ (gestrichelt) der Wechselfeldsuszeptibilität von $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$. Zum Vergleich wurden Dispersion und Absorption der experimentell ermittelten ersten Harmonischen $\chi_1(T)$ eingezeichnet (dünne Linien). Die berechneten Nullstellen von $\chi'_n(T)$ und $\chi''_n(T)$ sind als geschlossene und offene Symbole eingetragen. Die Curietemperatur $T_C = 304.75$ K ist durch vertikale durchgezogene Linien angedeutet.

Real- und Imaginärteile der ferromagnetischen Koeffizienten aus den Gln. (6.20) und (6.21). Die Ergebnisse dieser analytischen Näherung stimmen gut mit denen der numerischen Rechnung überein. Im Gegensatz zu den numerischen Berechnungen, für die die gesamte Hystereseschleife für jede Temperatur gerechnet werden muß, sind die analytischen Ausdrücke verständlicher sowie schneller und wesentlich einfacher zu lösen, da nur $M_0(T)$ bei $H = 0$ bekannt sein muß. Zusätzlich existieren analytische Gleichungen für die Nullstellen der Fourier-Koeffizienten (s. Glg. (6.29)). Wie bereits erwähnt, liefert die MFA für Temperaturen sehr nahe T_C keine vernünftigen Ergebnisse, da $\chi'_{1,pm}(T)$ eine Divergenz zeigt, die für die wesentlich genaueren numerischen Rechnungen nicht auftritt, s. Abb. 6.5. Desgleichen sind die $\chi'_{n,pm}(T)$ mit $n > 1$ endlich. Dieses Resultat ergibt sich nicht aus der Näherung. Es sei noch einmal betont, daß der einzig freie Parameter der Rechnungen der Wert für K_4 ist, wohingegen die anderen Parameter durch das Experiment bestimmt sind.

An dieser Stelle sei auf einige Mängel der theoretischen Ergebnisse hingewiesen. Die MFA ist bekannt dafür, daß sie im allgemeinen qualitativ korrekte Ergebnisse für anisotrope 2D-Ferromagnete liefert [122]. Da kollektive magnetische Anregungen nicht berücksichtigt werden, ist die induzierte Magnetisierung für $T \gtrsim T_C$ sehr klein. Tatsächlich ist sie um etwa einen Faktor 10 größer aufgrund der möglichen Ausrichtung von sog. *spin blocks*, die in dieser Rechnung gegenüber einzelnen Spins ausgezeichnet sind [95]. Wie schon in Kap. 6.3 erwähnt, ist die MFA nicht in der Lage, die linke Schulter der höheren Harmonischen $\chi_n(T)$ unterhalb $T/T_C = 0.97$ zu reproduzieren, s. Abb. 6.5. Obwohl in diesem Temperaturbereich die magnetische Feldamplitude \hat{H} kleiner als das Koerzitivfeld $H_C(T)$ ist, treten große Realteile $\chi'_n(T)$ und endliche Absorptionssignale $\chi''_n(T)$ auf. Dies wird höchstwahrscheinlich durch Ausbildung und teilweise Drehung magnetischer Domänen verursacht, die in der Theorie ebenfalls nicht berücksichtigt wurden. Deshalb liefert die Rechnung scharfe Knicke bei $T/T_C \simeq 0.97$ sowohl in $\chi'_n(T)$ als auch $\chi''_n(T)$, die in den experimentellen Spektren in Abb. 6.3 nicht auftreten. Darüberhinaus kann man im Vergleich zu den berechneten Spektren eine systematische Dämpfung der Intensitäten der gemessenen Maxima auf der Tieftemperaturseite von $\chi_n(T)$ beobachten. Diese nimmt mit steigender Ordnung zu. Im einzelnen heißt dies, daß das erste Maximum von $\chi''_n(T)$ bei $T/T_C = 0.97$ für steigende Ordnung n abnimmt und schließlich für $n = 9$ und $n = 11$ verschwindet. Dagegen sagt die Theorie für alle Harmonischen einen positiven Wert für $\chi''_n(T_0)$ beim Einsetzen einer Ummagnetisierung

voraus. Die beschriebenen Abweichungen zwischen theoretischer Rechnung auf der einen und dem Experiment auf der anderen Seite können durch intrinsische strukturelle Inhomogenitäten der $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilage verursacht sein, die dazu führen, daß die Ummagnetisierung für verschiedene Fe-Lagen bei geringfügig unterschiedlichen magnetischen Feldern stattfindet. Gleichzeitig besteht die Möglichkeit, daß die Energiebarriere in diesem Temperaturbereich thermisch aktiviert überwunden wird. Dieser Effekt wird in der Theorie ebenfalls nicht berücksichtigt. Es wird jedoch erwartet, daß die Berücksichtigung dieses Prozesses eine Reduktion der Maxima nahe T/T_C und endliche Absorptionssignale unterhalb T_0 nach sich zieht.

Im Gegensatz zu den theoretisch berechneten $\chi_n(T)$ zeigen die gemessenen höheren Harmonischen einen klaren Beitrag oberhalb der Curietemperatur, insbesondere für die Absorptionsspektren $\chi_n''(T)$. Dies kann folgenden Grund haben: Wie bereits ausgeführt, wurde das T_C der $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilage durch eine separate Messung von $\chi_1(T)$ in einem sehr viel kleineren Magnetfeld der Amplitude $\hat{H} = 17$ mOe bestimmt (s. Kap. 5). Die Verwendung eines oszillierenden Feldes größerer Amplitude von $\hat{H} = 0.8$ Oe hat zur Folge, daß sich der Peak von $\chi_1(T)$ verbreitert und zu höheren Temperaturen verschiebt. Der Phasenübergang wird verschmiert. Dies führt zu einem endlichen Absorptionssignal $\chi_n''(T)$ oberhalb der *wahren* Curietemperatur. Dies wird nicht nur für diese spezielle $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilage sondern im allgemeinen für ultradünne Filme oder magnetische Systeme, die aus solchen aufgebaut sind, beobachtet [28].

6.5 Magnetisierung und Koerzitivfeld nahe T_C

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neue Methode zur Analyse von Suszeptibilitätsdaten entwickelt, die es insbesondere erlaubt, mit großer Genauigkeit die volle Temperaturabhängigkeit der Hysterese in der Nähe der Curietemperatur T_C aus den höheren Harmonischen der Wechselfeldsuszeptibilität $\chi_n(T)$ zu gewinnen. Dies beinhaltet die Bestimmung des Koerzitivfeldes $H_C(T)$ und der Sättigungsmagnetisierung $M_S(T)$ ebenso wie der remanenten Magnetisierung $M_R(T)$ als Funktion der Temperatur in der Nähe von T_C . Ein weiteres wichtiges Ergebnis dieser Analyse stellt die Möglichkeit zur Trennung der Suszeptibilität am Phasenübergang in ihre paramagnetischen und ferromagnetischen Beiträge, $\chi_{pm}(T)$ und $\chi_{fm}(T)$, dar (s. Abschnitt 6.6). Die Ergebnisse dieser Analyse werden im folgenden diskutiert. Eine

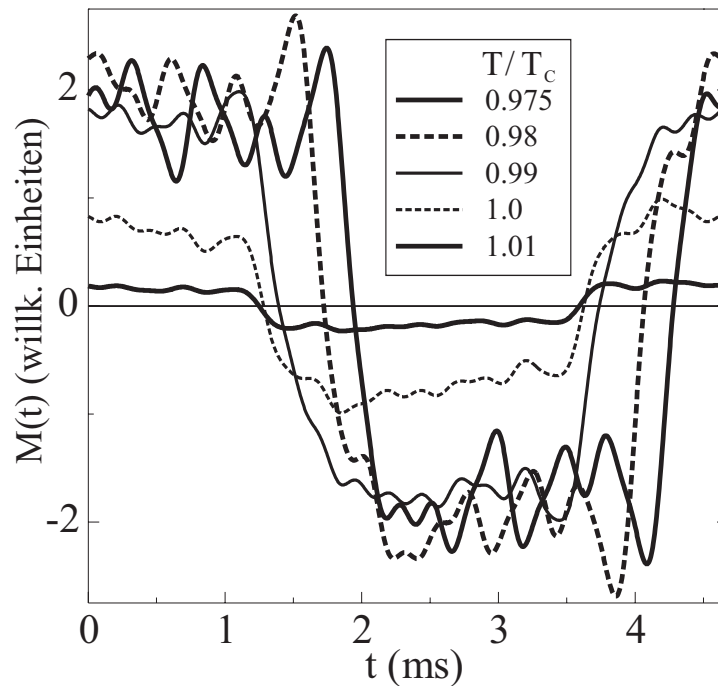


Abbildung 6.6: Zeitabhängige Magnetisierung $M(t)$ bestimmt über eine Fourier-Summe der gemessenen Fourier-Koeffizienten $\chi_n(T)$ (s. Abb. 6.3) für verschiedene ausgewählte reduzierte Temperaturen $0.975 < T/T_C < 1.01$, wie angegeben. Hierfür wurden alle in Abb. 6.3 dargestellten höheren Harmonischen bis $n = 11$ verwendet.

Beschreibung des eigens für eine solche Analyse entwickelten Computerprogramms befindet sich in Anhang A.1.

Durch eine (numerische) Fourier-Summe (Glg. (6.2)) über die gemessenen $\chi_n(T)$ konnte die zeitabhängige Magnetisierung $M(t)$ für jede reduzierte Temperatur T/T_C aus den experimentellen Daten errechnet werden. In Kap. 3 wurde bereits ausgeführt, daß die Genauigkeit in der Temperaturbestimmung an der Probe ca. 50 mK beträgt. So wird jeder Datenpunkt von $\chi_n(T)$ in einem relativen Temperaturintervall $\Delta T/T_C \approx 1.6 \cdot 10^{-4}$ aufgenommen. Daraus ergeben sich nahezu 200 Hystereseschleifen in einem sehr schmalen Temperaturbereich von ca. 4% um T_C . Diese Genauigkeit kann durch lineare Extrapolation der Suszeptibilitätsdaten noch um einen Faktor 5–10 erhöht werden. Über die bekannte Zeitabhängigkeit des magnetischen Wechselfeldes $H(t)$ ist es zudem möglich, $M(t)$ in feldabhängige Hystereseschleifen $M(H)$ umzurechnen. $M(t)$ und $M(H)$ sind in den Abb. 6.6 und 6.7 für verschiedene aus-

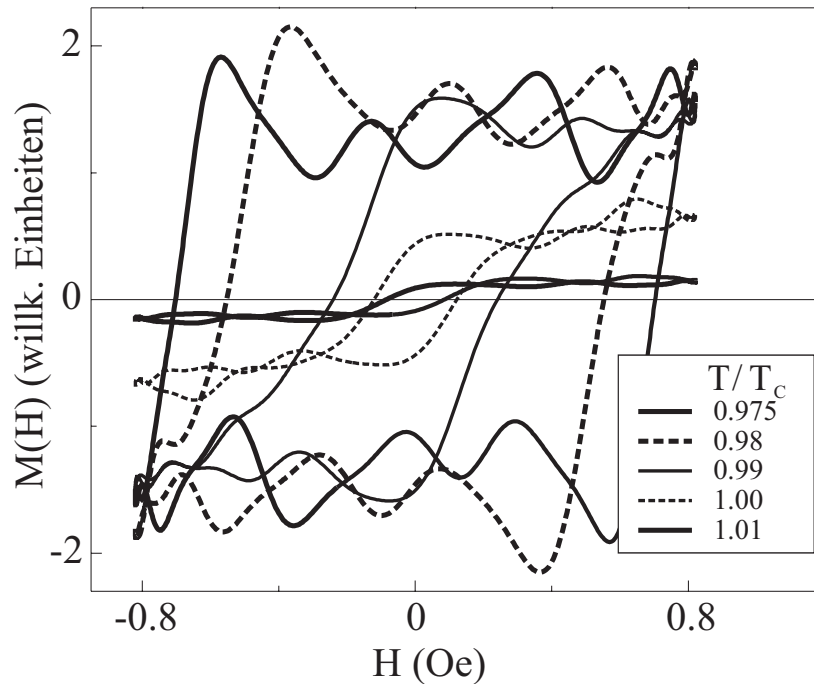


Abbildung 6.7: Hystereseschleifen $M(H)$ für verschiedene ausgewählte reduzierte Temperaturen entsprechend Abb. 6.6.

gewählte reduzierte Temperaturen im Bereich zwischen $T/T_C = 0.975$ und 1.01 dargestellt. Die Zeitachse t repräsentiert die Dauer einer einzelnen Oszillation der Periode $\tau_0 = 1/\nu_0$, mit $\nu_0 = 213.38$ Hz, gleichbedeutend dem Durchfahren einer Hystereseschleife. Für die Darstellung von $M(t)$ und $M(H)$ in den Abb. 6.6 und 6.7 wurden die Fourier-Koeffizienten $\chi_n(T)$ bis zur Ordnung $n = 11$ berücksichtigt. Dies führt zu einem auf den ersten Blick veräuschten Magnetisierungssignal. Ungeachtet dessen lassen sich die Hauptmerkmale von $M(t)$ und $M(H)$, das sind die Temperaturabhängigkeiten von $H_C(T)$ und $M_S(T)$, eindeutig bestimmen. Für $T/T_C < 1$ folgt die Magnetisierung einer Rechteckfunktion mit einer Phasenverschiebung zwischen $H(t)$ und $M(t)$ von $\Delta t = \varphi(T) \cdot \tau_0 / (2\pi)$ bzw. $\varphi(T) = H_C(T) / \hat{H}$ für aufsteigende Temperaturen. Die Temperaturabhängigkeit von $\varphi(T)$ zeigt, daß für steigende Temperatur unterhalb T_C das Koerzitivfeld $H_C(T)$ offensichtlich verschwindet, wie es für einen Ferromagneten nahe der Curietemperatur T_C erwartet wird. Unterhalb $T/T_C = 0.97$ werden nur sog. *minor loops* durchfahren. Das bedeutet, daß die Wechselfeldamplitude \hat{H} nicht ausreicht, um die volle Hysterese zu durchlaufen. In diesem Bereich kann nur die Magnetisierung von Teilbereichen der Probe, d. h. einzelner be-

vorzugter Domänen, umgeklappt werden. Dies wird auch in Abb. 6.8 deutlich und dort näher beschrieben. Im Gegensatz zu reduzierten Temperaturen unterhalb der Curietemperatur folgt $M(t)$ für $T/T_C > 1$, also in der paramagnetischen Phase, dem oszillierenden Wechselfeld $H(t)$ kontinuierlich und in Phase und zeigt ein annähernd sinusförmiges Verhalten.

Die bereits erwähnten Oszillationen in der zeit- und feldabhängigen Magnetisierung $M(t)$ und $M(H)$ rühren hauptsächlich daher, daß nur eine vergleichsweise kleine Zahl von Fourier-Koeffizienten $\chi_n(T)$ bis $n = 11$ für die Analyse verwendet wurde. Dieses sog. *Fourier-ringing* tritt allerdings – wenn auch vermindert – auch bei einer sehr viel größeren Zahl von Fourier-Komponenten auf. Im einzelnen bedeutet dies, daß die Oszillationen an den Kanten der Rechteckfunktion stark anwachsen, wenn sich die Rechteckfunktion mit wachsender Anzahl von Fourier-Komponenten stärker ausprägt. Ungeachtet dessen ist hervorzuheben, daß die oben genannten Größen $H_C(T)$ und $M_S(T)$ mit hoher Genauigkeit auch aus der Fourier-Summe einer begrenzten Anzahl höherer Harmonischer $\chi_n(T)$ bestimmt werden können. Im Gegensatz dazu stellt die Extraktion der remanenten Magnetisierung $M_R(T) = M(t = \tau_0/4) = M(H = 0)$ eine größere Herausforderung dar, da die Bestimmung dieser Größe wesentlich empfindlicher auf die Anzahl der $\chi_n(T)$ reagiert.

In Abb. 6.8 sind sowohl die Sättigungsmagnetisierung $M_S(T)$ als auch das Koerzitivfeld $H_C(T)$ als Funktion der reduzierten Temperatur T/T_C dargestellt (gestrichelte Linien). Wie bereits weiter oben ausgeführt, sind diese Informationen bereits in den höheren Harmonischen $\chi_n(T)$ enthalten und wurden aus den $M(t)$ -respektive $M(H)$ -Kurven bestimmt. Auch diese Größen besitzen, wie die entsprechenden Suszeptibilitäten, aus denen sie bestimmt wurden, dieselbe hohe Temperatureauflösung von ca. 10^{-4} in der reduzierten Temperatur. Das exzellente Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Daten zeigt sich dadurch auch in Abb. 6.8 und kann mit konventioneller Magnetometrie selbst mit sehr großem technischen Aufwand nicht erreicht werden. Zusätzlich zu den aus den Meßdaten gewonnenen Graphen sind die Ergebnisse der theoretischen Berechnung derselben Größen, $M_S(T)$ und $H_C(T)$, eingezeichnet (durchgezogene Linien).

$M_S(T)$ zeigt ein breites Maximum bei $T/T_C \approx 0.98$, d. h. genau zwischen den Maxima von $\chi_1'(T)$ und $\chi_1''(T)$ (vgl. Abb. 6.3). Unterhalb dieses Maximums wächst die Magnetisierung von $T/T_C \approx 0.97$ an stetig an. Offensichtlich reicht \hat{H} in diesem Bereich nicht aus, um die Fe/V-Probe zu sättigen. Darüberhinaus zeigt $M_S(T)$

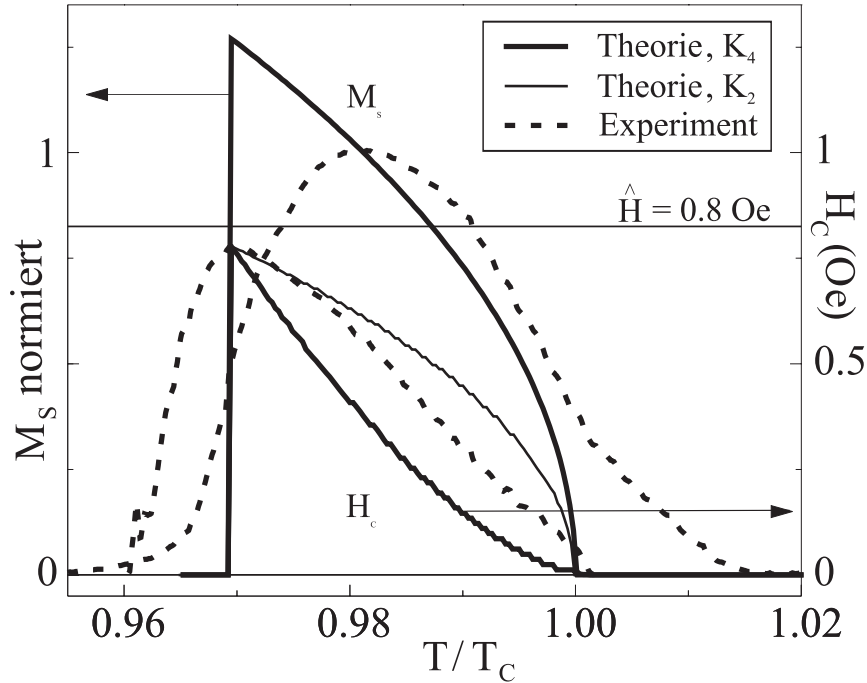


Abbildung 6.8: Vergleich theoretisch berechneter und experimentell bestimmter Sättigungsmagnetisierungen $M_S(T)$, normiert auf Eins (linke Achse), und Koerzitivfelder $H_C(T)$ in Oe (rechte Achse) als Funktion der reduzierten Temperatur T/T_C . $H_C(T)$ wurde sowohl für eine uniaxiale Anisotropie K_2 als auch eine vierzählige Anisotropie K_4 in der Ebene berechnet.

einen signifikanten Beitrag oberhalb der Curietemperatur, der durch das magnetische Wechselfeld bis ca. 1.015 in der reduzierten Temperatur induziert wird. Demgegenüber zeigt die berechnete Sättigungsmagnetisierung das erwartete Verhalten. In der Theorie ist diese nämlich definiert über

$$M_S = [M(t = 0) - M(t = \tau_0)]/2 = [M(H = \hat{H}) - M(H = -\hat{H})]/2 \quad (6.30)$$

sodaß $M_S(T)$ für $T \rightarrow T_C$ verschwindet. Es existiert jedoch dennoch ein induzierter Beitrag, der allerdings aufgrund seiner geringen Größe in der Auftragung in Abb. 6.8 nicht zu sehen ist.

Das experimentell bestimmte Koerzitivfeld $H_C(T)$ besitzt ein ausgeprägtes Maximum bei $T/T_C \approx 0.97$. Augenscheinlich ist für reduzierte Temperaturen oberhalb dieses Maximums die Amplitude des Wechselfeldes (horizontale durchgezogene Linie) größer als $H_C(T)$. In diesem Temperaturbereich wird das Koerzitivfeld nahezu

linear kleiner und verschwindet schließlich für $T \rightarrow T_C$. Sehr nahe T_C tritt allerdings eine leichte Krümmung auf. Stierstadt *et al.* [123,124] schlugen für die Temperaturabhängigkeit des Koerzitivfeldes nahe T_C ein der Magnetisierung analoges Verhalten im Rahmen eines Potenzgesetzes nach $H_C(T) \propto (T/T_C)^p$ mit $p \approx 0.5$ vor. Sie wiesen eindeutig nach, daß für sehr saubere und angelassene Ni-Volumenproben ein solches Potenzgesetz erfüllt ist. Im Gegensatz dazu zeigte sich für weniger reine und nicht getemperte Proben ein Schweif in $H_C(T)$, der hauptsächlich von strukturellen Defekten der Ni Proben herrührt. Im Rahmen der Auswertung unserer Meßergebnisse fanden sich, abhängig vom für die Fitprozedur verwendeten Temperaturbereich, unterschiedliche Werte für den kritischen Exponenten p . So ergab sich für $1 \cdot 10^{-4} < T/T_C < 5 \cdot 10^{-2}$ ein Wert von $p = 0.8$, wohingegen für ein kleineres Temperaturintervall von $1 \cdot 10^{-4} < T/T_C < 1 \cdot 10^{-3}$ ein Exponent von $p = 1.2$ resultierte. Dazu ist anzumerken, daß Interdiffusion an den zahlreichen Grenzflächen der $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilage nicht auszuschließen ist. Unterhalb $T/T_C = 0.97$ wird ein endliches $H_C(T)$ beobachtet, hauptsächlich verursacht durch partielle Drehung von magnetischen Domänen innerhalb der Dünnschicht-Multilage. Es sei noch einmal betont, daß die beschriebene Art der Analyse von höheren Harmonischen der ac -Suszeptibilität es erlaubt, die Temperaturabhängigkeit des Koerzitivfeldes H_C sehr präzise nahe T_C zu bestimmen.

Im folgenden soll noch auf einige wichtige Unterschiede in der theoretischen Berechnung des Koerzitivfeldes und dessen Temperaturabhängigkeit hingewiesen werden. Es zeigt sich deutlich ein qualitativ stark unterschiedliches Verhalten in $H_C(T)$ in Abhängigkeit der verwendeten Anisotropie. So wurde $H_C(T)$ sowohl für eine uniaxiale Anisotropie K_2 als auch eine vierzählige Anisotropie K_4 berechnet. Dies ist in Abb. 6.7 als durchgezogene dünne Linie (K_2) respektive dicke Linie (K_4) dargestellt. Der Anisotropieparameter K_2 wurde dabei so angepaßt, daß eine erste volle Drehung der Magnetisierung erst bei der Temperatur $T_0/T_C = 0.97$ möglich ist. Daraus ergab sich eine effektive uniaxiale Anisotropie von $K_2 = 4.43 \cdot 10^{-4}$ K/Atom. Dies ist ungefähr zwei Größenordnungen kleiner als K_4 . $H_C(T)$ berechnet unter der Annahme einer uniaxialen Anisotropie zeigt für $T \rightarrow T_C$ eine Aufwärtskrümmung, wohingegen das für ein K_4 simulierte Koerzitivfeld zunächst ein über einen weiten Temperaturbereich lineares Verhalten zeigt, begleitet von einer leichten Abwärtskrümmung. Letztere Kurve für vierzählige Anisotropie stimmt im Rahmen dieser einfachen MFA wesentlich besser mit dem experimentell bestimmten $H_C(T)$ -Verlauf überein.

Darüberhinaus wurde mittels Ferromagnetischer Resonanz in unserer Arbeitsgruppe nachgewiesen, daß das System $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ eine vierzählige Symmetrie in der Ebene besitzt [64]. $K_{2||}$ ist vernachlässigbar klein.

Das $T_C = 304.75$ K wurde unabhängig durch eine zweite Messung bei $\hat{H} = 17$ mOe durch das Einsetzen des Absorptionssignales $\chi_1''(T)$ bestimmt (s. Kap. 5). Die soeben beschriebene Temperaturabhängigkeit des Koerzitivfeldes $H_C(T)$ ist eine weitere wichtige Methode, mit deren Hilfe die Curietemperatur prinzipiell sehr genau bestimmt werden kann. Für das System $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ verschwindet $H_C(T)$ bei $T^* = 305.21$ K. Die Abweichung von T^* zur *wahren* Curietemperatur resultiert allein aus der Verwendung einer 50fach größeren Modulationsamplitude, d. h. die Spin-Fluktuationen werden unterdrückt und die Ordnungstemperatur wird scheinbar geringfügig nach oben verschoben. Dieser Effekt skaliert mit dem Feld und verschwindet für Amplituden kleiner 70 mOe. Trotzdem beweist die oben beschriebene Analyse klar und eindeutig, daß T_C nicht im Maximum des Realteils der ersten Harmonischen $\chi_1(T)$ lokalisiert ist. So bestätigt dies die obige Definition von T_C als derjenigen Temperatur, bei der $\chi_1''(T)$ verschwindet. Die Temperaturdifferenz zwischen der Curietemperatur T_C und dem Maximum von $\chi_1'(T)$ scheint dabei für ferromagnetische ultradünne Filme und Dünnschicht-Multilagenn sehr ausgeprägt zu sein. Doch auch im *bulk*-Magnetismus finden sich Beispiele für diesen Effekt, z. B. für polykristallines Ni [102]. Über die unabhängige T_C -Bestimmung ist es darüberhinaus prinzipiell möglich, die kritischen Exponenten sowohl für die remanente Magnetisierung $M_R(T)$ als auch der Suszeptibilität, β respektive γ , gleichzeitig aus der Messung und Analyse höherer Harmonischer zu bestimmen. Allerdings wurde eine solche Analyse im Rahmen dieser Arbeit aus einer Reihe von Gründen nicht durchgeführt:

- (i) Die Zahl der Fourier-Komponenten $\chi_n(T)$ hat großen Einfluß auf die Bestimmung der Exponenten β und γ . Unter Umständen ist für eine genügend genaue Anpassung dieser Größen eine größere Zahl von Koeffizienten notwendig. Aus Empfindlichkeitsgründen (Skalierung der Signale mit $1/n$) ist eine obere Grenze allerdings sicherlich bei ca. $n = 20$ anzusetzen. Dies sollte in Zukunft näher untersucht werden.
- (ii) Für die Bestimmung eines kritischen Exponenten sind kleinere Modulationsamplituden im Bereich $\hat{H} \leq 250$ mOe notwendig (s. Kap. 5).

- (iii) Die Messungen der Fourier-Komponenten der zeitabhängigen Magnetisierung wurden gegen Ende dieser Arbeit durchgeführt. Aus Zeitgründen war es deshalb nicht möglich, die Arbeit in diesem speziellen Kapitel in Richtung kritische Analyse erschöpfend fortzuführen. Trotzdem wird es in naher Zukunft durch die Verwendung kleinerer Modulationsamplituden im Bereich von wenigen 10 bis 100 mOe möglich sein, eine solche Analyse durchzuführen. Die in diesem Kapitel beschriebene neue Analyse von Suszeptibilitätsdaten ist jedoch essentiell für das Verständnis höherer Harmonischer und stellt eine wichtige Verbesserung hinsichtlich der mehrfach unabhängigen und sehr genauen T_C -Bestimmung dar. Das bedeutet, daß T_C sowohl durch das Einsetzen eines endlichen Absorptionssignales $\chi_1''(T)$ als auch durch das Verschwinden von $H_C(T)$ eindeutig und akkurat bestimmt werden kann, sodaß die Curietemperatur keinen zusätzlichen Fit-Parameter in der kritischen Analyse des Potenzgesetzes aus Glg. (2.15) darstellt. Darüberhinaus stützen die hier beschriebenen Ergebnisse der Analyse höherer Harmonischer (insbesondere die unabhängig über $H_C(T) \rightarrow 0$ bestätigte Curietemperatur) die Resultate bezüglich des kritischen Exponenten γ der Fe/V-Probe aus Kap. 5.

6.6 Die Trennung para- und ferromagnetischer Beiträge

Schließlich soll gezeigt werden, wie die Suszeptibilitäten $\chi_n(T)$ im Rahmen der neuen Analysemethode in ihre ferro- und paramagnetischen Anteile, $\chi_{n,fm}(T)$ und $\chi_{n,pm}(T)$, zerlegt werden können. Die Vorteile einer solchen Separation bestehen darin, daß nach der Theorie des ferromagnetischen Phasenüberganges zweiter Ordnung zwei Zweige der paramagnetischen Suszeptibilität $\chi_{1,pm}(T)$ unter- und oberhalb von T_C erwartet werden [19]. Dazu werden zwei nahezu identische Potenzgesetze vorgeschlagen, die sich lediglich hinsichtlich des absoluten Wertes für die kritische Amplitude χ_0^\pm unterscheiden, wohingegen derselbe Wert für den kritischen Exponenten γ sowohl links als auch rechts vom para- zu ferromagnetischen Phasenübergang erwartet wird [19]. Dabei stehen abhängig von der Dimensionalität des Raumes und des Spins des untersuchten Ferromagneten, also abhängig vom verwendeten Modell (s. Kap. 2) die kritischen Amplituden χ_0^- und χ_0^+ in einem ganz bestimmten

Verhältnis zueinander (s. auch Tab. 2.2, Kap. 2).

Theoretisch wird die Trennung der Beiträge folgendermaßen vorgenommen. Zunächst wird die Magnetisierung $M(T, H)$ für einen vollen Magnetfeldloop numerisch berechnet. Daraus wird dann z. B. die erste Harmonische $\chi'_1(T)$ gewonnen. $\chi'_{1,pm}(T)$ wird dann dadurch berechnet, daß der Magnetisierung kein vollständiges Umklappen gemäß $M(T) \rightarrow -M(T)$ gestattet wird. Dies bedeutet, daß der paramagnetische Beitrag einzig durch Fluktuationen des Ordnungsparameters bestimmt ist. $\chi'_{1,fm}(T)$ ist dann durch die Differenz $\chi'_1(T) - \chi'_{1,pm}(T)$ gegeben. Auf diese Art und Weise können im Rahmen der MFA paramagnetische und ferromagnetische Beiträge zur totalen Suszeptibilität für alle Ordnungen n und alle $\chi_n(T)$ getrennt berechnet werden. In Abb. 6.9(a) sind die entsprechenden Ergebnisse für die erste harmonische Komponente $\chi'_1(T)$ dargestellt. Bereits weiter oben wurde ausgeführt, daß die paramagnetischen Beiträge im Rahmen der MFA sehr klein ausfallen, da dort keine (zweidimensionalen) Spinfluktuationen berücksichtigt werden. Um die Trennung der einzelnen Suszeptibilitätsbeiträge trotzdem zu veranschaulichen, wurden die 2D-Spinfluktuationen durch ein effektives externes Magnetfeld der Amplitude $\hat{H} = 800$ Oe simuliert. Es ist deutlich zu sehen, daß so wie $\chi'_{1,fm}(T)$ für $T \rightarrow T_C$ verschwindet, $\chi'_{1,pm}(T)$ in gleichem Maße ein scharfes Maximum ausbildet. Es sei darauf hingewiesen, daß die Verwendung anderer Parameter im Hamiltonian der Glg. (6.4) zu einem (kleinen) Maximum in $\chi'_1(T)$ bei T_C führen kann. In diesem Zusammenhang sei betont, daß die Proportionalität $M(T, \hat{H}) = \chi(T, \hat{H})\hat{H}$ für den paramagnetischen Anteil zwar gut erfüllt ist. Für den ferromagnetischen Beitrag, der von einer Rotation der Magnetisierung herrührt, ist diese jedoch zweifelhaft. Das relative Gewicht beider Beiträge ändert sich stark mit unterschiedlicher Normalisierung des letzteren Beitrages.

Im folgenden wird am Beispiel der ersten harmonischen Komponente $\chi'_1(T)$ gezeigt, wie die Trennung der experimentellen Suszeptibilitäten $\chi_n(T)$ (s. Abb. 6.3) in ihre ferromagnetischen und paramagnetischen Beiträge durchgeführt werden kann. Die aus der Summe aller höheren Harmonischen $\chi_n(T)$ berechneten Hystereseschleifen aus Abb. 6.7 werden durch ideale Rechteckhysteresen dergestalt angepaßt, daß sowohl H_C als auch M_S der Hysteresen aus Experiment und Anpassung übereinstimmen. Die anschließende Fourier-Zerlegung der angepaßten Hysterese ergibt schließlich die einzelnen ferromagnetischen Beiträge $\chi_{n,fm}(T)$. Die paramagnetischen Anteile $\chi_{n,pm}(T)$ erhält man schließlich durch Abzug eines linearen Untergrun-

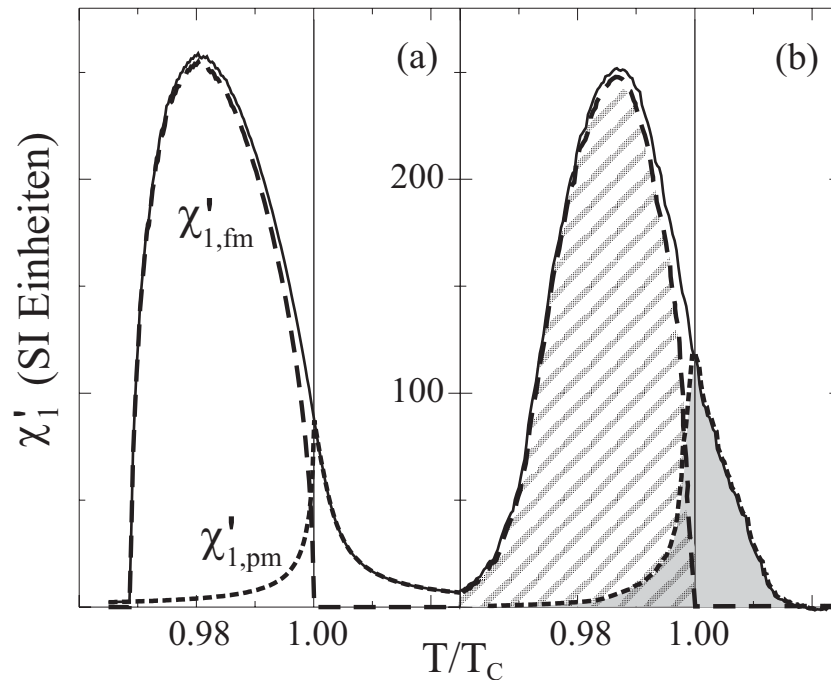


Abbildung 6.9: Trennung des ersten harmonischen Fourier-Koeffizienten $\chi'_1(T) = \chi'_{1,fm}(T) + \chi'_{1,pm}(T)$ (durchgezogen) in die ferromagnetischen (lang gestrichelt) und paramagnetischen Anteile (kurz gestrichelt). (a) Theorie und (b) Experiment. In (b) sind die einzelnen Beiträge lediglich schematisch dargestellt und durch die schraffierten Flächen zusätzlich hervorgehoben.

des der einzelnen Hysteresen und konsequenter Fouriertransformation. Eine Alternative zu dieser Bestimmung von $\chi_{n,pm}(T)$ ist, den ferromagnetischen Anteil von der totalen Suszeptibilität $\chi_n(T)$ abzuziehen. Zur Zerlegung von $\chi_n(T)$ in die einzelnen Anteile wurde ein Analyseprogramm mit einer graphischen, interaktiven Benutzeroberfläche unter der *Interactive Data Language* (IDL[®]) entwickelt (s. Anh. A.1). Im Rahmen der Analyse stellte sich heraus, daß durch die kleine Anzahl höherer Harmonischer eine numerische Auswertung schwierig ist und die Trennung verlässliche ferromagnetische und paramagnetische Anteile liefert. Deshalb sind in Abb. 6.9(b) neben der experimentell bestimmten, totalen, ersten Harmonischen $\chi'_1(T)$ die einzelnen Beiträge lediglich schematisch dargestellt und durch schraffierte Flächen zusätzlich hervorgehoben. Ein zukünftiges Ziel ist daher, die Trennung der einzelnen $\chi_n(T)$ numerisch genauer und weniger störanfällig zu machen. Trotzdem stellt die hier gezeigte Methode zur Separation der Suszeptibilität nahe T_C einen Durchbruch in der Analy-

se dar. So ist es im Rahmen des hier vorgestellten neuen Analysekonzeptes nunmehr möglich, allein den paramagnetischen Beitrag $\chi_{n,pm}(T)$ mit hoher Genauigkeit aus der Messung höherer Harmonischer nahe der Curietemperatur zu separieren. Damit kann eine effektiv genauere kritische Analyse aus folgenden Gründen durchgeführt werden. Zum einen ergibt sich aus der unabhängigen Bestimmung von T_C aus dem Verschwinden von $H_C(T)$, daß im Potenzgesetz nach Glg. (2.15) nur noch zwei anstatt drei freie Parameter vorhanden sind. Zum anderen ist es durch die Separation des rein paramagnetischen Anteils möglich, auf beiden Seiten des Phasenüberganges eine Anpassung des Potenzgesetzes für γ vorzunehmen. Theoretisch wird erwartet, daß γ auf beiden Seiten des Phasenübergangs den gleichen Wert besitzt. Somit kann der kritische Exponent zweifach unabhängig bestimmt werden. Gleichzeitig kann die Vorhersage überprüft werden, ob die kritischen Amplituden χ_0^+ und χ_0^- je nach Art des zugrundeliegenden Modells im vorhergesagten Verhältnis zueinander stehen (vgl. Tab. 2.2).

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der para- zu ferromagnetische Phasenübergang dünner Einfach- und Mehrschichtsysteme durch Messungen der temperaturabhängigen, quasistatischen Wechselfeldsuszeptibilität $\chi(T)$ im kritischen Bereich nahe der Curietemperatur T_C untersucht. $\chi(T)$ ist dabei mit einer klassischen Gegeninduktionsmeßbrücke *in situ* im UHV an den Prototyp-Systemen $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$ und $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ in absoluten SI-Einheiten gemessen worden. Gegenstand der detaillierten Analyse der gewonnenen Suszeptibilitätsspektren sowohl der ersten als auch der höheren Harmonischen von $\chi(T)$ war hierbei die Untersuchung von T_C , des kritischen Exponenten γ und der Hysterese nahe T_C . In Bezug auf die detaillierte Fragestellung dieser Arbeit aus Kap. 1 sind die Resultate im einzelnen:

Bestimmung von T_C

Aus temperaturabhängigen Messungen der Wechselfeldsuszeptibilität am Multilagensystem $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ ist es erstmals gelungen, eine genaue und insbesondere unabhängige T_C -Bestimmung über das Einsetzen des Absorptionssignals $\chi''(T)$ bei der Curietemperatur T_C für $T \rightarrow T_C^+$ vorzunehmen. Darüber ist im Vergleich zu früheren Untersuchungen [8,10–16] zweifelsfrei nachgewiesen, daß das T_C nicht im Maximum des Realteils der Suszeptibilität $\chi'(T)$ liegt. Die Lage von T_C ist eindeutig über die Energiedissipation des Systems definiert, da außer für den (*akademischen*) Spezialfall des idealisierten Heisenberg-Ferromagneten oberhalb T_C keine Hysterese und damit kein zur Fläche unter der Hysterese proportionales Signal in $\chi''(T)$ auftreten kann.

Bestimmung von γ

Über temperaturabhängige Messungen von $\chi(T)$ am metallisch ferromagnetischen Multilagensystem $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ konnte der kritische Exponent γ der paramagnetischen Suszeptibilität bestimmt werden. Dazu war die unabhängige Kenntnis von T_C notwendig (s. oben). Mit Hilfe einer Korrektur von $\chi(T)$ für ein Entmagnetisierungsfeld konnte die interne Suszeptibilität der Probe bestimmt werden. Eine Anpassung des kritischen Potenzgesetzes $\chi(\varepsilon) = \chi_0^+ \varepsilon^{-\gamma}$ im Temperaturbereich $1.6 \cdot 10^{-4} < \varepsilon < 1 \cdot 10^{-2}$ ergab einen kritischen Exponenten $\gamma = 1.72(18)$ und eine kritische Amplitude $\chi_0^+ = 0.024(6)$. Im Rahmen des Fehlers stimmt γ mit dem theoretisch vorhergesagten Wert für ein 2D-Ising-System ($\gamma = 1.75$) überein. Dieser Exponent konnte aus zwei unabhängigen Messungen für verschiedene Amplituden, $\hat{H} = 17$ mOe und $\hat{H} = 35$ mOe, exakt bestimmt werden. Im Gegensatz zur Literatur für die klassischen, organischen 2D-Schichtstrukturen [25–27] konnte für das $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilagensystem bis $1 \cdot 10^{-4}$ in der reduzierten Temperatur kein *dimensional crossover*, d. h. kein Übergang von 2D nach 3D, beobachtet werden. Messungen der Ferromagnetischen Resonanz konnten zeigen, daß die Interlagenaustauschkopplung unterhalb T_C verschwindet. Dies legt die Vermutung nahe, daß das kritische Verhalten durch die reduzierte Dimensionalität der Fe-Lagen bestimmt ist, die oberhalb der Ordnungstemperatur vollkommen entkoppelt sind.

Einfluß experimenteller Parameter auf die Bestimmung von T_C und γ

Im Gegensatz zu früheren Untersuchungen [14,15,29] wurden in dieser Arbeit um einen Faktor 3 kleinere Temperaturraten im Bereich von 5 mK/s und sehr kleine Modulationsamplituden $\hat{H} \leq 135$ mOe verwendet (kleinste Amplituden: $\hat{H} = 70$ mOe für $\text{Cu}_n/\text{Co}/\text{Cu}(100)$, $\hat{H} = 17$ mOe für $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$). Für größere Wechselfeldamplituden und größere Temperaturraten wurde eine Verbreiterung des Phasenübergangs beobachtet, die zur Folge hat, daß nicht die *wahre* Suszeptibilität bei T_C gemessen und damit eine exakte Bestimmung von γ unmöglich wird. Eine zur Messung in sehr kleinen Wechselfeldern notwendige, empfindliche Kompensation statischer Restfelder wurde auf kleiner als 10 mOe realisiert.

Oszillationen von T_C

Über schichtdickenabhängige Messungen der Wechselfeldsuszeptibilität konnte für zwei separate Systeme – $\text{Cu}_n/\text{Co}_{2,2}/\text{Cu}(100)$ ($n = 1, 2, \dots, 6$) und

$\text{Cu}_n/\text{Co}_{2.5}/\text{Cu}(100)$ ($n = 2, 3, \dots, 6$) – eine (exponentielle) Abnahme der Curietemperatur als Funktion der Cu-Deckschichtdicke beobachtet werden. Im Gegensatz zur klassischen Schichtdickenabhängigkeit von T_C , bei der die Curietemperatur von der Dicke der ferromagnetischen Schicht abhängt, kommt hier die Abnahme von T_C alleine durch die Deckschicht und die Ausbildung sog. Quantentrog-Zustände zustande. Nach Abzug eines Untergrundes konnte eine von Pajda *et al.* [30] theoretisch vorhergesagte, oszillierende Curietemperatur T_C nachgewiesen werden. Die Periode dieser Oszillation beträgt $n = 2.5$ ML.

Höhere Harmonische und Bestimmung der Hysterese für $T \simeq T_C$

Für das Multilagensystem $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ konnten erstmals im Bereich ultradünner Ferromagnete die ungeraden, höheren Harmonischen der Wechselfeldsuszeptibilität $\chi_n(T)$ bis $n = 11$ als Funktion der Temperatur in einem Feld der Amplitude $\hat{H} = 0.8$ Oe gemessen werden. Eine detaillierte Fourier-Analyse der *ac*-Suszeptibilitätsdaten liefert die volle Temperaturabhängigkeit der Hysterese in der Nähe der Curietemperatur T_C . Daraus konnte sowohl die Sättigungsmagnetisierung $M_S(T)$ als auch das Koerzitivfeld $H_C(T)$ in einem schmalen Temperaturbereich von ca. 4% um T_C mit einer Temporauflösung von $1.6 \cdot 10^{-4} T_C$ und einem ausgezeichneten Signal-zu-Rausch-Verhältnis bestimmt werden. Dies ist in diesem schmalen Temperaturbereich nahe T_C durch direkte Messungen der Hysterese mittels klassischer Magnetometriemethoden wie z. B. *dc*-MOKE, VSM, SQUID etc. nicht möglich. Darüberhinaus konnte gezeigt werden, daß die Messung und die Analyse von $\chi_n(T)$ eine zusätzliche, unabhängige Bestimmung der Curietemperatur über das Verschwinden der Koerzitivfeldstärke $H_C(T)$ für $T \rightarrow T_C^-$ ermöglicht. In zukünftigen Experimenten muß abhängig vom untersuchten System ein Kompromiß zwischen der Größe der Modulationsamplitude des Wechselfeldes und der Empfindlichkeit des Meßaufbaus bzw. der Intensität des Suszeptibilitätssignals eingegangen werden. Dies liegt darin begründet, daß die Amplitude der $\chi_n(T)$ mit $1/n$ skaliert, gleichzeitig jedoch eine vernünftige Anzahl höherer Harmonischer von wenigstens $n = 11$ für die Analyse benötigt wird.

Bestätigung der experimentellen Resultate durch die Theorie

Im Rahmen einer Molekularfeldnäherung (MFA) wurden die höheren Harmonischen $\chi_n(T)$ sowie $H_C(T)$ und $M_S(T)$ theoretisch berechnet und mit dem Experiment

verglichen. Es wurden analytische Ausdrücke für die Fourier-Koeffizienten $\chi'_n(T)$ und $\chi''_n(T)$ sowie deren Nullstellen nahe T_C gewonnen. Für das hier untersuchte $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -System wurde eine vierzählige Anisotropie berücksichtigt, deren leichte Richtung mit derjenigen des äußeren Magnetfeldes korrespondiert. Der Vergleich zwischen Experiment und Theorie liefert eine gute qualitative Übereinstimmung. Für $H_C(T)$ wurde ein unterschiedliches Verhalten bezüglich einer uniaxialen und einer vierzähligen Anisotropie diskutiert. Die MFA liefert für anisotrope 2D-Systeme qualitativ korrekte und leicht verständliche Ergebnisse. Für einen quantitativen Vergleich müssen jedoch kompliziertere Ansätze gemacht werden, die zum einen kollektive Spinwellen-Anregungen und zum anderen 2D-Spinfluktuationen berücksichtigen (z. B. Greens-Funktionen-Theorie). Eine Schwierigkeit dabei ist jedoch, daß für diese Theorien die Ableitung analytischer Ausdrücke für z. B. die Fourier-Koeffizienten der Magnetisierung (Glg. (6.20) und (6.21)) nicht einfach ist.

Trennung ferro- und paramagnetischer Beiträge

Mit Hilfe der Theorie ist es gelungen, die paramagnetischen ($\chi_{pm}(T)$) und ferromagnetischen ($\chi_{fm}(T)$) Anteile der Wechselfeldsuszeptibilität für die erste Harmonische $\chi'_1(T)$ zu separieren. Experimentell wurde dies aufgrund numerischer Probleme beim Anpassen der Rechteckhysterese in der Fitprozedur nicht durchgeführt. Zukünftig ist es im Rahmen dieses neuen Analysekonzeptes dennoch möglich, para- und ferromagnetische Anteile aller ungerader Harmonischer der Wechselfeldsuszeptibilität $\chi_n(T)$ experimentell zu separieren.

Verbesserte Datenanalyse

Zur genauen Auswertung gemessener Suszeptibilitätsspektren wurde ein Datenanalyseprogramm unter der Programmierumgebung *Interactive Data Language* (IDL[©]) entwickelt. Es dient dabei sowohl zur Untergrundbereinigung der Spektren, als auch zur akkuraten T_C - und γ -Bestimmung. Zur Fourier-Analyse der höheren Harmonischen $\chi_n(T)$ wurde ebenfalls ein aufwendiges Datenanalyseprogramm entwickelt. Damit ist es möglich, die Hysterese nahe T_C aus den experimentell bestimmten $\chi_n(T)$ temperaturabhängig zu berechnen und bezüglich $M_S(T)$ und $H_C(T)$ zu analysieren. Über eine Anpassung einer idealen ferromagnetischen Rechteckhysterese und eines linearen paramagnetischen Anteils kann eine Trennung der para- und ferromagnetischen Beiträge der $\chi_n(T)$ vorgenommen werden.

Anhang A

Analytische und Technische Neuentwicklungen

A.1 Die Datenanalyse

Die Analyse roher Suszeptibilitätsspektren war in der Vergangenheit aus mehreren Gründen schwierig. Ein vom untersuchten System abhängiger Untergrund macht dabei die Analyse roher Suszeptibilitätsspektren generell aufwendig und kompliziert. In der Vergangenheit wurden die Originalspektren in Origin[®] von Hand eingelesen, normiert, untergrundbereinigt und ausgewertet. Zusätzlich war die Kalibrierung in SI-Einheiten nur mühselig manuell und zeitraubend möglich. Im Rahmen dieser Arbeit wurden deshalb mehrere sehr umfangreiche Computerprogramme zur Suszeptibilitätsdatenanalyse selbstständig unter *Interactive Data Language* (IDL[®]) entwickelt. Zwei davon sollen im folgenden kurz beschrieben werden. Dazu gehören (i) ein Programm *ChiV1.pro* zur Untergrundbereinigung, Normierung und kritischen Analyse der Originaldaten sowie (ii) ein Programm *Mhg.pro* zur Auswertung der höheren Harmonischen der *ac*-Suszeptibilität. Alle in dieser Arbeit dargestellten Suszeptibilitätsspektren wurden mit Hilfe dieser Programme ausgewertet.

ChiV1.pro

Die Abbildungen A.1 bis A.3 zeigen die graphische Benutzeroberfläche des Suszeptibilitätsanalyse-Programmes, mit deren Hilfe die Originalspektren interaktiv

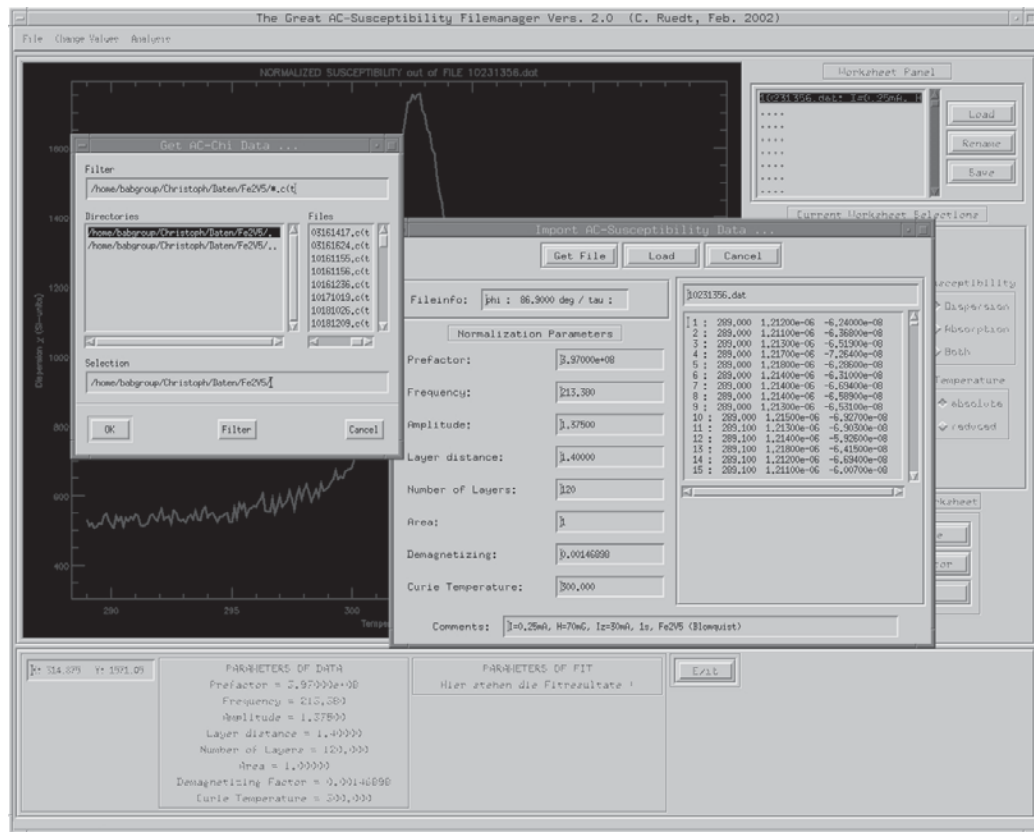


Abbildung A.1: Programm zur Suszeptibilitätsanalyse. Einlesen der Meßdaten.

analysiert werden. Die Rohdaten werden zunächst eingelesen (Abb. A.1). Dabei werden die Spektren durch Angabe der verwendeten Meßparameter und der Strukturdaten des untersuchten Systems gleichzeitig in SI-Einheiten normiert (s. Glg. (3.6)). Zusätzlich ist eine Prozedur enthalten, die die Rohdaten einer Mittelung unterzieht. Dabei handelt es sich um eine automatische Mittelung lediglich der Suszeptibilitätsdatenpunkte bei derselben Temperatur. Die Implementierung einer solchen Routine war notwendig, da die Probe durch das indirekte Heizen auch nur sehr langsam auf Veränderungen der Heizrate reagiert. So wurde dieselbe in Kombination mit der Zeitkonstanten am Lock-In-Verstärker (1–3 s) so eingestellt, daß eine maximale Auflösung in der Divergenz der Suszeptibilität erreicht wird. An den Flanken des Suszeptibilitätssignals werden dann jedoch mehrere Datenpunkte pro Temperaturschritt aufgenommen. Diese Art der Mittelung hat zudem den Vorteil, das Rauschen insbesondere bei kleinen Modulationsamplituden \hat{H} numerisch zu

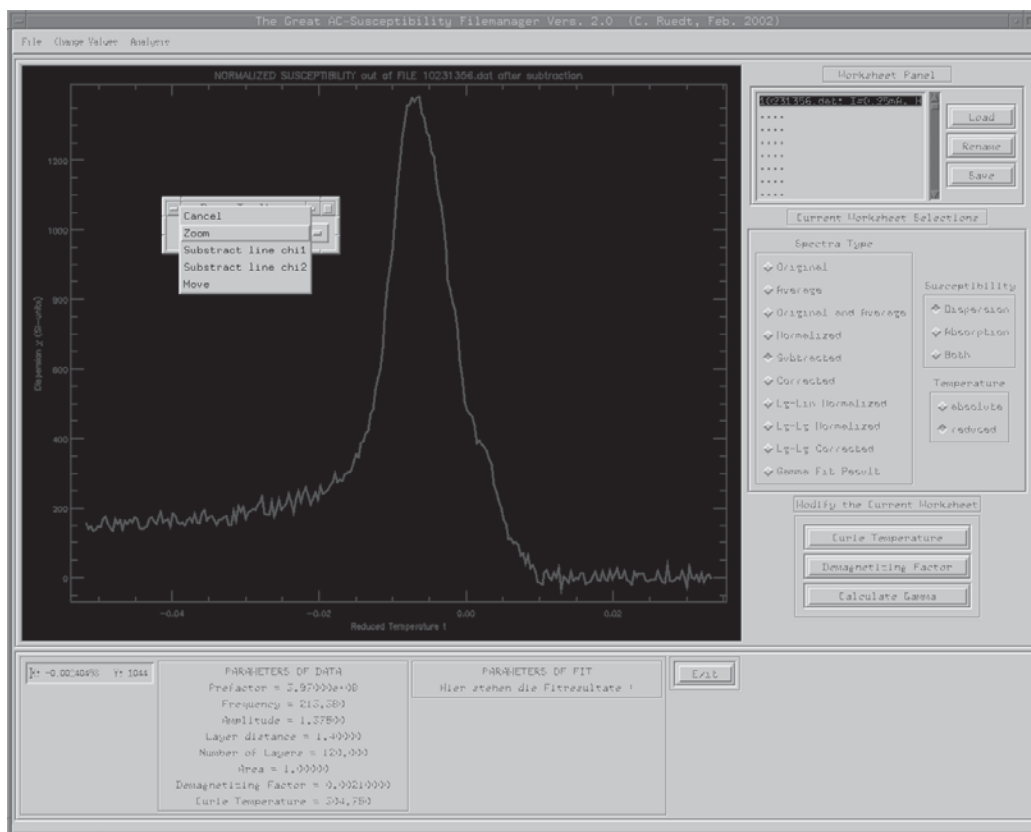


Abbildung A.2: Programm zur Suszeptibilitätsanalyse. Untergrundabzug.

minimieren. Es sei jedoch explizit darauf hingewiesen, daß diese Mittelungsprozedur keinen Einfluß auf die kritische Analyse und deren Resultat nimmt. So wurde in der weiteren Entwicklung bewußt auf weitergehende Mittelungsfunktionen verzichtet. Ein linearer Untergrund kann sowohl im Realteil als auch im Imaginärteil der Suszeptibilität abgezogen werden. Dazu dient ein interaktives Modul zur Festlegung einer Geraden (s. Abb. A.2). In Abb. A.3 ist das so eingelesene und normierte Suszeptibilitätssignal dargestellt. Auf die Integration von anderen, z. B. exponentiellen, Untergrundfunktionen wurde aus physikalischen Gründen bewußt verzichtet. Die grau unterlegten Felder rechts und unterhalb des Graphikdisplays erfüllen mehrere Funktionen: (i) Eine Liste der eingelesenen Originaldaten. Es können gleichzeitig nahezu beliebig viele Spektren eingelesen, bearbeitet und miteinander verglichen werden. (ii) Ein Anzeigefeld mit den Optionen, Originalspektren, gemittelte Spektren und interne Suszeptibilitätssignale (nach Korrektur für den Entmagnetisierungsfak-

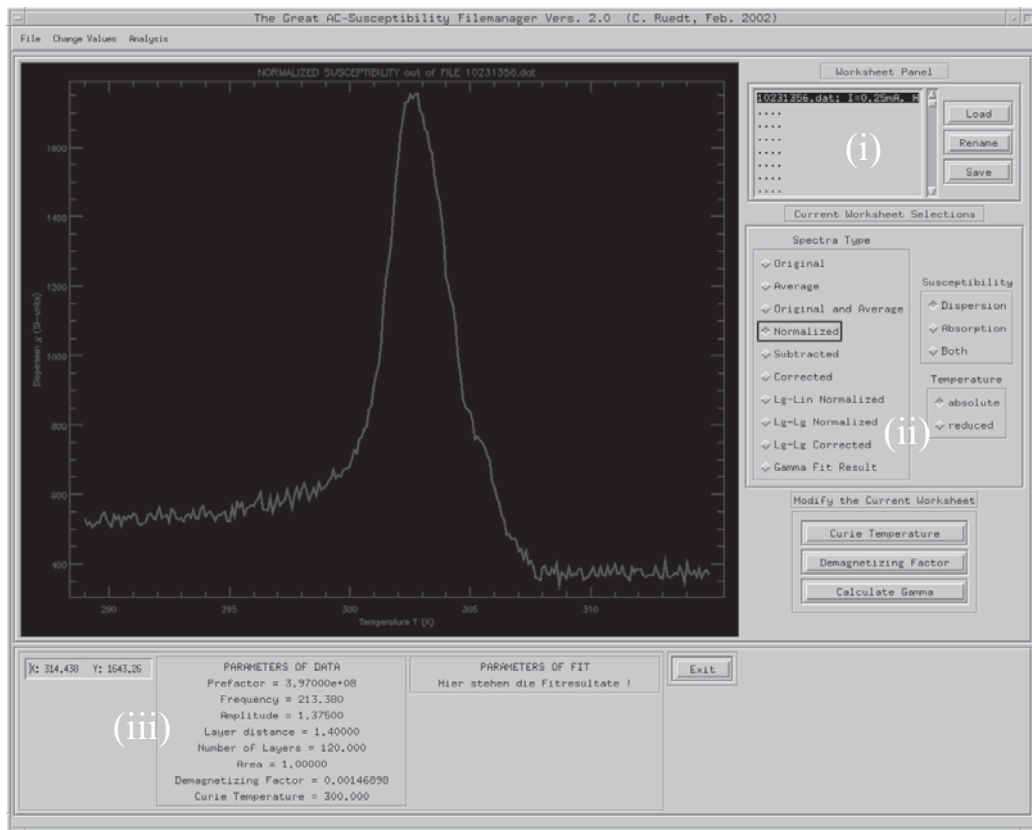


Abbildung A.3: Programm zur Suszeptibilitätsanalyse. Normierte Suszeptibilität. Die römischen Ziffern beziehen sich auf den Text.

tor) als Funktion der absoluten und der reduzierten Temperatur sowohl in linearer als auch in doppeltlogarithmischer Auftragung darzustellen. Diese Auftragung dient speziell zur Anpassung eines kritischen Potenzgesetzes und damit der Bestimmung der kritischen Amplitude und des kritischen Exponenten nach Glg. (2.15). (iii) Eine Liste der zu Anfang eingegebenen Meß-, Struktur- und Analyseparameter (Curietemperatur, Entmagnetisierungsfaktor in der Ebene, kritische Amplitude und Exponent).

Mhg.pro

Für die im Rahmen dieser Arbeit erstmals im Bereich ultradünner Ferromagnete durchgeführten Messungen der höheren Harmonischen der Wechselfeldsuszepti-

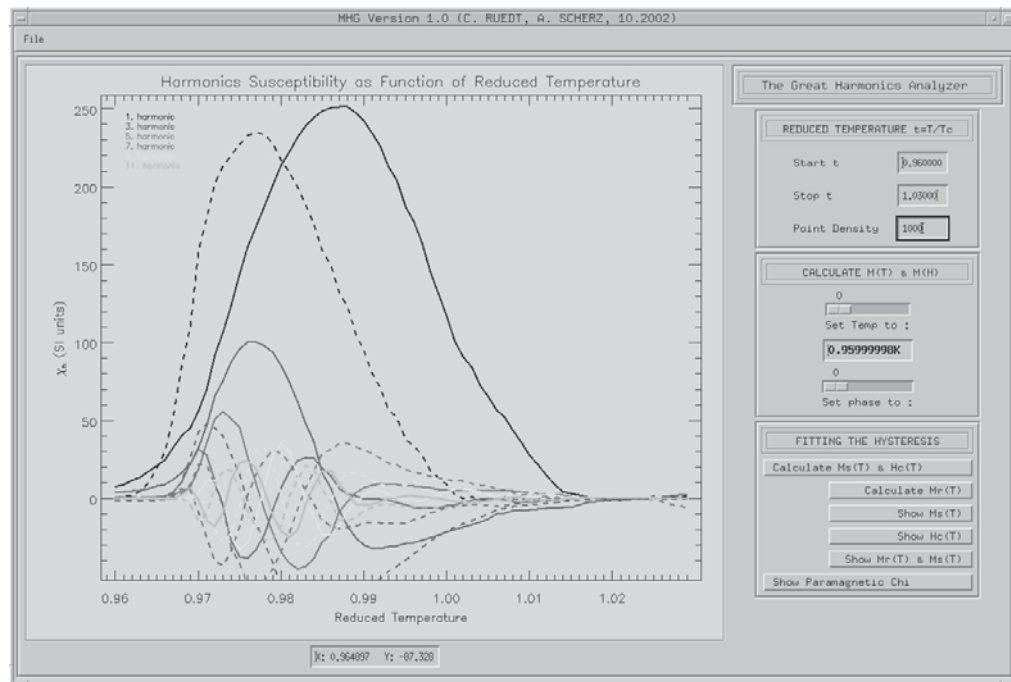


Abbildung A.4: Programm zur Analyse höherer Harmonischer. Höhere Harmonische von $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ bis $n = 11$.

bilität wurde ebenfalls ein eigenes Analyseprogramm entwickelt (s. die Abb. A.4 und A.5). Damit ist es möglich, die mittels des oben beschriebenen Suszeptibilitätsanalyseprogrammes normierten und untergrundbereinigten Spektren der höheren Harmonischen $\chi_n(T)$ (s. Kap. 6.5) zur temperaturabhängigen Hysterese zusammensetzen. Diese kann dann in Echtzeit (quasi als Film) als Funktion der Temperatur dargestellt und bezüglich ihrer Kerngrößen Koerzitivfeld und Sättigungsmagnetisierung ausgewertet werden. So werden die Temperaturabhängigkeiten von $H_C(T)$ und $M_S(T)$ extrahiert. Für die Trennung der para- und ferromagnetischen Anteile (s. Kap. 6.6) steht eine Routine zur Verfügung, die die aus den experimentellen Daten berechneten Hystereseschleifen als Funktion der Temperatur mit Hilfe einer ideal ferromagnetischen Rechteckhysterese und eines linearen paramagnetischen Untergrundes anzupassen erlaubt (nicht gezeigt).

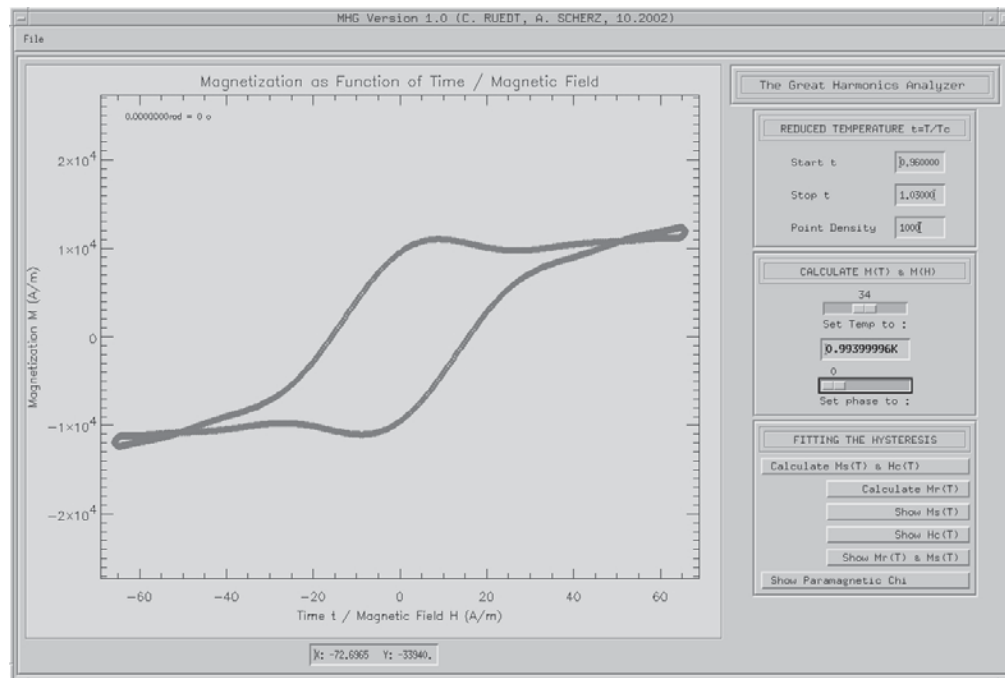


Abbildung A.5: Programm zur Analyse höherer Harmonischer. Auswertung der temperaturabhängigen Hysterese.

Programmcode Mhg.pro

```

PRO Mhg_event, event
WIDGET_CONTROL,event.top, GET_UVALUE=state
WIDGET_CONTROL,event.id, GET_UVALUE=uval
CASE uval OF
'but': BEGIN
nodats: WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=state, /NO_COPY
END
'Cursor': BEGIN
!x=state.x
!y=state.y
coords = convert_coord(event.x,event.y,/device,/to_data)
widget_control,state.coords,SET_VALUE='X: '+strcompress(coords(0),/REM)+$
' Y: '+strcompress(coords(1),/REM)
state.x=!x
state.y=!y
WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=state, /NO_COPY
END
'scanit': BEGIN
WIDGET_CONTROL, state.tdens, GET_VALUE=tdens
WIDGET_CONTROL, state.t1, GET_VALUE=trange1
WIDGET_CONTROL, state.t2, GET_VALUE=trange2
pts=(trange2-trange1)*tdens+1

```



```

cut=DBLARR(3,pts)
FOR i=0,pts-1 DO cut[0,i]=trange1+i/tdens
FOR i=0, N_ELEMENTS(state.files)-1 DO BEGIN
  data=*state.dats[i]
;***** INTERPOLATE MHG's *****
  cut[1,*] = INTERPOL(data[1,*],data[0,*], cut[0,*])
  cut[2,*] = INTERPOL(data[2,*],data[0,*], cut[0,*])
  *state.harmonics[i]=cut
ENDFOR
WIDGET_CONTROL, state.slider, SET_SLIDER_MAX=pts-1
WIDGET_CONTROL, state.slider, GET_VALUE=current
current=current < (pts-1)
WIDGET_CONTROL, state.slider, SET_VALUE=current
WIDGET_CONTROL, state.tinfo, SET_VALUE=STRCOMPRESS(cut[0,current],/REM)+'K'
xx=FLTARR(2) & yy=FLTARR(2)
FOR i=0, N_ELEMENTS(state.files)-1 DO BEGIN
  IF (i EQ 0) THEN BEGIN
    buffer=*state.harmonics[i]
    x1=min(buffer[0, *])
    x2=max(buffer[0, *])
    y1=min(buffer[1, *])
    y2=max(buffer[1, *])
    xx[0]=x1 & xx[1]=x2 & yy[0]=y1 & yy[1]=y2
  ENDIF ELSE BEGIN
    buffer=*state.harmonics[i]
    xx[0]=xx[0] < min(buffer[0, *])
    xx[1]=xx[1] > max(buffer[0, *])
    yy[0]=yy[0] < min(buffer[1, *])
    yy[1]=yy[1] > max(buffer[1, *])
  ENDELSE
ENDFOR
buffer=*state.harmonics[0]
;color table: [0] black, [1] white, [2] red, [3] blue, [4] green, [5] yellow, $
;[6] cyan, [7] magenta, [8] orange,[9] light green, [10] light blue, $
;[11] light red, [12] black
PLOTFILE, buffer, XCOL=1, YCOL=2, KIND=1, XRANGE=xx, YRANGE=yy, COLOR=12, $
  THICK=2, CHARSIZE=1.5, AXISCOLOR=12, XTITLE='Reduced Temperature', $
  YTITLE=TEXTOIDL('\chi_{n} (SI units)'), $
  TITLE='Harmonics Susceptibility as Function of Reduced Temperature'
XYOUTS, 120, 635, COLOR=12, '1. harmonic', /DEVICE
PLOTFILE, buffer, XCOL=1, YCOL=3, KIND=2, COLOR=12, LINESSTYLE=2,THICK=2
FOR i=1, N_ELEMENTS(state.files)-1 DO BEGIN
  buffer=*state.harmonics[i]
  PLOTFILE, buffer, XCOL=1, YCOL=2, KIND=2, COLOR=1+i, THICK=2
  PLOTFILE, buffer, XCOL=1, YCOL=3, KIND=2, COLOR=1+i, LINESSTYLE=2, THICK=2
  XYOUTS, 120, 635-i*12, COLOR=1+i, STRCOMPRESS(state.files[i],/REM)+$
    '. harmonic', /DEVICE
ENDFOR
state.x=!x
state.y=!y
WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=state, /NO_COPY
END

```

```

'calcit': BEGIN
  WIDGET_CONTROL, state.slider, GET_VALUE=current
  WIDGET_CONTROL, state.phase, GET_VALUE=phase
  pts=1000.0D
  phi=phase*!DPI/180.0D
  cut=*state.harmonics[0]
  WIDGET_CONTROL, state.tinfo, SET_VALUE=STRCOMPRESS(cut[0,current],/REM)+'K'
  f=213.38D
  ;H=0.825D
  H=65.651414D
  mt=DBLARR(4,pts)      ; Mresults  'H M time fitcurve'
  ; ***** Definition of time-axis *****
  FOR i=0,pts-1 DO mt[2,i]=i/(f*pts)
  ; ***** Definition of H-axis *****
  FOR i=0,pts-1 DO mt[0,i]=H*cos(2*!DPI*f*mt[2,i]+phi)
  ; ***** Fourier-sum over harmonics *****
  FOR i=0,pts-1 DO BEGIN
    mt[1,i]=0
    FOR j=0, N_ELEMENTS(state.files)-1 DO BEGIN
      buffer=*state.harmonics[j]
      mt[1,i]=mt[1,i]+H*buffer[1,current]*cos(state.files[j]* $
        f*2*!DPI*mt[2,i])
    ENDFOR
    FOR j=0, N_ELEMENTS(state.files)-1 DO BEGIN
      buffer=*state.harmonics[j]
      mt[1,i]=mt[1,i]+H*buffer[2,current]*sin(state.files[j]* $
        f*2*!DPI*mt[2,i])
    ENDFOR
  ENDFOR
  ; *****
  ; ***** Smooth M(time) *****
  ;mtsmooth=DBLARR(3,pts)
  ;mtsmooth[0,*]=mt[0,*]
  ;mtsmooth[1,*]=SMOOTH(mt[1,*], 50, /EDGE_TRUNCATE)
  ;mtsmooth[2,*]=mt[2,*]
  ; *****
  ; ***** Plotting procedure *****
  ;color table: [0] black, [1] white, [2] red, [3] blue, [4] green, [5] yellow, $
  ;[6] cyan, [7] magenta, [8] orange,[9] light green, [10] light blue, $
  ;[11] light red, [12] black
  yy=FLTARR(2) & yy[0]=-state.ymax & yy[1]=state.ymax
  PLOTFILE, mt, XCOL=1, YCOL=2, KIND=1, COLOR=3, PSYM=4, THICK=2, CHARSIZE=1.5, $
    AXISCOLOR=12, XTITLE='Time t / Magnetic Field H (A/m)', $
    YTITLE=TEXTOIDL('Magnetization M (A/m)'), $
    TITLE='Magnetization as Function of Time / Magnetic Field', yrange=yy
  XYOUTS, 120, 635, COLOR=12, STRCOMPRESS(phi,/REM)+'rad = '$
    +STRCOMPRESS(phase,/REM)+' o', /DEVICE
  state.x=!x
  state.y=!y
  ; *****
  WIDGET_CONTROL, state.mt, SET_UVALUE=mt
  WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=state, /NO_COPY

```

```

END
'Calchcmsat': BEGIN
  hcvont=*state.harmonics[0]
  pts=1000.0D
  f=213.38D
  ;H=0.825D
  H=65.651414D
  mt=DBLARR(4,pts)          ; 'H      M      time      Fitcurve'
  mferro=DBLARR(3,pts)      ; 'H      1.Ast      time      2.Ast'
  origminuspara1=DBLARR(1+N_ELEMENTS(state.files),N_ELEMENTS(hcvont[0,*]))
  origminuspara2=DBLARR(1+N_ELEMENTS(state.files),N_ELEMENTS(hcvont[0,*]))
  origminuspara1[0,*]=hcvont[0,*]
  origminuspara2[0,*]=hcvont[0,*]
  ferrochi1=DBLARR(1+N_ELEMENTS(state.files),N_ELEMENTS(hcvont[0,*]))
  ferrochi2=DBLARR(1+N_ELEMENTS(state.files),N_ELEMENTS(hcvont[0,*]))
  ferrochi1[0,*]=hcvont[0,*]
  ferrochi2[0,*]=hcvont[0,*]
  parachi1=DBLARR(1+N_ELEMENTS(state.files),N_ELEMENTS(hcvont[0,*]))
  parachi2=DBLARR(1+N_ELEMENTS(state.files),N_ELEMENTS(hcvont[0,*]))
  parachi1[0,*]=hcvont[0,*]
  parachi2[0,*]=hcvont[0,*]
  linechi1=DBLARR(1+N_ELEMENTS(state.files),N_ELEMENTS(hcvont[0,*]))
  linechi2=DBLARR(1+N_ELEMENTS(state.files),N_ELEMENTS(hcvont[0,*]))
  linechi1[0,*]=hcvont[0,*]
  linechi2[0,*]=hcvont[0,*]
  remanen=DBLARR(2,N_ELEMENTS(hcvont[0,*]))
  remanen[0,*]=hcvont[0,*]
  maxline=DBLARR(2,N_ELEMENTS(hcvont[0,*]))
  maxline[0,*]=hcvont[0,*]
  midval=DBLARR(2,N_ELEMENTS(hcvont[0,*]))
  midval[0,*]=hcvont[0,*]
  ; ***** Definition of time-axis *****
  FOR i=0,pts-1 DO mt[2,i]=i/(f*pts)
  mferro[2,*]=mt[2,*]
  ; ***** Definition of H-axis *****
  FOR i=0,pts-1 DO mt[0,i]=H*cos(2*!DPI*f*mt[2,i])
  mferro[0,*]=mt[0,*]
  ; ***** Calculation of M(time) at T *****
  ; Start of Temperature Loop
  FOR temp=0,N_ELEMENTS(hcvont[0,*])-1 DO BEGIN
    hcvont[1,temp]=0
    ; ***** Fourier-sum over harmonics *****
    FOR i=0,pts-1 DO BEGIN
      mt[1,i]=0
      FOR j=0, N_ELEMENTS(state.files)-1 DO BEGIN
        buffer=*state.harmonics[j]
        mt[1,i]=mt[1,i]+H*buffer[1,temp]*cos(state.files[j]* $
          f*2*!DPI*mt[2,i])
      ENDFOR
      FOR j=0, N_ELEMENTS(state.files)-1 DO BEGIN
        buffer=*state.harmonics[j]
        mt[1,i]=mt[1,i]+H*buffer[2,temp]*sin(state.files[j]* $

```

```

        f*2*!DPI*mt[2,i])
    ENDFOR
ENDFOR
; *****
; ***** Fitting Function Square *****
X=mt[2,*]
Y=mt[1,*]
;measure_errors=0.05*Y
A=[2000.0D,1.0D,2000.0D,1.0D,2000.0D,1.0D,2000.0D,$
1.0D,2000.0D,1.0D,2000.0D,1.0D]
fita=[1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1,1]
print, 'FIT to curve ...'
mt[3,*] = LMFIT(X, Y, A, FITA=fita, ITMAX=1000, TOL=0.00000001, $
FUNCTION_NAME='fithyst', /DOUBLE)
print, 'done.'
; *** Berechnung von Hc und Msat *****
; Hc aus Fit (alt)
hcvont[1,temp]=ABS(H*SIN(A[1]))
FOR i=42,pts/4 DO BEGIN
    IF (hcvont[1,temp] LT mt[0,i]) AND (hcvont[1,temp] GT mt[0,i+1]) $
        THEN BEGIN
            num=mt[0,i]
            FOR j=0,40 DO BEGIN
                num=num+mt[0,i-j]+mt[0,i+j]
            ENDFOR
            ; Hc aus Mittelwert (neu)
            hcvont[1,temp]=num/81
        ENDFOR
ENDFOR
hcvont[2,temp]=((mt[1,20])+ABS(mt[1,pts/2-21]))/2.0D ; Msat
; *****
; ***** Calculation of linear para contribution incl. remanence *****
line=DBLARR(3,pts)
number=mt[1,pts/4]
FOR i=1,40 DO BEGIN
    number=number+mt[1,pts/4-i]+mt[1,pts/4+i]
ENDFOR
midval[1,temp]=number/81
FOR i=0, pts-1 DO BEGIN
    line[0,i]=mt[0,i]
    ; new: better remanence
    line[1,i]=(hcvont[2,temp]-midval[1,temp])/mt[0,0]*line[0,i]
    ; old: better chi
    ;line[1,i]=(hcvont[2,temp]-mt[1,pts/4])/mt[0,0]*line[0,i]
    line[2,i]=mt[2,i]
ENDFOR
; Maximum value of paramagnetic background line
maxline[1,temp]=line[1,pts-1]
; Rauschen unterhalb t=0.98 ausgeschlossen
IF (hcvont[0,temp] LT 0.983) THEN BEGIN
    FOR i=0, pts-1 DO BEGIN
        line[1,i]=0.0D
    ENDFOR

```

```

        ENDFOR
    ENDIF
    X=line[2,*]
    Y=line[1,*]
    FOR i=0,N_ELEMENTS(state.files)-1 DO BEGIN
        inphase=Y*COS(state.files[i]*2.0D*!DPI*f*X)
        quadrature=Y*SIN(state.files[i]*2.0D*!DPI*f*X)
        linechi1[i+1,temp]=2.0D*!DPI*INT_TABULATED(X,inphase)
        linechi2[i+1,temp]=2.0D*!DPI*INT_TABULATED(X,quadrature)
    ENDFOR
; *****
; ***** Calculate ferromagnetic part *****
; IF (hcvont[0,temp] LT 1.000499) THEN BEGIN ; theorie
IF (hcvont[0,temp] LT 1.006) THEN BEGIN ; experiment
    FOR i=0, pts/2-1 DO BEGIN
        IF (mferro[0,i] GT -hcvont[1,temp]) THEN BEGIN
            mferro[1,i]=hcvont[2,temp]
        ENDIF ELSE BEGIN
            mferro[1,i]=-hcvont[2,temp]
        ENDELSE
    ENDFOR
    FOR i=pts/2,pts-1 DO BEGIN
        IF (mferro[0,i] LT hcvont[1,temp]) THEN BEGIN
            mferro[1,i]=-hcvont[2,temp]
        ENDIF ELSE BEGIN
            mferro[1,i]=hcvont[2,temp]
        ENDELSE
    ENDFOR
    ENDIF ELSE BEGIN
        FOR i=0, pts-1 DO BEGIN
            mferro[1,i]=0.0
        ENDFOR
    ENDELSE
; *****
; ***** Ferromagnetic Chi out of Fit of Hysteresis *****
X=mferro[2,*]
Y=mferro[1,*]
    FOR i=0,N_ELEMENTS(state.files)-1 DO BEGIN
        inphase=Y*COS(state.files[i]*2.0D*!DPI*f*X)
        quadrature=Y*SIN(state.files[i]*2.0D*!DPI*f*X)
        ferrochi1[i+1,temp]=2.0D*!DPI*INT_TABULATED(X,inphase)
        ferrochi2[i+1,temp]=2.0D*!DPI*INT_TABULATED(X,quadrature)
    ENDFOR
; *****
; *** Diff. original data and ferrochi out of fit (parachi calculated) ***
    FOR i=0,N_ELEMENTS(state.files)-1 DO BEGIN
        buffer=*state.harmonics[i]
        parachi1[i+1,temp]=buffer[1,temp]-ferrochi1[i+1,temp]
        parachi2[i+1,temp]=buffer[2,temp]-ferrochi2[i+1,temp]
        ; IF parachi1[0,temp] LT 1.000499 THEN BEGIN ; theorie
        IF parachi1[0,temp] LT 1.006 THEN BEGIN ; experiment
            parachi1[i+1,temp]=0.0

```

```

        parachi2[i+1,temp]=0.0
    ENDIF ELSE BEGIN
        parachi1[i+1,temp]=parachi1[i+1,temp]
        parachi2[i+1,temp]=parachi2[i+1,temp]
    ENDELSE
ENDFOR
; *****
; *** parachi oberhalb 1.0005 und linechi unterhalb 1.0005 *****
;IF hcvont[0,temp] GT 1.000499 THEN BEGIN          ; theorie
IF hcvont[0,temp] GT 1.006 THEN BEGIN              ; experiment
    FOR i=0,N_ELEMENTS(state.files)-1 DO BEGIN
        linechi1[i+1,temp]=parachi1[i+1,temp]
        linechi2[i+1,temp]=parachi2[i+1,temp]
    ENDFOR
ENDIF
; *****
; ***** Ferromagnetic part out of buffer minus paramagnetic part *****
FOR i=0,N_ELEMENTS(state.files)-1 DO BEGIN
    buffer=*state.harmonics[i]
    origminuspara1[i+1,temp]=buffer[1,temp]-linechi1[i+1,temp]
    origminuspara2[i+1,temp]=buffer[2,temp]-linechi2[i+1,temp]
ENDFOR
; *****
; ***** Calculation of Remanence out of Msat minus line[0,0] *****
remanen[1,temp]=midval[1,temp]
; *****
; *** Real-Time Plot of Hysteresis and Fit and Difference *****
;color table: [0] black, [1] white, [2] red, [3] blue, [4] green, [5] yellow, $
;[6] cyan, [7] magenta, [8] orange,[9] light green, [10] light blue, $
;[11] light red, [12] black
yy=FLTARR(2) & yy[0]=-state.ymax & yy[1]=state.ymax
PLOTFILE, mt, XCOL=1, YCOL=2, KIND=1, PSYM=7, COLOR=3, THICK=2, CHARSIZE=1.5, $
AXISCOLOR=12, XTITLE='Time t (s)', YTITLE=TEXTOIDL('Magnetization M (A/m)'), $
TITLE='Hysteresis in Real Time', yrange=yy
XYOUTS, 120, 635, CHARSIZE=1.5, COLOR=2, $
'Please calm down. The actual reduced temperature is ' $
+STRCOMPRESS(hcvont[0,temp],/REM), /DEVICE
XYOUTS, 120, 615, COLOR=12, 'Ms = '+STRCOMPRESS(hcvont[2,temp],/REM)+' A/m', $
/DEVICE
XYOUTS, 120, 595, COLOR=12, 'Hc = '+STRCOMPRESS(hcvont[1,temp],/REM)+' A/m', $
/DEVICE
; Calculated Hysteresis with Fitted Hc(T) and M(T)
PLOTFILE, mferro, XCOL=1, YCOL=2, KIND=2, COLOR=12, THICK=2
IF (hcvont[0,temp] LT 1.000499) THEN BEGIN
    ; paramagnetic m(t,h) !!!
    PLOTFILE, line, XCOL=1, YCOL=2, KIND=2, COLOR=2, THICK=2
ENDIF ELSE BEGIN
    ; overplot with fit !!
    PLOTFILE, mt, XCOL=1, YCOL=4, KIND=2, COLOR=2, THICK=2
ENDELSE
; *****
ENDFOR ; End of Temperature loop

```

```

; *****
; ***** PLOT THE CHI-DATA *****
yy=FLTARR(2)
FOR i=1, N_ELEMENTS(state.files) DO BEGIN
  IF (i EQ 1) THEN BEGIN
    yy[0]=min(ferrochi1[i,*])
    yy[1]=max(ferrochi1[i,*])
    yy[0]=yy[0] < min(ferrochi2[i,*])
    yy[1]=yy[1] > max(ferrochi2[i,*])
  ENDIF ELSE BEGIN
    yy[0]=yy[0] < min(ferrochi1[i,*])
    yy[1]=yy[1] > max(ferrochi1[i,*])
    yy[0]=yy[0] < min(ferrochi2[i,*])
    yy[1]=yy[1] > max(ferrochi2[i,*])
  ENDELSE
ENDFOR
; ***** Check-Plot of Original Data For Comparison *****
buffer=*state.harmonics[0]
PLOTFILE, buffer, XCOL=1, YCOL=2, KIND=1, COLOR=12, THICK=3, CHARSIZE=1.5, $
  AXISCOLOR=12, XTITLE='Reduced Temperature t', $
  YTITLE=TEXTOIDL('Dispersion \chi^{\prime} and Absorption $
    \chi^{\prime\prime} (SI units)'), $
  TITLE='Harmonics of the Susceptibility'; YRANGE=yy
; *****
PLOTFILE, linechi1, XCOL=1, YCOL=2, KIND=2, COLOR=3, THICK=2
PLOTFILE, origminuspara1, XCOL=1, YCOL=2, KIND=2, COLOR=2, THICK=2
print, 'calculation finished'
DATE=systime()
XYOUTS, 0.81, 0.01, DATE, COLOR=12, FONT=0, /NORMAL
; *****
state.x=!x
state.y=!y
WIDGET_CONTROL, state.origminuspara1, SET_UVALUE=origminuspara1
WIDGET_CONTROL, state.origminuspara2, SET_UVALUE=origminuspara2
WIDGET_CONTROL, state.ferrochi1, SET_UVALUE=ferrochi1
WIDGET_CONTROL, state.ferrochi2, SET_UVALUE=ferrochi2
WIDGET_CONTROL, state.parachi1, SET_UVALUE=parachi1
WIDGET_CONTROL, state.parachi2, SET_UVALUE=parachi2
WIDGET_CONTROL, state.linechi1, SET_UVALUE=linechi1
WIDGET_CONTROL, state.linechi2, SET_UVALUE=linechi2
WIDGET_CONTROL, state.hcvont, SET_UVALUE=hcvont
WIDGET_CONTROL, state.mferro, SET_UVALUE=mferro
WIDGET_CONTROL, state.remanen, SET_UVALUE=remanen
WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=state, /NO_COPY
END
'Msatvont': BEGIN
  WIDGET_CONTROL, state.hcvont, GET_UVALUE=hcvont
; ***** Plotting procedure *****
; color table: [0] black, [1] white, [2] red, [3] blue, [4] green, [5] yellow, $
; [6] cyan, [7] magenta, [8] orange, [9] light green, [10] light blue, $
; [11] light red, [12] black
PLOTFILE, hcvont, XCOL=1, YCOL=3, KIND=1, COLOR=3, THICK=2, LINESSTYLE=0, CHARSIZE=1.5, $

```

```

        AXISCOLOR=12, XTITLE='Reduced Temperature', $
        YTITLE=TEXTOIDL('Saturation M_{S} (A/m)'), $
        TITLE='Fitted Saturation Magnetization as Function of Temperature'
state.x=!x
state.y=!y
; *****
WIDGET_CONTROL, state.hcvont, SET_UVALUE=hcvont
WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=state, /NO_COPY
END
'Hcvont': BEGIN
WIDGET_CONTROL, state.hcvont, GET_UVALUE=hcvont
; ***** Plotting procedure *****
; color table: [0] black, [1] white, [2] red, [3] blue, [4] green, [5] yellow, $
; [6] cyan, [7] magenta, [8] orange, [9] light green, [10] light blue, $
; [11] light red, [12] black
PLOTFILE, hcvont, XCOL=1, YCOL=2, KIND=1, COLOR=12, THICK=2, CHARSIZE=1.5, $
        AXISCOLOR=12, XTITLE='Reduced Temperature', $
        YTITLE=TEXTOIDL('Coercivity H_{C} (A/m)'), $
        TITLE='Fitted Coercive Field as Function of Temperature', $
        X RANGE=[0.9575,1.01]
state.x=!x
state.y=!y
; *****
WIDGET_CONTROL, state.hcvont, SET_UVALUE=hcvont
WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=state, /NO_COPY
END
'MrvontundMsvont': BEGIN
WIDGET_CONTROL, state.hcvont, GET_UVALUE=hcvont
WIDGET_CONTROL, state.mrem, GET_UVALUE=mrem
WIDGET_CONTROL, state.remanen, GET_UVALUE=remanen
; ***** Plotting procedure *****
; color table: [0] black, [1] white, [2] red, [3] blue, [4] green, [5] yellow, $
; [6] cyan, [7] magenta, [8] orange, [9] light green, [10] light blue, $
; [11] light red, [12] black
PLOTFILE, hcvont, XCOL=1, YCOL=3, KIND=1, COLOR=3, THICK=2, CHARSIZE=1.5, $
        AXISCOLOR=12, XTITLE='Reduced Temperature', $
        YTITLE=TEXTOIDL('Saturation M_{S} and Remanence M_{R} (A/m)'), $
        TITLE='Remanence and Saturation as Function of Temperature'
PLOTFILE, remanen, XCOL=1, YCOL=2, KIND=2, COLOR=4, THICK=2
state.x=!x
state.y=!y
; *****
WIDGET_CONTROL, state.hcvont, SET_UVALUE=hcvont
WIDGET_CONTROL, state.mrem, SET_UVALUE=mrem
WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=state, /NO_COPY
END
'Remanence': BEGIN
WIDGET_CONTROL, state.remanen, GET_UVALUE=remanen
mrem=*state.harmonics[0]
f=213.38D
; H=0.825D
H=65.651414D

```



```

; ***** time at zero field *****
t=1/(4.0D*f)
; ***** Reading of Mrem(T) *****
FOR temp=0, N_ELEMENTS(mrem[0,*])-1 DO BEGIN
  mrem[1,temp]=0
  ; ***** Fourier-sum over harmonics *****
  FOR k=0, N_ELEMENTS(state.files)-1 DO BEGIN
    buffer=*state.harmonics[k]
    mrem[1,temp]=mrem[1,temp]+H*buffer[1,temp]*cos(state.files[k]* $
      f*2*!DPI*t)
  ENDFOR
  FOR k=0, N_ELEMENTS(state.files)-1 DO BEGIN
    buffer=*state.harmonics[k]
    mrem[1,temp]=mrem[1,temp]+H*buffer[2,temp]*sin(state.files[k]* $
      f*2*!DPI*t)
  ENDFOR
ENDFOR
; *****
; ***** Smoothing of Mrem(T) *****
mremsmooth=*state.harmonics[0]
mremsmooth[0,*]=mrem[0,*]
mremsmooth[1,*]=mrem[1,*]
mremsmooth[2,*]=SMOOTH(mrem[1,*], 50, /EDGE_TRUNCATE)
; *****
; ***** Plotting procedure *****
; color table: [0] black, [1] white, [2] red, [3] blue, [4] green, [5] yellow, $
; [6] cyan, [7] magenta, [8] orange, [9] light green, [10] light blue, $
; [11] light red, [12] black
PLOTFILE, mrem, XCOL=1, YCOL=2, KIND=1, COLOR=2, THICK=2, LINestyle=0, CHARSize=1.5, $
  AXISCOLOR=12, XTITLE='Reduced Temperature', $
  YTITLE=TEXTOIDL('Magnetic Remanence M_{R} (A/m)'), $
  TITLE='Magnetic Remanence as Function of Reduced Temperature'
PLOTFILE, remanen, XCOL=1, YCOL=2, KIND=2, COLOR=3, THICK=2
state.x=!x
state.y=!y
; *****
WIDGET_CONTROL, state.mrem, SET_UVALUE=mrem
WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=state, /NO_COPY
END
'Backfft': BEGIN
  WIDGET_CONTROL, state.linechi1, GET_UVALUE=linechi1
  WIDGET_CONTROL, state.linechi2, GET_UVALUE=linechi2
  ; ***** PLOT THE CHI-DATA *****
  yy=FLTARR(2)
  FOR i=1, N_ELEMENTS(state.files) DO BEGIN
    IF (i EQ 1) THEN BEGIN
      yy[0]=min(linechi1[i,*])
      yy[1]=max(linechi1[i,*])
      yy[0]=yy[0] < min(linechi2[i,*])
      yy[1]=yy[1] > max(linechi2[i,*])
    ENDIF ELSE BEGIN
      yy[0]=yy[0] < min(linechi1[i,*])

```

```

        yy[1]=yy[1] > max(linechi1[i,*])
        yy[0]=yy[0] < min(linechi2[i,*])
        yy[1]=yy[1] > max(linechi2[i,*])
    ENDELSE
ENDFOR
buffer=*state.harmonics[0]
;PLOTFILE, buffer, XCOL=1, YCOL=2, KIND=1, COLOR=3, THICK=2
PLOTFILE, linechi1, XCOL=1, YCOL=2, KIND=1, COLOR=2, THICK=2, CHARSIZE=1.5, $
    AXISCOLOR=12, XTITLE='Reduced Temperature t', $
    YTITLE=TEXTOIDL('Dispersion \chi^{\prime} and Absorption $
        \chi^{\prime\prime} (SI units)'), $
    TITLE='Harmonics of the Susceptibility', YRANGE=yy
FOR i=2, N_ELEMENTS(state.files) DO BEGIN
    PLOTFILE, linechi1, XCOL=1, YCOL=i+1, KIND=2, COLOR=2+i, THICK=2
ENDFOR
DATE=systime()
XYOUTS, 0.81, 0.01, DATE, COLOR=0, FONT=0, /NORMAL
; *****
state.x=!x
state.y=!y
WIDGET_CONTROL, state.linechi1, SET_UVALUE=linechi1
WIDGET_CONTROL, state.linechi2, SET_UVALUE=linechi2
WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=state, /NO_COPY
END
'savemt': BEGIN
    WIDGET_CONTROL, state.mt, GET_UVALUE=mt
    WIDGET_CONTROL, state.tinfo, GET_VALUE=temp
    t=temp[0]
again: file = DIALOG_PICKFILE(GET_PATH=dir, PATH='~/Scherz/idl/x-top/', $
    TITLE='Export the M(H)', /NOCONFIRM, FILTER='*.dat', $
    FILE='mh_t'+t+'.dat')
pos = RSTRPOS(file, '/')
file=STRMID(file, pos+1, 30)
IF CHECKFILE(dir+file) EQ 1 THEN BEGIN
    val=DIALOG_MESSAGE(['The file: '+file+' still exists.', 'Replace it?'], $
        /CANCEL, /DEFAULT_CANCEL)
    IF val EQ 'Cancel' THEN goto, again
ENDIF
OPENW, /GET_LUN, UNIT, dir+file
PRINTF, UNIT, ' Hfield Magnetization time'
FOR i=0, 999 DO BEGIN
    datastring=' '
    FOR j=0, 2 DO datastring=datastring+STRCOMPRESS(String(mt[j,i]))+' '
    PRINTF, UNIT, datastring
ENDFOR
FREE_LUN, UNIT
WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=state, /NO_COPY
END
'savemrem': BEGIN
    WIDGET_CONTROL, state.mrem, GET_UVALUE=mrem
oncemore: file = DIALOG_PICKFILE(GET_PATH=dir, PATH='~/Scherz/idl/x-top/', $
    TITLE='Export the Mrem(T)', /NOCONFIRM, FILTER='*.dat', $

```

```

        FILE='mrem.dat')
    pos = RSTRPOS(file, '/')
    file=STRMID(file, pos+1, 30)
    IF CHECKFILE(dir+file) EQ 1 THEN BEGIN
        val=DIALOG_MESSAGE(['The file: '+file+' still exists.', 'Replace it ?'], $
            /CANCEL, /DEFAULT_CANCEL)
        IF val EQ 'Cancel' THEN goto, oncemore
    ENDIF
    OPENW, /GET_LUN, UNIT, dir+file
    PRINTF, UNIT, ' Reduced t Remanence '
    FOR i=0, N_ELEMENTS(mrem[0,*])-1 DO BEGIN
        datastring=' '
        FOR j=0, 1 DO datastring=datastring+STRCOMPRESS(String(mrem[j,i]))+' '
        PRINTF, UNIT, datastring
    ENDFOR
    FREE_LUN, UNIT
    WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=state, /NO_COPY
    END
'savehc': BEGIN
    WIDGET_CONTROL, state.hcvont, GET_UVALUE=hcvont
againoncemore: file = DIALOG_PICKFILE(GET_PATH=dir, PATH='~/Scherz/idl/x-top/', $
    TITLE='Export the Hc(T)', /NOCONFIRM, FILTER='*.dat', FILE='hct.dat')
    pos = RSTRPOS(file, '/')
    file=STRMID(file, pos+1, 30)
    IF CHECKFILE(dir+file) EQ 1 THEN BEGIN
        val=DIALOG_MESSAGE(['The file: '+file+' still exists.', 'Replace it ?'], $
            /CANCEL, /DEFAULT_CANCEL)
        IF val EQ 'Cancel' THEN goto, oncemore
    ENDIF
    OPENW, /GET_LUN, UNIT, dir+file
    PRINTF, UNIT, ' Reduced t coercivity Remanence '
    FOR i=0, N_ELEMENTS(hcvont[0,*])-1 DO BEGIN
        datastring=' '
        FOR j=0, 2 DO datastring=datastring+STRCOMPRESS(String(hcvont[j,i]))+' '
        PRINTF, UNIT, datastring
    ENDFOR
    FREE_LUN, UNIT
    WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=state, /NO_COPY
    END
'savepmchifmchi': BEGIN
    WIDGET_CONTROL, state.linechi1, GET_UVALUE=linechi1
    WIDGET_CONTROL, state.linechi2, GET_UVALUE=linechi2
    WIDGET_CONTROL, state.origminuspara1, GET_UVALUE=origminuspara1
    WIDGET_CONTROL, state.origminuspara2, GET_UVALUE=origminuspara2
    file = DIALOG_PICKFILE(GET_PATH=dir, PATH='~/Scherz/idl/x-top/', $
        TITLE='Export the calculated paramagnetic chi', $
        /NOCONFIRM, FILTER='*.DAT', FILE='CHI')
    pos = RSTRPOS(file, '/')
    file=STRCOMPRESS(STRMID(file, pos+1, 30),/REMOVE_ALL)
    print, 'This File is ', file
    FOR i=1, N_ELEMENTS(state.files) DO BEGIN
        OPENW, /GET_LUN, UNIT, dir+file+'para'+STRCOMPRESS(state.files[i-1],/REM) $

```

```

        +'.DAT'
        PRINTF, UNIT, ' Temp parachi1 parachi2 ferrochi1 ferrochi2'
        FOR j=0, N_ELEMENTS(linechi1[0,*])-1 DO BEGIN
        datastring=' '+STRCOMPRESS(linechi1[0,j],/REM)+' '+STRCOMPRESS(linechi1[i,j],/REM) $
        +' '+STRCOMPRESS(linechi2[i,j],/REM)+' '+STRCOMPRESS(origminuspara1[i,j],/REM) $
        +' '+STRCOMPRESS(origminuspara2[i,j],/REM)
        PRINTF, UNIT, datastring
        ENDFOR
        FREE_LUN, UNIT
    ENDFOR
    WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=state, /NO_COPY
    END
'exital1': BEGIN
    WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=state, /NO_COPY
    WIDGET_CONTROL,event.top, /DESTROY
    END
ENDCASE
END

;*****
;*****
; MHG Version 1.0, Oct 2002
; written by C. Ruedt, AG Baberschke
; features: multiple harmonics generations (MHG) - evaluates the M(t) response
; function and reconstructs M(H) function - T-dependent simulation of M(H)
; COMMENTS:
; no
;*****
;*****
pro Mhg, GROUP=group
; ***** own color table using decomposed colors ! no true color ! *****
DEVICE, DECOMPOSE=0
RED=[10,255,255,50,0,255,0,150,255,150,100,255,0]
GREEN=[10,255,0,100,150,255,255,0,150,255,150,150,0]
BLUE=[10,255,0,255,0,0,255,150,0,150,255,150,0]
TVLCT, RED, GREEN, BLUE
!P.BACKGROUND=9
!Y.STYLE=3
!X.STYLE=3
;color table: [0] black, [1] white, [2] red, [3] blue, [4] green, [5] yellow, $
;[6] cyan, [7] magenta, [8] orange, [9] light green, [10] light blue, $
;[11] light red, [12] black
; *****
; ***** standard color settings *****
;LOADCT , 13
;!P.BACKGROUND=30
;!Y.STYLE=3
;!X.STYLE=3
; *****
baseofapplication = WIDGET_BASE(GROUP_LEADER=group, /COLUMN,MBAR=menu, $
    TITLE='MHG Version 1.0 (C. RUEDT, A. SCHERZ, 10.2002)' )
;***** VARS *****

```

```

trange=FLTARR(2)
trange[0]=0.96D
trange[1]=1.03D
dens=500
;ymax=600.0D
ymax=26000.0D
;***** main bases of the Harmonics application *****
mainbase = WIDGET_BASE(baseofapplication, /ROW, FRAME=5, /BASE_ALIGN_TOP)
infobase = WIDGET_BASE(mainbase, /COLUMN, /BASE_ALIGN_CENTER)
draw = WIDGET_DRAW(infobase,/MOTION_EVENTS,/BUTTON_EVENTS,/FRAME,RETAIN=2, $
    XSIZE=850,YSIZE=700,UVALUE='Cursor')
leftbase = WIDGET_BASE(mainbase, /COLUMN, /BASE_ALIGN_CENTER)
coords = WIDGET_TEXT(infobase, XSIZE=24, VALUE='X: Y:', UVALUE='but')
twindow1 = WIDGET_BASE(leftbase, /COLUMN, FRAME=5, /BASE_ALIGN_LEFT)
twindow2 = WIDGET_BASE(leftbase, /COLUMN, FRAME=5, /BASE_ALIGN_CENTER)
twindow3 = WIDGET_BASE(leftbase, /COLUMN, FRAME=5, /BASE_ALIGN_CENTER)
twindow4 = WIDGET_BASE(leftbase, /COLUMN, FRAME=5, /BASE_ALIGN_LEFT)
textwindow = WIDGET_BASE(twindow1, /COLUMN, FRAME=3, /BASE_ALIGN_CENTER)
upwindow = WIDGET_BASE(twindow2, /COLUMN, FRAME=3, /BASE_ALIGN_CENTER)
midwindow = WIDGET_BASE(twindow3, /COLUMN, FRAME=3, /BASE_ALIGN_CENTER)
downwindow = WIDGET_BASE(twindow4, /COLUMN, FRAME=3, /BASE_ALIGN_CENTER)
tlabel1=WIDGET_LABEL(textwindow, FONT='9x15', FRAME=2, UVALUE='but', $
    VALUE=' The Great Harmonics Analyzer ')
tlabel2=WIDGET_LABEL(upwindow, FONT='8x13', FRAME=2, UVALUE='but', $
    VALUE=' REDUCED TEMPERATURE t=T/Tc ')
tbutton = WIDGET_BASE(twindow2, /COLUMN, /BASE_ALIGN_CENTER)
trange1=CW_FIELD(twindow2, FONT='8x13',/FLOATING, /RETURN_EVENTS, XSIZE=8, $
    VALUE=trange[0], TITLE=' Start t ', UVALUE='scanit')
trange2=CW_FIELD(twindow2, FONT='8x13',/FLOATING, /RETURN_EVENTS, XSIZE=8, $
    VALUE=trange[1], TITLE=' Stop t ', UVALUE='scanit')
tdens=CW_FIELD(twindow2, FONT='8x13',/FLOATING, /RETURN_EVENTS, XSIZE=8, $
    VALUE=dens, TITLE=' Point Density ', UVALUE='scanit')
tlabel3=WIDGET_LABEL(midwindow, FONT='8x13', FRAME=2, UVALUE='but', $
    VALUE=' CALCULATE M(T) & M(H) ')
tslider=WIDGET_SLIDER(twindow3, MAXIMUM=72, MINIMUM=0, VALUE=1, UVALUE='calcit', $
    /DRAG, /SCROLL, Title='Set Temp to :', FONT='8x13')
tinfo=WIDGET_TEXT(twindow3, XSIZE=12, FONT='8X13bold', UVALUE='but', VALUE='-.-K')
pslider=WIDGET_SLIDER(twindow3, MAXIMUM=180, MINIMUM=0, VALUE=0, UVALUE='calcit', $
    /DRAG, /SCROLL, Title='Set phase to :', FONT='8x13')
tlabel4=WIDGET_LABEL(downwindow, FONT='8x13', FRAME=2, UVALUE='but', $
    VALUE=' FITTING THE HYSTERESIS ')
mbutton1=WIDGET_BUTTON(twindow4, XSIZE=260, VALUE=' Calculate Ms(T) & Hc(T) ', $
    FONT='8x13', UVALUE='Calchcmsat', /ALIGN_LEFT)
mbutton2=WIDGET_BUTTON(twindow4, XSIZE=180, VALUE=' Calculate Mr(T) ', $
    FONT='8x13', UVALUE='Remanence', /ALIGN_RIGHT)
mbutton3=WIDGET_BUTTON(twindow4, XSIZE=180, VALUE=' Show Ms(T) ', $
    FONT='8x13', UVALUE='Msatvont', /ALIGN_RIGHT)
mbutton4=WIDGET_BUTTON(twindow4, XSIZE=180, VALUE=' Show Hc(T) ', $
    FONT='8x13', UVALUE='Hcvont', /ALIGN_RIGHT)
mbutton5=WIDGET_BUTTON(twindow4, XSIZE=180, VALUE=' Show Mr(T) & Ms(T) ', $
    FONT='8x13', UVALUE='MrvontundMsvont', /ALIGN_RIGHT)
mbutton6=WIDGET_BUTTON(twindow4, XSIZE=260, VALUE=' Show Paramagnetic Chi ', $

```

```

        FONT='8x13', UVALUE='Backfft', /ALIGN_LEFT)
;***** DESKTOP - MENU *****
menu1 = WIDGET_BUTTON(menu, VALUE='File', /MENU, UVALUE='but')
;*****
menu11 = WIDGET_BUTTON(menu1, VALUE='Open', /MENU, UVALUE='but')
menu111 = WIDGET_BUTTON(menu11, VALUE='Do never press this button', /MENU, $
        UVALUE='but')
;*****
menu12 = WIDGET_BUTTON(menu1, VALUE='Save', /MENU, UVALUE='but')
menu121 = WIDGET_BUTTON(menu12, VALUE='Save M(H) at certain T', UVALUE='savemt')
menu122 = WIDGET_BUTTON(menu12, VALUE='Save Mrem(T)', UVALUE='savemrem')
menu123 = WIDGET_BUTTON(menu12, VALUE='Save Hc(T)', UVALUE='savehc')
menu124 = WIDGET_BUTTON(menu12, VALUE='Save paramagnetic Chi(T)', $
        UVALUE='savepmchifmchi')
;*****
menu18 = WIDGET_BUTTON(menu1, VALUE='exit', UVALUE='exitall')
;***** VARS *****
WIDGET_CONTROL, baseofapplication, /NO_COPY, /REALIZE
;*****
;***** LOAD harmonics *****
pts=(trange[1]-trange[0])*dens+1
cut=DBLARR(3,pts)
FOR i=0,pts-1 DO cut[0,i]=trange[0]+i/dens
;files=[2,4]
files=[1,3,5,7,9,11]
;files=[1,3,5,7,9,11,13,15,17,19,21,23,25,27,29,31,33,35,37,39]
harmonics = PTRARR(N_ELEMENTS(files),/ALLOCATE_HEAP)
dats = PTRARR(N_ELEMENTS(files),/ALLOCATE_HEAP)
FOR i=0, N_ELEMENTS(files)-1 DO BEGIN
XYOUTS, 120, 635-i*15, COLOR=1+i, 'loading V'+ $
        STRCOMPRESS(files[i],/REM)+' .DAT ...', /DEVICE
        data=importascii('~\Scherz/idl/x-top/SingleK4FTM'+ $
                STRCOMPRESS(files[i],/REM)+' .DAT', NPOINTS=field)
;***** INTERPOLATE MHG's *****
        cut[1,*] = INTERPOL(data[1,*],data[0,*], cut[0,*])
        cut[2,*] = INTERPOL(data[2,*],data[0,*], cut[0,*])
        *dats[i]=data
        *harmonics[i]=cut
ENDFOR
xx=FLTARR(2) & yy=FLTARR(2)
FOR i=0, N_ELEMENTS(files)-1 DO BEGIN
        IF (i EQ 0) THEN BEGIN
                buffer=*harmonics[i]
                x1=MIN(buffer[0, *])
                x2=MAX(buffer[0, *])
                y1=MIN(buffer[1, *])
                y2=MAX(buffer[1, *])
                xx[0]=x1 & xx[1]=x2 & yy[0]=y1 & yy[1]=y2
        ENDIF ELSE BEGIN
                buffer=*harmonics[i]
                xx[0]=xx[0] < MIN(buffer[0, *])
                xx[1]=xx[1] > MAX(buffer[0, *])

```

```

        yy[0]=yy[0] < MIN(buffer[1, *])
        yy[1]=yy[1] > MAX(buffer[1, *])
    ENDELSE
ENDFOR
buffer=*harmonics[0]
;***** first plotting *****
;color table: [0] black, [1] white, [2] red, [3] blue, [4] green, [5] yellow, $
;[6] cyan, [7] magenta, [8] orange,[9] light green, [10] light blue, $
;[11] light red, [12] black
PLOTFILE, buffer, XCOL=1, YCOL=2, KIND=1, X RANGE=xx, Y RANGE=yy, COLOR=3, THICK=2, $
    CHAR SIZE=1.5, AXIS COLOR=12, $
    XTITLE='Reduced Temperature', YTITLE=TEXTOIDL('\chi_{n} (SI units)'), $
    TITLE='Harmonics Susceptibility as Function of Reduced Temperature'
XYOUTS, 120, 635, COLOR=12, '1. harmonic', /DEVICE
PLOTFILE, buffer, XCOL=1, YCOL=3, KIND=2, COLOR=3, LINES TYLE=2, THICK=2
FOR i=1, N_ELEMENTS(files)-1 DO BEGIN
buffer=*harmonics[i]
PLOTFILE, buffer, XCOL=1, YCOL=2, KIND=2, COLOR=1+i, THICK=2
PLOTFILE, buffer, XCOL=1, YCOL=3, KIND=2, COLOR=1+i, LINES TYLE=2, THICK=2
XYOUTS, 120, 635-i*12, COLOR=12, STRCOMPRESS(files[i],/REM)+' . harmonic', $
    /DEVICE
ENDFOR
;*****
mt=WIDGET_BASE()
mrem=WIDGET_BASE()
mferro=WIDGET_BASE()
hcvont=WIDGET_BASE()
remanen=WIDGET_BASE()
maxline=WIDGET_BASE()
origminuspara1=WIDGET_BASE()
origminuspara2=WIDGET_BASE()
ferrochi1=WIDGET_BASE()
ferrochi2=WIDGET_BASE()
chisum1=WIDGET_BASE()
chisum2=WIDGET_BASE()
parachi1=WIDGET_BASE()
parachi2=WIDGET_BASE()
linechi1=WIDGET_BASE()
linechi2=WIDGET_BASE()
mo=1000.0D*525.14D/4.0D/!DPI
state={x:!x, y:!y, mo:mo, harmonics:harmonics, coords:coords, $
    dats:dats, t1:trange1, t2:trange2, tdens:tdens, $
    files:files, slider:tslider, tinfo:tinfo, mt:mt, $
    mrem:mrem, mferro:mferro, hcvont:hcvont, phase:pslider, $
    ymax:ymax, origminuspara1:origminuspara1, $
    origminuspara2:origminuspara2, ferrochi1:ferrochi1, $
    ferrochi2:ferrochi2, parachi1:parachi1, parachi2:parachi2, $
    chisum1:chisum1, chisum2:chisum2, linechi1:linechi1, $
    linechi2:linechi2, remanen:remanen, maxline:maxline}
WIDGET_CONTROL, baseofapplication, SET_UVALUE=state
XMANAGER, 'mhg', baseofapplication, GROUP=group
END

```

A.2 Probenhalter und Temperaturvariation

Die Abbildung A.6 zeigt den eigens für die Messungen dieser Arbeit konstruierten Probenhalter. Er unterscheidet sich von früheren Realisierungen hauptsächlich durch eine am Probenhalterkopf befindliche Filamentbox, die im wesentlichen aus einem W-Draht besteht, der über zwei ins UHV geführte Kontakte zum Glühen gebracht werden kann. Dieser heizt den aus einem Stück sauerstofffreiem Kupfer bestehenden Probenhalter direkt. Die Probe wird dadurch indirekt über Wärmeleitung geheizt. In Kap. 3.3 wurde bereits darauf hingewiesen, daß es für die temperaturabhängige Messung der Wechselfeldsuszeptibilität wichtig ist, sehr kleine Heiz- und Kühlraten zu verwenden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde festgestellt, daß dazu ein indirektes Heizen der Probe durch Wärmeleitung optimal ist. Dagegen ist aufgrund der Erzeugung eines zusätzlichen Streufeldes von mehreren Oe an der Probe von der Verwendung einer resistiven Heizung durch die W-Drahtschleife generell abzuraten. Zusätzlich ist eine solche direkte Heizmethode durch eine schwer kontrollierbare Heizrate ungeeignet. Im Gegensatz dazu garantiert indirektes Heizen der Probe eine sehr variable und leicht kontrollierbare Heizrate, die sich nahezu beliebig verringern läßt. So wurden für die Messungen dieser Arbeit Heizraten von ca. 5 mK/s verwendet. Im Vergleich zu früheren Untersuchungen [14,15,29] stellt dies eine Verkleinerung um den Faktor 3–4 dar. Die Notwendigkeit der Verringerung der Heizrate ergab sich aus der Beobachtung, daß sich die Form des Suszeptibilitätssignals in Abhängigkeit der Heiz- und Kühlrate stark verändert und der Phasenübergang bei größeren Heizraten verbreitert. Für die temperaturabhängigen Messungen am System $(\text{Fe}_2/\text{V}_5)_{50}$ -Multilage (s. die Kap. 5 und 6) ergaben sich durch die sorgfältige und langsame Variation der Temperatur in oben beschriebener Weise sehr schmale Suszeptibilitätssignale mit ca. 3 K Halbwertsbreite. Zusätzlich zur Filamentbox besteht die Möglichkeit, die Probe indirekt über ein im Innern des Kryostaten befindliches Filament zu heizen. Diese Methode bietet sich in Konkurrenz zur Filamentbox hauptsächlich dann an, wenn die Probe zuvor über den Kühlfinger des Kryostaten unter Raumtemperatur gekühlt wurde. Dies hat gegenüber der Verwendung der Filamentbox den Vorteil, daß schon oben am Kühlfinger sowie im gesamten Probenhalter ein Wärmeausgleich stattfindet und sich damit die Heizrate während der Messung leichter kontrollieren läßt.

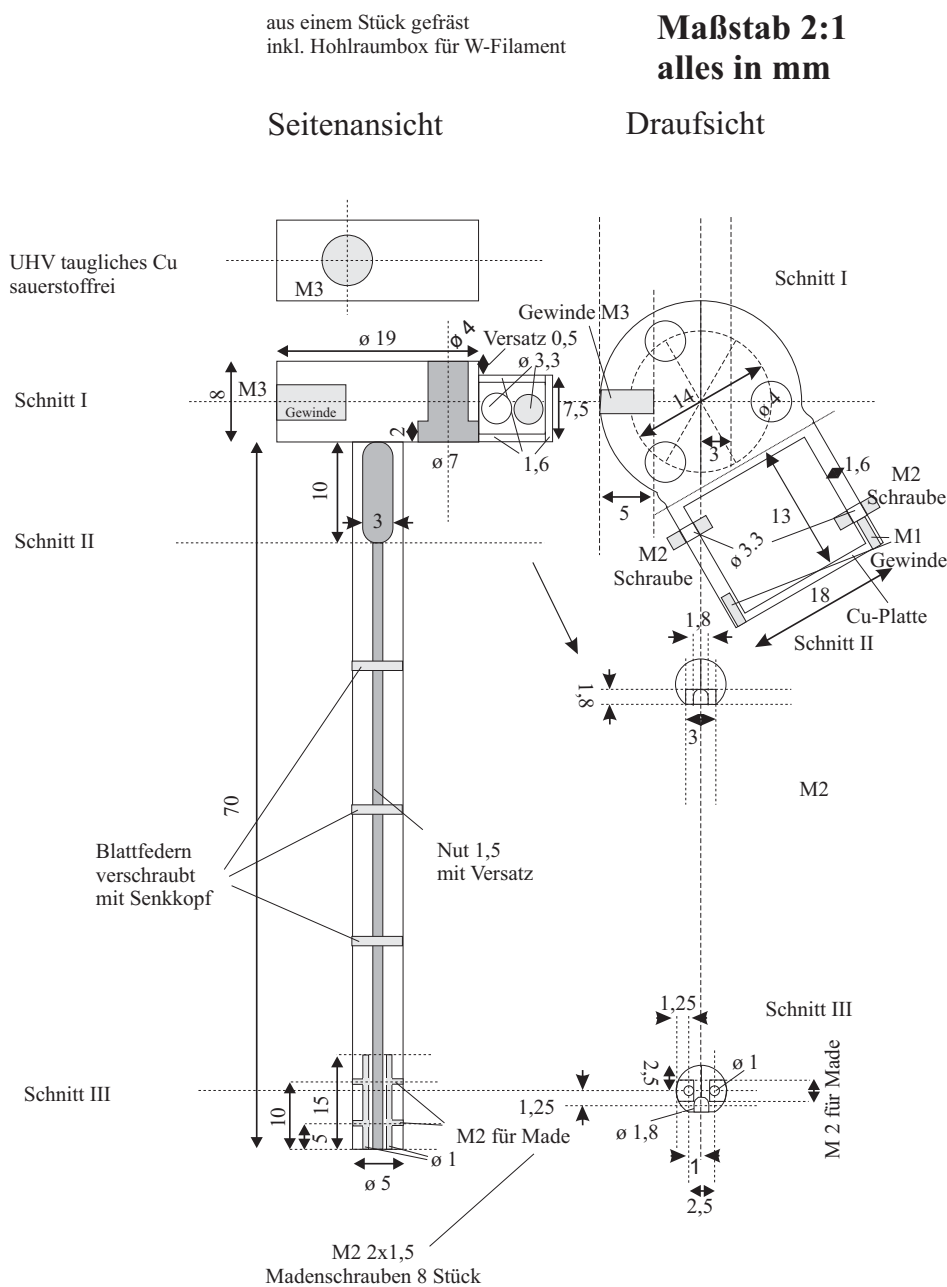


Abbildung A.6: Neu konstruierter Probenhalter für Messungen der ac -Suszeptibilität mit Gegeninduktionsmeßbrücke in Drauf- und Seitenansicht. Eine seitlich im Probenhalter integrierte Filamentbox ermöglicht indirektes Heizen der Probe bis 650 K. Der Probenhalter ist elektrisch isoliert am Kühlfinger des ℓ He-Durchflußkryostaten montiert.

Anhang B

Ergänzungen

B.1 Phasenverschiebung und Koerzitivfeld

Im folgenden wird ein einfacher, analytischer Ausdruck für die Beziehung zwischen der Phasenverschiebung zwischen $H(t)$ und $M(t)$ und dem Koerzitivfeld H_C abgeleitet (s. Kap 6.2, Glg. (6.3)). Das zeitabhängige Wechselfeld $H(t) = \hat{H} \cos(\omega_0 t)$ wird beschrieben über die Modulationsamplitude \hat{H} und die Kreisfrequenz $\omega_0 = 2\pi/\tau_0$, wobei τ_0 die Oszillationsperiode und $\varphi = \omega_0 t = (2\pi/\tau_0)t$ bedeuten. Das externe Magnetfeld ändert sein Vorzeichen zum Zeitpunkt $t'_H = \tau_0/4$ bei der Phase $\varphi'_H = \pi/2$. Oberhalb der Ordnungstemperatur folgt die Magnetisierung der Anregung $H(t)$ instantan. Unterhalb T_C ändert $M(t)$ hingegen zu einem späteren Zeitpunkt t'_M oder einer späteren Phase φ'_M sein Vorzeichen als $H(t)$ (s. Abb. B.1). Zur Zeit t'_M erfolgt also die Ummagnetisierung und es gilt:

$$H(t'_M) = \hat{H} \cos(\omega t'_M) = -H_C . \quad (\text{B.1})$$

Einfache Umformung liefert:

$$\cos(\omega t'_M) = \cos(\varphi'_M) = -\frac{H_C}{\hat{H}} . \quad (\text{B.2})$$

Dabei ist die Zeitdifferenz zwischen dem Umklappen von $H(t)$ und von $M(t)$ gegeben durch $\Delta t = t'_M - t'_H$ oder formuliert als Phasenverschiebung $\Delta\varphi = \varphi'_M - \varphi'_H$. Die in

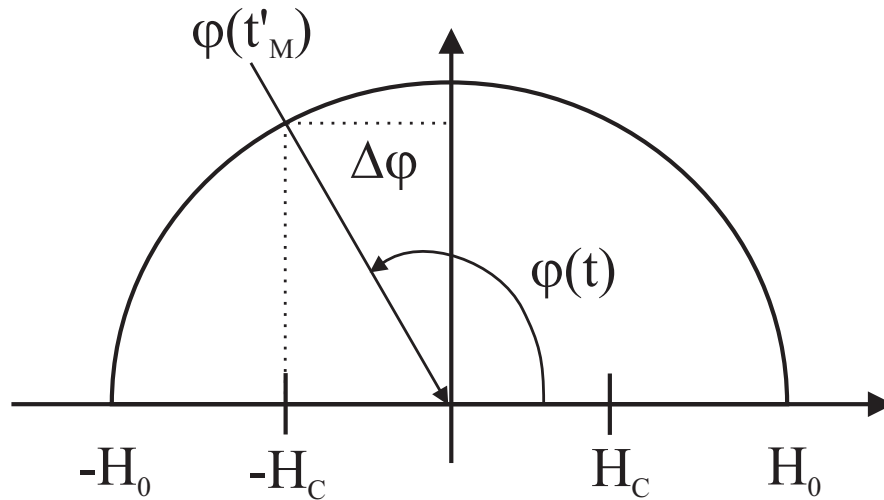


Abbildung B.1: Zusammenhang der Phasenverschiebung zwischen $H(t)$ und $M(t)$ und dem Koerzitivfeld H_C .

Kap. 6.2, Glg. (6.3) angegebene Phasenverschiebung errechnet sich damit leicht zu

$$\sin \Delta\varphi = \sin(\varphi'_M - \varphi'_H) = \sin \varphi'_M \cos \varphi'_H - \cos \varphi'_M \sin \varphi'_H \quad (\text{B.3})$$

$$\Leftrightarrow \sin \Delta\varphi = -\cos \varphi'_M \quad (\text{B.4})$$

$$\Leftrightarrow \sin \Delta\varphi = \frac{H_C}{\hat{H}}. \quad (\text{B.5})$$

B.2 Die Eichung der Helmholtzspulen

Zur Messung und kritischen Analyse der temperaturabhängigen Wechselfeldsuszeptibilität ist es notwendig, sehr kleine homogene Magnetfelder im Bereich von einigen mOe zu verwenden. Das Erdmagnetfeld in z -Richtung trägt gleichzeitig mit ca. 0.3–0.5 Oe (abhängig vom Ort) als größter Anteil zu statischen Restfeldern im Labor bei. Eine Messung der Suszeptibilität ist somit nur durch Kompensation dieser Restfelder überhaupt möglich. Dazu wird ein Paar von Helmholtzspulen verwendet, das um die Gegeninduktionsmeßbrücke herum *ex situ* angebracht ist. Eine genaue Kompensation erfordert zunächst eine Eichung des Spulenpaares. Die zugehörige Eichkurve ist in Abb. B.2 für beide Spulen H_z und H_{xy} dargestellt. Dazu wurde das Magnetfeld in z -Richtung (Meßrichtung) und senkrecht dazu mit einer Hallsonde

gemessen. Ein Strom von 1 A erzeugt dabei ein Feld von ca. 10 Oe. Durch die zeitliche und räumliche Variation statischer Restfelder im Labor muß die Kompensation stets sorgfältig überprüft werden. Für die Messungen dieser Arbeit wurden folgende Parameter verwendet:

$$2.5 \text{ mA} < I_{xy} < 3.5 \text{ mA}, \quad (\text{B.6})$$

$$25 \text{ mA} < I_z < 35 \text{ mA}. \quad (\text{B.7})$$

Die Kompensationsfelder liegen dabei im Bereich

$$225(10) \text{ mOe} < H_{xy} < 315(10) \text{ mOe}, \quad (\text{B.8})$$

$$240(10) \text{ mOe} < H_z < 335(10) \text{ mOe}. \quad (\text{B.9})$$

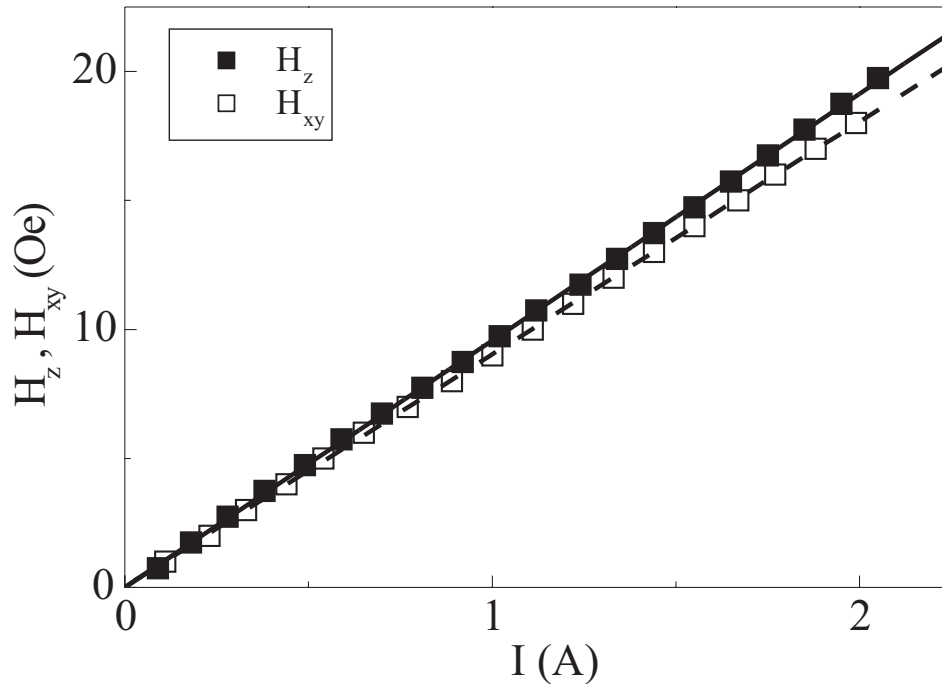


Abbildung B.2: Eichung des Helmholtzspulenpaares zur Kompensation statischer Restfelder.

B.3 Die Umrechnung magnetischer Einheiten

Die in dieser Arbeit verwendeten Einheiten sind nicht durchgehend im SI-

Maßsystem angegeben, da magnetische Größen und Einheiten in der wissenschaftlichen Literatur nach wie vor oftmals im cgs-System angegeben werden. In Tab. B.1 sind die relevantesten Größen sowohl im SI- als auch im cgs-System samt Umrechnung wiedergegeben.

Größe	SI	Umrechnung	cgs
magn. Moment μ	$Am^2 = J/T$	$\mu_{SI} = 10^3 \mu_{cgs}$	$erg/G = G/cm^3$
Flußdichte B	T	$B_{SI} = 10^4 B_{cgs}$	G
Feldstärke H	Am^{-1}	$H_{SI} = 1000/(4\pi) H_{cgs}$	Oe
Magnetisierung M	Am^{-1}	$M_{SI} = 10^3 M_{cgs}$	G
Suszeptibilität χ	1	$\chi_{SI} = 4\pi \chi_{cgs}$	1
Energie E	$J = VAs$	$E_{SI} = 10^7 E_{cgs}$	$erg = G^2 cm^3$

Tabelle B.1: Umrechnung magnetischer Größen vom SI- in das cgs-System.

Abkürzungsverzeichnis

AES	A uger E lectron S pectroscopy / Augerelektronen-Spektroskopie
afm	a ntiferromagnetic / antiferromagnetisch
bcc	b ody c entered c ubic / kubisch raumzentriert
CMA	C ylindrical M irror A nalysier
fcc	f ace c entered c ubic / kubisch flächenzentriert
fct	f ace c entered t etragonal / tetragonal flächenzentriert
fm	f erromagnetic / ferromagnetisch
FMR	F erromagnetic R esonance / Ferromagnetische Resonanz
IDL ®	I nteractive D ata L anguage / Graphikorientierte wissenschaftliche Programmiersprache
LEED	L ow E nergy E lectron D iffraction / niederenergetische Elektronenbeugung
MFA	M ean F ield A pproximation / Molekularfeld-Näherung
MI	M utual I nductance / Gegeninduktion
ML	m onolayer / Monolage(n)
MEED	M iddle E nergy E lectron D iffraction / Elektronenbeugung mit Elektronen mittlerer Energie
MOKE	m agneto- o ptic K err- e ffect / magneto-optischer Kerr-Effekt
Origin ®	Computerprogramm zur Analyse wissenschaftlicher Daten
pm	p aramagnetic / paramagnetisch
STM	S canning T unneling M icroscopy / Rastertunnelmikroskopie
SQUID	S uperconducting Q uantum I nterference D evice
TOM	T orsion O scillating M agnetometer / Torsionsoszillationsmagnetometer
UHV	U ltra H igh V acuum / Ultrahochvakuum
VSM	V ibrating S ample M agnetometry / Vibrationsmagnetometrie

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung der Potenzgesetze am Phasenübergang . . .	10
2.2	Simulation der temperaturabhängigen Suszeptibilität	18
3.1	Aufbau der UHV-Kammer	21
3.2	U(T)-Kennlinie eines Typ C ($W_{95}Re_5/W_{74}Re_{26}$)-Thermoelements . .	23
3.3	Charakterisierung des Cu-Substrates	25
3.4	Ausgewählte Augerspektren für das System $Cu_n/Co/Cu(100)$	27
3.5	Verhältnis der Augeramplituden für $Cu_n/Co_{2.2}/Cu(100)$	28
3.6	Schematische Darstellung der $(Fe_2/V_5)_{50}$ -Multilage	30
3.7	Winkelabhängige Röntgenbeugung an $(Fe_2/V_5)_{50}$	30
3.8	Schnitt durch das Gegeninduktionsspulensystem	32
3.9	Eichung des Spulensystems	35
4.1	Nach [30] berechnete Curietemperatur T_C	40
4.2	$\chi'(T)$ von $Cu_n/Co_{2.5}/Cu(100)$	42
4.3	$\chi'(T)$ von $Cu_n/Co_{2.2}/Cu(100)$	43
4.4	Schichtdickenabhängigkeit der Curietemperatur	44
4.5	Oszillation von T_C^* als Funktion der Dicke der Cu-Deckschicht	45
5.1	Realteil $\chi'(T)$ und Imaginärteil $\chi''(T)$ der experimentellen Suszepti- bilität $\chi(T)$ in Abhängigkeit der Wechselfeldamplitude \hat{H}	49
5.2	Maximale Suszeptibilität am Phasenübergang und Halbwertsbreite als Funktion der Feldamplitude \hat{H}	50
5.3	Realteil $\chi'(T)$ und Imaginärteil $\chi''(T)$ der experimentellen Suszepti- bilität $\chi(T)$ bei $\hat{H} = 17$ mOe	52
5.4	Hystereseschleifen von $(Fe_2/V_5)_{50}$ als Funktion der Temperatur nahe T_C	54

5.5	Doppeltlogarithmische Auftragung der internen Suszeptibilität	56
5.6	Interne Suszeptibilität als Funktion der absoluten Temperatur	59
5.7	Realteil χ' und Imaginärteil χ'' der experimentellen Suszeptibilität ohne Entmagnetisierungskorrektur	61
5.8	Interne Suszeptibilität als Funktion der reduzierten Temperatur einer <i>layered transition metal compound</i>	65
5.9	Interlagenaustauschkopplung als Funktion der Temperatur für (Fe ₂ /V ₅) ₅₀	68
6.1	Skizze der feld- und zeitabhängigen magnetischen Antwortfunktion $M(T, H(t))$ erzeugt durch $H(t)$ nahe T_C	74
6.2	Zeitabhängige Magnetisierung $M(T, H(t))$	77
6.3	Experimentell bestimmte Realteile $\chi'_n(T)$ und Imaginärteile $\chi''_n(T)$ der Wechselfeldsuszeptibilität	84
6.4	Experimentelle Amplitude der höheren Harmonischen als Funktion der reziproken Ordnung $1/n$	86
6.5	Realteile $\chi'_n(T)$ und Imaginärteile $\chi''_n(T)$ der Wechselfeldsuszeptibi- lität, berechnet via MFA	88
6.6	Zeitabhängige Magnetisierung $M(t)$ bestimmt über eine Fourier- Summe der gemessenen Fourier-Koeffizienten $\chi_n(T)$	91
6.7	Hystereseschleifen $M(H)$ für verschiedene ausgewählte reduzierte Temperaturen	92
6.8	Vergleich theoretisch berechneter und experimentell ermittelter Sätti- gungsmagnetisierungen $M_S(T)$ und Koerzitivfelder $H_C(T)$	94
6.9	Trennung des ersten harmonischen Fourier-Koeffizienten $\chi'_1(T)$ in die ferromagnetischen und paramagnetischen Anteile	99
A.1	Programm zur Suszeptibilitätsanalyse. Einlesen der Meßdaten	106
A.2	Programm zur Suszeptibilitätsanalyse. Untergrundabzug	107
A.3	Programm zur Suszeptibilitätsanalyse. Normierte Suszeptibilität	108
A.4	Programm zur Analyse höherer Harmonischer. Höhere Harmonische von (Fe ₂ /V ₅) ₅₀ bis $n = 11$	109
A.5	Programm zur Analyse höherer Harmonischer. Auswertung der tem- peraturabhängigen Hysterese	110

A.6	Probenhalter für Messungen der temperaturabhängigen Wechselfeldsuszeptibilität im UHV	127
B.1	Zusammenhang der Phasenverschiebung zwischen $H(t)$ und $M(t)$ und dem Koerzitivfeld H_C	130
B.2	Eichung des Helmholtzspulenpaares zur Kompensation statischer Restfelder	131

Tabellenverzeichnis

2.1	Klassifikation verschiedener theoretischer Modellsysteme	6
2.2	Auswahl berechneter und experimentell ermittelter Werte kritischer Exponenten	11
B.1	Umrechnung magnetischer Größen vom SI- in das cgs-System	132

Literaturverzeichnis

- [1] BERG, H.V.D. ; CLEMENS, W. ; GIERES, G. ; RUPP, G. ; VIETH, M. ; WECKER, J. ; ZOLL, S.: GMR Angle Detector with an Artificial Antiferromagnetic Subsystem (AAF). In: *J. Magn. Magn. Mater.* 165 (1997), S. 524
- [2] DOMB, C.: Critical Temperature of Finite Systems in d Dimensions. In: *J. Phys. A: Math., Nucl. Gen.* 6 (1973), S. 1296
- [3] BERGHOLZ, R. ; GRADMANN, U.: Structure and Magnetism of Oligatomic Ni(111)-Films on Re(0001). In: *J. Magn. Magn. Mater.* 45 (1984), S. 389
- [4] JENSEN, P.J. ; DREYSSÉ, H. ; BENNEMANN, K.H.: Calculation of the Film-Thickness-Dependence of the Curie Temperature in Thin Transition Metal Films. In: *Europhys. Lett.* 18 (1992), S. 463
- [5] GRÜNBERG, P. ; SCHREIBER, R. ; PANG, Y. ; BRODSKY, M.B. ; SOWERS, H.: Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Interlayers. In: *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986), S. 2442
- [6] SHAD, R. ; POTTER, C.D. ; BELIËN, P. ; VERBANCK, G. ; MOSHCHALOV, V.V. ; BRUYN-SERAEDE, Y.: Giant Magnetoresistance in Fe/Cr Superlattices with Very Thin Fe Layers. In: *Appl. Phys. Lett.* 64 (1994), S. 3500
- [7] BAIBICH, M.N. ; BROTO, J.M. ; FERT, A. ; VAN DAU, F.N. ; PETROFF, F. ; ETIENNE, P. ; CREUZET, G. ; FRIEDERICH, A. ; CHAZELAS, J.: Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. In: *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988), S. 2472
- [8] FARLE, M.: *Magnetische Resonanz an Gd(0001) Monolagen auf W(110) in der Nähe der Curietemperatur.* Freie Universität Berlin, Dissertation, 1989. – unveröffentlicht
- [9] STETTER, U.: *Das kritische Verhalten von Gd-Monolagen bei T_C : Suszeptibilitätsmessungen mit einer UHV-kompatiblen Meßapparatur.* Freie Universität Berlin, Dissertation, 1991. – unveröffentlicht
- [10] ELMERS, H.J. ; HAUSCHILD, J. ; GRADMANN, U.: Critical Behavior of the Uniaxial Ferromagnetic Monolayer Fe(110) on W(110). In: *Phys. Rev. B* 54 (1996), S. 15224
- [11] ELMERS, H.J. ; HAUSCHILD, J. ; LIU, G.H. ; GRADMANN, U.: Critical Phenomena in the Two-Dimensional XY Magnet Fe(100) on W(100). In: *J. Appl. Phys.* 79 (1996), S. 4984

- [12] BACK, C.H. ; WÜRSCH, Ch. ; KERKMANN, D. ; PESCIA, D.: Giant Magnetic Susceptibility in Fe and Co Epitaxial Films. In: *Z. Phys. B* 96 (1994), S. 1
- [13] BACK, C.H. ; WÜRSCH, Ch. ; VATERLAUS, A. ; RAMSPERGER, U. ; MAIER, U. ; PESCIA, D.: Experimental Confirmation of Universality for a Phase Transition in Two Dimensions. In: *Nature* 378 (1995), S. 597
- [14] ASPELMEIER, A.: *Suszeptibilitätsmessungen an Kobalt-, Nickel- und Gadolinium-Monolagen im Ultrahochvakuum*. Freie Universität Berlin, Dissertation, 1996. – unveröffentlicht
- [15] BOVENSIEPEN, U.: *Phasenübergänge in magnetischen Monolagen und austauschgekoppelten Schichten: eine in situ Studie mit ac-Suszeptibilität und Kerr-Effekt*. Aachen : Shaker Verlag, 2000
- [16] BOVENSIEPEN, U. ; RÜDT, C. ; POULOPOULOS, P. ; BABERSCHKE, K.: AC-Susceptibility of Ni/W(110) Ultrathin Magnetic Films: Determination of the Curie Temperature and Critical Behavior. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 231 (2001), S. 65
- [17] RÜDT, C. ; POULOPOULOS, P. ; BABERSCHKE, K. ; BLOMQUIST, P. ; WÄPPLING, R.: Curie Temperature and Critical Exponent γ in a Fe_2/V_5 Superlattice. In: *phys. stat. sol. (a)* 189 (2002), Nr. 2, S. 363
- [18] RÜDT, C. ; POULOPOULOS, P. ; LINDNER, J. ; SCHERZ, A. ; WENDE, H. ; BABERSCHKE, K. ; BLOMQUIST, P. ; WÄPPLING, R.: Absence of Dimensional Crossover in Metallic Ferromagnetic Superlattices. In: *Phys. Rev. B* 65 (2002), S. 220404(R)
- [19] STANLEY, H.E.: *Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena*. Oxford : Clarendon Press, 1971
- [20] ELMERS, H.J. ; HAUSCHILD, J. ; GRADMANN, U.: Coincidence of Susceptibility Maximum and T_C ? In: *J. Magn. Magn. Mater.* 140-144 (1995), S. 1559
- [21] HERZUM, N. ; STIERSTADT, K. ; WUNSCH, L.: Critical Behaviour of Magnetic Losses. In: *phys. stat. sol. (a)* 21 (1974), S. 529
- [22] DÜRR, W. ; TABORELLI, M. ; PAUL, O. ; GERMAR, R. ; GUDAT, W. ; PESCIA, D. ; LANDOLT, M.: Magnetic Phase Transition in Two-Dimensional Ultrathin Fe Films on Au(100). In: *Phys. Rev. Lett.* 62 (1989), S. 206
- [23] TANIYAMA, T. ; NAKATANI, I.: Nonlinear Susceptibility of Ferromagnetic $\text{Ga}_{0.6}\text{Mo}_2\text{S}_4$ Spinel. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 177-181 (1998), S. 263
- [24] CHIKAZAWA, S. ; ARISAWA, H. ; BITOH, T. ; KIKUCHI, T. ; HASEGAWA, N. ; TANIGUCHI, S.: Linear and Nonlinear Susceptibilities of Amorphous $\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{70}\text{B}_{19}\text{Si}_1$ Alloy. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 90&91 (1990), S. 343
- [25] DE JONGH, L.J. ; MIEDEMA, A.R.: Experiments on Simple Magnetic Model Systems. In: *Adv. in Phys.* 23 (1974), S. 1

- [26] DE JONGH, L.J.: Observation of Lattice- and Spin-Dimensionality Crossovers in the Susceptibility of Quasi 2-Dimensional Heisenberg Ferromagnets. In: *Physica B* 82 (1976), S. 247. – und darin enthaltene Referenzen
- [27] DE JONGH, L.J.: *Magnetic Properties of Layered Transition Metal Compounds*. Dordrecht, The Netherlands : Kluwer Academic Press, 1990. – und darin enthaltene Referenzen
- [28] BOVENSIEPEN, U.: *Suszeptibilitätsmessungen an Monolagen Ni/Cu(001) im UHV*. Freie Universität Berlin, Diplomarbeit, 1996. – unveröffentlicht
- [29] RÜDT, C.: *AC-Suszeptibilitätsmessungen an ultradünnen Nickelfilmen auf Wolfram(110) im Ultrahochvakuum*. Freie Universität Berlin, Diplomarbeit, 2000. – unveröffentlicht
- [30] PAJDA, M. ; KUDRNOVSKÝ, J. ; TUREK, I. ; DRCHAL, V. ; BRUNO, P.: Oscillatory Curie Temperature of Two-Dimensional Ferromagnets. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), S. 5424
- [31] RÜDT, C. ; JENSEN, P. J. ; SCHERZ, A. ; LINDNER, J. ; POULOPOULOS, P. ; BABERSCHKE, K.: Higher Harmonics of the AC Susceptibility: a New Type of Analysis to Study Hysteresis Effects in Ultrathin Ferromagnets. In: *akzeptiert Phys. Rev. B* (2003)
- [32] AHARONI, A.: *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. 2. Oxford : Oxford University Press, 2000
- [33] KNELLER, E.: *Ferromagnetismus*. 1. Berlin : Springer Verlag, 1962
- [34] HEISENBERG, W.: Zur Theorie des Ferromagnetismus. In: *Z. Phys.* 49 (1928), S. 619
- [35] GEBHARDT, W. ; KREY, U.: *Phasenübergänge und kritische Phänomene*. Braunschweig/Wiesbaden : Vieweg Verlag, 1980
- [36] KITTEL, C.: *Introduction to Solid State Physics*. 7. J. Wiley & Sons, 1996
- [37] LANDAU, L.D. ; LIFSCHITZ, E.M.: *Statistische Physik, Band 5*. Berlin : Akademie Verlag, 1987 (Lehrbuch der Theoretischen Physik)
- [38] BINNEY, J. J. ; DOWRICK, N. J. ; FISHER, A. J. ; NEWMAN, M. E. J.: *The Theory of Critical Phenomena*. Oxford : Clarendon Press, 1992
- [39] LI, Yi ; BABERSCHKE, K.: Dimensional Crossover in Ultrathin Ni(111) Films on W(110). In: *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992), S. 1208
- [40] LI, Yi: *Magnetic Critical Behavior and Anisotropy of Ultrathin Ni Films on W(110): A Magnetic Resonance Study in UHV*. Freie Universität Berlin, Dissertation, 1991. – unveröffentlicht
- [41] LE GUILLOU, J.C. ; ZINN-JUSTIN, J.: Critical Exponents for the n-Vector Model in Three Dimensions from Field Theory. In: *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977), S. 95
- [42] LE GUILLOU, J.C. ; ZINN-JUSTIN, J.: Accurate Critical Exponents from the ϵ -Expansion. In: *J. Phys. Lett.* 46 (1977), S. L-137

- [43] KAUL, S.N.: Static Critical Phenomena in Ferromagnets with Quenched Disorder. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 53 (1985), S. 5
- [44] GLINKA, C.J. ; MINKIEWICZ, V.J. ; PASSELL, L.: Small-Angle Critical Neutron Scattering from Cobalt. In: *Phys. Rev. B* 16 (1977), S. 4084
- [45] SEEGER, M. ; KAUL, S.N. ; KRONMÜLLER, H. ; REISSER, R.: Asymptotic Critical Behavior of Ni. In: *Phys. Rev. B* 51 (1995), S. 12858
- [46] VICENTINI-MISSONI, M. ; JOSEPH, R.I. ; GREEN, M.S. ; SENGERS, J.M.H. L.: Scaled Equation of State and Critical Exponents in Magnets and Fluids. In: *Phys. Rev. B* 1 (1970), S. 2312
- [47] FISCHER, S.F.: *Magnetische Phasenumwandlung in stark ungeordneten Cr₃Fe-Legierungen*. Göttingen : Cuvillier Verlag, 2000
- [48] LENZ, K.: *Messung der absoluten Magnetisierung von ultradünnen metallischen Filmen mittels UHV-SQUID-Magnetometrie*. Freie Universität Berlin, Diplomarbeit, 2002. – unveröffentlicht
- [49] TISCHER, M.: *Temperaturabhängige Untersuchung der magnetischen Eigenschaften ultradünner Filme der 3d-Übergangsmetalle mit Magnetischem Zirkularem Röntgendiffraktions*. Freie Universität Berlin, Dissertation, 1995. – unveröffentlicht
- [50] STETTER, U. ; FARLE, M. ; BABERSCHKE, K. ; CLARK, W.G.: Critical Behavior of Strained Epitaxial Gd Films: In Situ AC-Susceptibility Measurements in UHV. In: *Phys. Rev. B* 45 (1992), S. 503
- [51] STIERSTADT, K. ; ANDERS, R. ; VON HÖRSTEN, W.: *Physik Daten*. Karlsruhe : Fachinformationszentrum Energie, Physik, Mathematik, 1984
- [52] HÜSER, D.: van de Rijks-Universität, Leiden, Dissertation, 1984. – unveröffentlicht
- [53] KOPITZKI, K.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Stuttgart : Teubner Verlag, 1989
- [54] CALLEN, H. B. ; CALLEN, E.: The Present Status of the Temperature Dependence of Magnetocrystalline Anisotropy, and the $l(l + 1)/2$ Power Law. In: *J. Phys. Chem. Solids* 27 (1966), S. 1271
- [55] DRULIS, H. ; DRULIS, M. ; WIJN, H.P.J. (Hrsg.): *Landolt-Börnstein*. Bd. 19d I: *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, Seltene Erden*. Berlin, 1991. – Neue Serie
- [56] COQBLIN, B.: *The Electronic Structure of Rare-Earth Metals and Alloys: the Magnetic Heavy Rare-Earths*. London, 1977
- [57] KNELLER, E.: *Ferromagnetismus*. 1. Berlin : Springer Verlag, 1962. – S. 544
- [58] ZIJLSTRA, H.: *Selected Topics in Solid State Physics*. Amsterdam, 1967 (Bd.IX/2). – S. 72
- [59] ZOMACK, M.: *Eine Elektronen-Spin-Resonanz Studie an adsorbierten Gasen im Ultrahochvakuum*. Freie Universität Berlin, Dissertation, 1987. – unveröffentlicht

- [60] CRYOVAC: Konti-Kryostat. Taunusstein, Juni 1999. – Bedienungsanleitung
- [61] NICKEL, R.: *AC-Suszeptibilitätsmessungen an ultradünnen Ni(111)/Re(0001)-Filmen im Ultrahochvakuum*. Freie Universität Berlin, Diplomarbeit, 1995. – unveröffentlicht
- [62] PLATOW, W. ; BOVENSIEPEN, U. ; POULOPOULOS, P. ; FARLE, M. ; BABERSCHKE, K. ; HAMMER, L. ; WALTER, S. ; MÜLLER, S. ; HEINZ, K.: Structure of Ultrathin Ni/Cu(001) Films as a Function of Film Thickness, Temperature, and Magnetic Order. In: *Phys. Rev. B* 59 (1999), S. 12641
- [63] HEINZ, K. ; MÜLLER, S. ; HAMMER, L.: Crystallography of Ultrathin Iron, Cobalt and Nickel Films Epitaxially Grown on Copper. In: *J. Phys.: Condens. Matter* 11 (1999), S. 9437
- [64] LINDNER, J.: *Ferromagnetische Resonanz an ultradünnen magnetischen Einfach- und Mehrfachlagen der 3d-Übergangsmetalle - Statik und Dynamik*. Berlin : dissertation.de, 2003
- [65] PLATOW, W.: *Magnetismus und Struktur ultradünner ferromagnetischer Filme der 3d-Übergangsmetalle: Ferromagnetische Resonanz im Ultrahochvakuum*. Freie Universität Berlin, Dissertation, 1999. – unveröffentlicht
- [66] DAVIS, L.E. ; MACDONALD, N.C. ; PALMBERG, P.W.: *Handbook of Auger Electron Spectroscopy*. Eden Prairie, 1978
- [67] CHANG, C.C.: Auger Electron Spectroscopy. In: *Surf. Sci.* 25 (1971), S. 53
- [68] BAUER, E.: Phänomenologische Theorie der Kristallabscheidung an Oberflächen. In: *Z. Kristallogr.* 110 (1958), S. 372
- [69] VAN DER MERWE, J.H. ; BAUER, E.: Influence of Misfit and Bonding on the Mode of Growth in Epitaxy. In: *Phys. Rev. B* 39 (1989), S. 3632
- [70] ISBERG, P. ; HJÖRVARSSON, B. ; WÄPPLING, R. ; SVEDBERG, E.B. ; HULTMAN, L.: Growth of Epitaxial Fe/V(001) Superlattice Films. In: *Vacuum* 48 (1997), S. 483
- [71] ISBERG, P.: *Preparation and Properties of Fe/V Superlattices*. Uppsala : Acta Universitatis Upsaliensis, Uppsala University, 1997
- [72] BRODDEFALK, A. ; MATHIEU, R. ; NORDBLAD, P. ; BLOMQVIST, P. ; WÄPPLING, R. ; LU, J. ; OLSSON, E.: Interlayer Exchange Coupling and Giant Magnetoresistance in Fe/V(001) Superlattices. In: *Phys. Rev. B* 65 (2002), S. 214430
- [73] GRANBERG, P. ; ISBERG, P. ; SVEDBERG, E.B. ; HJÖRVARSSON, B. ; NORDBLAD, P. ; WÄPPLING, R.: Antiferromagnetic Coupling and Giant Magnetoresistance in Fe/V(001) Superlattices. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 186 (1998), S. 154
- [74] KIESSIG, H.: Untersuchungen zur Totalreflexion von Röntgenstrahlen. In: *Ann. Phys. (Leipzig)* 10 (1931), S. 715
- [75] HARTSHORN, L.: A Precision Method for the Comparison of Unequal Mutual Inductances at Telephonic Frequencies. In: *J. Sci. Instr.* 2 (1925), Nr. 5, S. 145

- [76] NYQUIST, H.: Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors. In: *Phys. Rev.* 32 (1928), S. 110
- [77] PARKIN, S.S.P. ; MORE, N. ; ROCHE, K.P.: Oscillations in Exchange Coupling and Magnetoresistance in Metallic Superlattice Structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr. In: *Phys. Rev. Lett.* 64 (1990), S. 2304
- [78] JOHNSON, M.T. ; PURCELL, S.T. ; MCGEE, N.W.E. ; COEHOORN, R. ; AAN DE STEGGE, J. ; HOVING, W.: Structural Dependence of the Oscillatory Exchange Interaction across Cu Layers. In: *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992), S. 2688
- [79] QIU, Z.Q. ; PEARSON, J. ; BADER, S.D.: Oscillatory Interlayer Magnetic Coupling of Wedged Co/Cu/Co Sandwiches Grown on Cu(100) by Molecular Beam Epitaxy. In: *Phys. Rev. B* 46 (1992), S. 8659
- [80] HEINRICH, B. (Hrsg.) ; BLAND, J. A. C. (Hrsg.): *Ultrathin Magnetic Structures*. Bd. II. Berlin : Springer, 1994. – Kap. 2
- [81] GRÜNBERG, P. ; ZINN, W. ; FERT, A. ; BARTHÉLÉMY, A. ; PETROFF, F.: Layered Magnetic Structures: Interlayer Exchange Coupling and Giant Magnetoresistance. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 140–144 (1995), S. 1
- [82] STILES, M.D.: Interlayer Exchange Coupling. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 200 (1999), S. 322
- [83] NEY, A. ; WILHELM, F. ; FARLE, M. ; POULOPOULOS, P. ; SRIVASTAVA, P. ; BABERSCHKE, K.: Oscillations of the Curie Temperature and Interlayer Exchange Coupling in Magnetic Trilayers. In: *Phys. Rev. B* 59 (1999), S. R3938
- [84] VOLLMER, R. ; VAN DIJKEN, S. ; SCHLEBERGER, M. ; KIRSCHNER, J.: Dependence of the Curie Temperature on the Cu Cover Layer in x-Cu/Fe/Cu(001) Sandwiches. In: *Phys. Rev. B* 61 (2000), S. 1303
- [85] SŁONCZEWSKI, J.C.: Mechanism of Interlayer Exchange in Magnetic Multilayers. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 126 (1993), S. 374
- [86] KUDRNOVSKÝ, J. ; DRCHAL, V. ; BRUNO, P. ; WEINBERGER, P.: Interlayer Exchange Coupling: Effect of the Cap. In: *Phys. Rev. B* 56 (1997), S. 8919
- [87] WEBER, W. ; BISCHOF, A. ; ALLENSPACH, A. ; WÜRSCH, Ch. ; BACK, C.H. ; PESCIA, D.: Oscillatory Magnetic Anisotropy and Quantum Well States in Cu/Co/Cu(100) Films. In: *Phys. Rev. Lett.* 76 (1996), S. 3424
- [88] NEY, A. ; POULOPOULOS, P. ; BABERSCHKE, K.: Surface and Interface Magnetic Moments of Co/Cu(001). In: *Europhys. Lett.* 54 (2001), S. 820
- [89] BOVENSIEPEN, U. ; POULOPOULOS, P. ; PLATOW, W. ; FARLE, M. ; BABERSCHKE, K.: Sudden Jump of the Curie Temperature at the Coalescence of Co Islands on Cu(001). In: *J. Magn. Magn. Mater.* 192 (1999), S. L386

- [90] FASSBENDER, J. ; ALLENSPACH, R. ; DÜRIG, U.: Intermixing and Growth Kinetics of the First Co Monolayers on Cu(001). In: *Surf. Sci.* 383 (1997), S. L742
- [91] POULOPOULOS, P. ; JENSEN, P.J. ; NEY, A. ; LINDNER, J. ; BABERSCHKE, K.: Metastable Magnetic Properties of Co/Cu(001) Films Below the T_C Jump. In: *Phys. Rev. B* 65 (2002), S. 064431
- [92] ANISIMOV, A.N. ; PLATOW, W. ; POULOPOULOS, P. ; WISNY, W. ; FARLE, M. ; BABERSCHKE, K. ; HJÖRVARSSON, B. ; WÄPPLING, R.: In: *J. Phys.: Condens. Matter* 9 (1997), S. 10581
- [93] OEPEIN, H. P. ; KNAPPMANN, S. ; WULFHEKEL, W.: Ferro- and Paramagnetic Properties of Ultrathin Epitaxial Co/Cu Films. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 148 (1995), S. 90
- [94] JENSEN, P.J. ; BENNEMANN, K.H. ; POULOPOULOS, P. ; FARLE, M. ; WILHELM, F. ; BABERSCHKE, K.: Enhanced Induced Magnetization in Coupled Magnetic Trilayers in the Presence of Spin Fluctuations. In: *Phys. Rev. B* 60 (1999), S. R14994
- [95] KERKMANN, D. ; PESCIA, D. ; ALLENSPACH, R.: Kerkmann, Pescia, and Allenspach reply. In: *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992), S. 1289
- [96] ALLENSPACH, R.: Ultrathin Films: Magnetism on the Microscopic Scale. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 129 (1994), S. 160
- [97] ASPELMEIER, A. ; TISCHER, M. ; FARLE, M. ; RUSSO, M. ; BABERSCHKE, K. ; ARVANITIS, D.: AC Susceptibility Measurements of Magnetic Monolayers: MCXD, MOKE, and Mutual Inductance. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 146 (1995), S. 256
- [98] ZHAO, Y.-P. ; PALASANTZAS, G. ; WANG, G.-C. ; HOSSON, J.Th.M. D.: Surface/Interface-Roughness-Induced Demagnetizing Effect in Thin Magnetic Films. In: *Phys. Rev. B* 60 (1999), S. 1216
- [99] BAKER, G.A.: Application of the Padé Approximant Method to the Investigation of Some Magnetic Properties of the Ising Model. In: *Phys. Rev.* 124 (1961), S. 768
- [100] RITCHIE, D.S. ; FISHER, M.F.: Theory of Critical-Point Scattering and Correlations. II. Heisenberg Models. In: *Phys. Rev. B* 5 (1972), S. 2668
- [101] VON HÖRSTEN, W. ; SÖFFGEN, F. ; STIERSTADT, K.: Magnetic Phase Transition in Nickel with Uniaxial Compressive and Tensile Stress. In: *J. Phys. F: Met. Phys.* 14 (1984), S. 2133
- [102] HERZUM, N. ; STIERSTADT, K.: Low Frequency Susceptibility of Nickel in the Critical Region. In: *Intern. J. Magnetism* 3 (1972), S. 39
- [103] SEEGER, M. ; KRONMÜLLER, H.: The Magnetic Phase Transition in Ordered and Disordered Ferromagnets. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 78 (1989), S. 393
- [104] KOUVEL, S. ; FISHER, M.E.: Detailed Magnetic Behavior of Nickel Nears its Curie Point. In: *Phys. Rev.* 136 (1964), S. A1626
- [105] ARROTT, A.: Criterion for Ferromagnetism from Observations of Magnetic Isotherms. In: *Phys. Rev.* 108 (1957), S. 1394

- [106] ARROTT, A. ; NOAKES, J.E.: Approximate Equation of State for Nickel near its Critical Temperature. In: *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967), S. 786
- [107] DE JONGH, L.J. ; STANLEY, H.E.: Lattice-Dimensionality Crossover Effects in Quasi- d -Dimensional Magnetic Materials. In: *Phys. Rev. Lett.* 36 (1976), S. 817
- [108] NARITA, N. ; YAMADA, I.: Nonlinear Magnetic-Susceptibility of Two-Dimensional Magnets $(C_nH_{2n+1}NH_3)_2CuCl_4$ with $n = 1, 2$ and 3 . In: *J. Phys. Soc. Jpn.* 65 (1996), S. 4054
- [109] AREND, H. ; TICHY, K. ; BABERSCHKE, K. ; RYS, F.: Chloride Perovskite Layer Compounds of $[NH_3-(CH_2)_n-NH_3]MnCl_4$ Formula. In: *Solid State Commun.* 18 (1976), S. 999
- [110] HATHAWAY, K.B. ; HEINRICH, B. (Hrsg.) ; BLAND, J. A. C. (Hrsg.): *Ultrathin Magnetic Structures*. Bd. II. Berlin : Springer, 1994. – 78–81 S
- [111] ALMEIDA, N.S. ; MILLS, D.L. ; TEITELMAN, M.: Temperature Variation of the Interfilm Exchange in Magnetic Multilayers: The Influence of Spin Wave Interactions. In: *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995), S. 733
- [112] MOHAN, Ch.V. ; SEEGER, M. ; KRONMÜLLER, H.: Magnetic Phase Transition in Amorphous Cr/TbDyFe Thin-Film Multilayers. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 174 (1997), S. 89
- [113] MOHAN, Ch.V. ; KRONMÜLLER, H.: Critical Phenomena in Amorphous Thin- and Ultrathin-Film Multilayers. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 182 (1998), S. 287
- [114] SOULETIE, J. ; THOLENCE, J.L.: Critical Behavior of Nickel between T_C and $3T_C$. In: *Solid State Commun.* 48 (1983), S. 407
- [115] SHIRANE, T. ; MORIYA, T. ; BITOH, T. ; SAWADA, A. ; AIDA, H. ; CHIKAZAWA, S.: Nonlinear Susceptibility of Ni near the Curie Temperature. In: *J. Phys. Soc. Jpn.* 64 (1995), S. 951
- [116] BITOH, T. ; SHIRANE, T. ; CHIKAZAWA, S.: Critical Behavior of Linear and Nonlinear Susceptibilities near Curie Temperature in $Au_{82}Fe_{18}$ Alloy. In: *J. Phys. Soc. Jpn.* 62 (1993), S. 2837
- [117] BITOH, T. ; OHBA, K. ; TAKAMATSU, M. ; SHIRANE, T. ; CHIKAZAWA, S.: Comparative Study of Linear and Nonlinear Susceptibilities of Fine-Particle and Spin-Glass Systems: Quantitative Analysis based on the Superparamagnetic Blocking Model. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 154 (1996), S. 59
- [118] BITOH, T. ; OHBA, K. ; TAKAMATSU, M. ; SHIRANE, T. ; CHIKAZAWA, S.: Linear and Nonlinear Susceptibilities in $Cu_{97}Co_3$ Alloy for Ferromagnetic Fine Particles in Metallic Matrix: Comparison with Spin Glass $Au_{96}Fe_4$ Alloy. In: *J. Phys. Soc. Jpn.* 62 (1993), S. 2583
- [119] CARRÉ, E. ; SOULETIE, J.: Linear and Nonlinear Susceptibilities and Scaling far from T_C in Nickel. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 72 (1988), S. 29
- [120] BRUNO, P.: *Physical Origins and Theoretical Models of Magnetic Anisotropy*. Jülich : Forschungszentrum Jülich, 1993 (24. IFF-Ferienkurs). – S. 24.1

-
- [121] JENSEN, P.J. ; BENNEMANN, K.H.: *Magnetism and Electronic Correlations in Local-Moment Systems: Rare Earth Elements and Compounds*. Singapore : World Scientific, 1998. – S. 113, und darin enthaltene Referenzen
- [122] FRÖBRICH, P. ; JENSEN, P.J. ; KUNTZ, P.J.: Field Induced Magnetic Reorientation and Effective Anisotropy of a Ferromagnetic Monolayer within Spin Wave Theory. In: *Europ. Phys. J. B* 13 (2000), S. 477. – und darin enthaltene Referenzen
- [123] KÜPPERS, J. ; STIERSTADT, K.: Magnetic Hysteresis above Curie Temperature. In: *Z. Naturforsch.* 23 a (1968), S. 1091
- [124] PEPPERL, G. ; KRAUSE, D. ; STIERSTADT, K.: Critical Behaviour of Magnetic Hysteresis. In: *Phys. Lett. A* 31 (1970), Nr. 2, S. 75

Veröffentlichungen

Artikel

1) LINDNER, J. ; RÜDT, C. ; KOSUBEK, E. ; POULOPOULOS, P. ; BABERSCHKE, K. ; BLOMQUIST, P. ; WÄPPLING, R. ; MILLS, D.L.: Evidence for a $T^{3/2}$ -Dependence of the Interlayer Exchange Coupling in Ferromagnetic Multilayers. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), S. 167206

2) RÜDT, C. ; POULOPOULOS, P. ; LINDNER, J. ; SCHERZ, A. ; WENDE, H. ; BABERSCHKE, K.: Absence of Dimensional Crossover in Metallic Ferromagnetic Superlattices. In: *Phys. Rev. B* 65 (2002), S. 220404(R)

3) RÜDT, C. ; POULOPOULOS, P. ; BABERSCHKE, K. ; BLOMQUIST, P. ; WÄPPLING, R.: Curie Temperature and Critical Exponent γ in a Fe_2/V_5 Superlattice. In: *phys. stat. sol. (a)* 189 (2002), S. 363

4) LINDNER, J. ; SCHERZ, A. ; POULOPOULOS, P. ; RÜDT, C. ; ANISIMOV, A.N. ; WENDE, H. ; BABERSCHKE, K. ; BLOMQUIST, P. ; WÄPPLING, R. ; WILHELM F. ; BROOKES, N.B.: Ultrathin Fe-Limit in $\text{Fe}/\text{V}(001)$ Superlattices. In: *J. Magn. Magn. Mater.* 256 (2003), S. 404

5) RÜDT, C. ; JENSEN, P.J. ; SCHERZ, A. ; LINDNER, J. ; POULOPOULOS, P. ; BABERSCHKE, K.: Higher Harmonics of the AC Susceptibility in Ultrathin Film Multilayers. In: *International Conference on Magnetism, Verhandlungen auf CD veröffentlicht* (Rom, 2003)

6) RÜDT, C. ; JENSEN, P.J. ; SCHERZ, A. ; LINDNER, J. ; POULOPOULOS, P. ; BABERSCHKE, K.: Higher Harmonics of the AC Susceptibility: a New Type of Analysis to Study Hysteresis Effects in Ultrathin Ferromagnets. In: *Phys. Rev. B* 69 (2004), S. 014419

Vorträge

1) RÜDT, C. ; POULOPOULOS, P. ; WENDE, H. ; BABERSCHKE, K. ; BLOMQUIST, P. ; WÄPPLING, R.: Curietemperatur und kritische Exponenten von Fe/V-Multilagen. In: *Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* (Hamburg, 2001)

2) RÜDT, C. ; POULOPOULOS, P. ; BABERSCHKE, K. ; BLOMQUIST, P. ; WÄPPLING, R.: Curie Temperature and Critical Exponent γ in a Fe₂/V₅ Superlattice. In: *First Seeheim Conference on Magnetism*, Lufthansa-Zentrum (Seeheim-Jugenheim, 2002)

3) RÜDT, C. ; SCHERZ, A. ; POULOPOULOS, P. ; BABERSCHKE, K. ; BLOMQUIST, P. ; WÄPPLING, R.: Höhere Harmonische der Wechselfeldsuszeptibilität in magnetischen Multilagen. In: *Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* (Dresden, 2003)

Posterbeiträge

1) RÜDT, C. ; POULOPOULOS, P. ; LINDNER, J. ; WENDE, H. ; BABERSCHKE, K.: AC Susceptibility in UHV - a Sensitive Probe of Thin Film Ferromagnets at T_C . In: *International Workshop on Spin-Orbit Interaction and Local Structure in Magnetic Systems with Reduced Dimensions* (281. WE-Heraeus Seminar) (Wandlitz, 2002)

2) RÜDT, C. ; JENSEN, P.J. ; SCHERZ, A. ; LINDNER, J. ; POULOPOULOS, P. ; BABERSCHKE, K.: Higher Harmonics of the AC Susceptibility in Ultrathin Film Multilayers. In: *International Conference on Magnetism* (Rom, 2003)

Curriculum Vitae

I. Persönliche Daten

Name: Christoph Benedikt Rüdt
Nationalität: deutsch
Geburtstag / -ort: 14.06.1975 / Stuttgart
Anschrift: Freie Universität Berlin, Institut für Experimentalphysik,
Arnimallee 14, D-14195 Berlin
Tel.: +49(0)30-8385-6147
Fax: +49(0)30-8385-3646
email: ruedt@physik.fu-berlin.de

II. Schulbildung

1981 – 1985 Grundschule in Korntal-Münchingen
1985 – 1994 Gymnasium Korntal-Münchingen
06/1994 Abitur

III. Hochschulbildung

10/1994 – 03/1997 Physikstudium an der Universität Stuttgart
04/1997 Vordiplom in Physik an der Universität Stuttgart
04/1997 – 12/1998 Physikstudium an der Freien Universität Berlin
01/1999 – 06/1999 Laborpraktikum, Arbeitsgruppe von Prof. Dr. K. Baberschke
07/1999 – 06/2000 Diplomarbeit: *ac-Suszeptibilitätsmessungen an ultradünnen
Nickelfilmen auf Wolfram (110) im Ultrahochvakuum*
09/2000 Diplom in Physik
10/2000 Beginn der Dissertation
12/2003 Einreichen der Dissertation

IV. Lehrtätigkeiten/Fachbereichsaktivitäten

- | | |
|-------------------|---|
| 04/1999 – 09/2000 | Tutor in der Vorlesungsvorbereitung am Fachbereich Physik der Freien Universität Berlin |
| 04/2001 – 09/2001 | Wissenschaftlicher Betreuer im physikalischen Praktikum für Mediziner an der Freien Universität Berlin |
| 10/2002 – 02/2003 | Aufbau und Leitung eines gemischten <i>a-capella</i> Chores zur musikalischen Gestaltung der akademischen Abschlußfeier |
| 04/2003 – 09/2003 | Wissenschaftlicher Betreuer im physikalischen Praktikum für Mediziner an der Freien Universität Berlin |

Danksagung

Eine wissenschaftliche Arbeit entsteht selten ohne die Hilfe anderer. An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bedanken bei:

Prof. Dr. Klaus Baberschke für sein stetes Interesse an meiner Arbeit, für die Weitergabe seiner reichen physikalischen und persönlichen Erfahrung und sein in mich gesetztes Vertrauen.

Prof. Dr. William Brewer für die Begutachtung und sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit sowie für seine stets freundliche, menschliche Art.

Dr. Peter Jensen für die fruchtbare Kooperation zwischen Theorie und Experiment, durch die ich viel lernen durfte, für das Korrekturlesen von Teilen dieser Arbeit und für sein ruhiges, angenehmes Wesen.

Dr. Andreas Scherz für die sorgfältige Durchsicht des Manuskriptes, für seine ständige Diskussionsbereitschaft und für die Hilfe bei der Entwicklung neuer Computerrountinen. Ihn habe ich als persönlichen Freund und als stets hilfsbereiten Kollegen bei der wissenschaftlichen Arbeit erlebt.

Dr. Panagiotis Pouloupoulos für die fruchtbare Zusammenarbeit zu Beginn meiner Doktorarbeit ebenso wie für viele gemeinsame *griechische* Abende.

Ela Kosubek für ihre stete Unterstützung und Einsatzbereitschaft in allen Lebenslagen sowie für die Erstellung einiger Abbildungen dieser Arbeit.

Dr. Heiko Wende für unzählige gemeinsame Stunden im Büro, für die Hilfe bei der Beseitigung von UHV-Problemen und für das mühsame Korrekturlesen dieser Arbeit.

Ramona Nünthel und *Kilian Lenz* für ihre frische, humorvolle Art, für das ständige Engagement zu helfen, ebenso wie für das Korrigieren dieser Arbeit.

Dr. Jürgen Lindner und allen nicht namentlich erwähnten Arbeitsgruppenmitgliedern für die exzellente Zusammenarbeit und für das angenehme und fruchtbare Arbeitsklima innerhalb der *Babgroup*.

Meinen Eltern, *Dr. Ulrich* und *Gudrun Rüdts*, für ihr stetes Interesse am Fortschritt dieser Arbeit und für die großzügige finanzielle Unterstützung der letzten Jahre.

Ein besonderer Dank geht an meine *kleine* Schwester *Dorothee*, die immer ein offenes Ohr für ihren Bruder hat.

Diese Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Sfb290, TP A2 gefördert.