



DIPLOMARBEIT

Magnetostruktionsmessungen bei Raumtemperatur

Ausgeführt am Institut für

Festkörperphysik

der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von

Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Roland Grössinger

durch

Stephan Sorta

Feldgasse 39, A-2100 Korneuburg

Wien, 08.09.2014

Danksagung

Zurück zu blicken, zu resümieren und über die Vergangenheit nachzudenken fällt oft nicht unbedingt leicht.

Ich möchte meiner Familie danken, ohne die und deren Unterstützung mein Studium und folglich diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre, meinem Betreuer Herrn Prof. Roland Grössinger und Frau Prof. Reiko Sato Turtelli für die unzähligen thematischen Diskussionen und Versuche mein Verständnis hinsichtlich Magnetismus zu fördern, sowie meinen KollegInnen Stefan Hartl, Monika Antoni, Nasir Mehboob und Markus Schönhart, wie auch allen anderen für deren Gesellschaft und produktive Zusammenarbeit.

Kurzfassung

Eine einfache und vor allem leicht reproduzierbare Bestimmung magnetostriktiver Eigenschaften magnetisch ordnender Materialien ist, sowohl im Anwendungsbereich von Aktuatoren mit gewünscht hoher, als auch bei industriell verwendeten weichmagnetischen Materialien mit niedriger Magnetostriktion, von großer Bedeutung.

Abhängig von der vorhandenen Probengeometrie und den sowohl magnetischen als auch mechanischen Eigenschaften des Materials sollte entsprechend eine geeignete Messmethode gewählt werden.

Anhand spannungsabhängiger Hysterese-Messungen, der Small-Angle Magnetization Rotation (SAMR)-Methode und Messungen mit Dehnungsmessstreifen (DMS) werden die Probleme und auch Einschränkungen der jeweiligen Messmethode aufgezeigt. Schwerpunkt hinsichtlich der untersuchten Materialien wird auf die Messung amorpher und polykristalliner *melt spinning* Bänder, insbesondere $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$, gelegt, welche entsprechend ihrer Geometrie für die SAMR-Methode geeignet sind.

Weiters wurde mittels DMS-Messungen die Feldabhängigkeit der Magnetostriktion untersucht und anhand von Messungen an Nickel Ringkernen das frequenzabhängige hysteretische Verhalten der Magnetostriktion studiert und auch mit jenem der Magnetisierung verglichen. Auf Grund der Verknüpfung zwischen Magnetisierung und Magnetostriktion spiegeln sich so die Effekte des gesamten Magnetisierungsverhaltens auch in der Hysterese der Magnetostriktion, dem sogenannten *Butterfly*, wider. Es wird gezeigt, dass sich das frequenzabhängige Verhalten der magnetischen Verluste, bestimmt über die Flächen der Hysteresen der Magnetisierungskurven, mit jenem der Magnetostriktionskurven über einen frequenzunabhängigen multiplikativen Faktor korrelieren lässt.

Abstract

A simple and above all easily reproducible determination of magnetostrictive properties of magnetic materials is very relevant for the application area of actuators with desired high magnetostriction, as well as for industrially used soft magnetic materials with low magnetostriction.

Depending on the available sample geometry and the magnetic and mechanical properties of the material, a suitable measurement method should be accordingly selected.

Based on stress dependent hysteresis measurements, the Small-Angle Magnetization Rotation (SAMR) method, and measurements with strain gauges, problems, difficulties and limitations depending on the respective measurement method are shown. The focus was set on the measurement of amorphous and polycrystalline *melt spinning* ribbons, particularly on $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$, which are suitable for the SAMR method corresponding to their sample geometry.

Furthermore, the field dependence of the magnetostriction was shown and the frequency dependent behavior of the hysteretic magnetostriction was investigated based on strain gauge measurements of nickel ring cores. The obtained results of the frequency dependent magnetostriction measurements were compared with corresponding magnetization measurements. Due to the correlation between magnetization and magnetostriction, the effects of the magnetization process are reflected in the hysteresis curve of the magnetostriction, the so-called *Butterfly*. It is shown, that the frequency dependent behavior of magnetic losses can be determined by the area of the hysteresis curves of magnetization, as well as by the area of the magnetostriction curves. Both areas are correlated over a frequency independent multiplicative factor.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung.....	1
2. Theoretische Grundlagen	2
2.1. Magnetisches Feld und Magnetisierung.....	2
2.2. Einmündungsgesetz.....	6
2.3. Magnetische Anisotropie.....	7
2.4. Magnetostriktion	9
2.5. Magnetische Hysterese.....	14
3. Messmethoden.....	21
3.1. Spannungsabhängige Hysterese-Messung	21
3.2. Small-Angle Magnetization Rotation (SAMR)-Methode.....	25
3.3. Magnetostruktionsmessung mit Hilfe von Dehnungsmessstreifen (DMS).....	29
4. Resultate und Diskussion	32
4.1. Fe ₈₅ Ga ₁₅	32
4.2. Fe ₆₆ Co ₁₈ Si ₁ B ₁₅ - VC7600	41
4.3. Co ₇₁ Fe ₄ B ₁₅ Si ₁₀	44
4.4. Fe _{83.5} Si _{16.5}	46
4.5. Fe _{56.7} Ni ₁₀ Si _{33.3}	47
4.6. Fe _{100-x} Mn _x	50
4.7. Ni-Ringkerne.....	52
5. Zusammenfassung	60
Literaturverzeichnis.....	62
Anhang	66

1. Einleitung

Magnetostriktion ist ein wichtiger Parameter, der magnetisch ordnende Materialien charakterisiert. Unter Magnetostriktion versteht man die Längen- oder Volumsänderung eines Werkstoffes verursacht durch das Eintreten einer magnetischen Ordnung, beziehungsweise infolge des Anlegens eines externen Magnetfeldes. Diese Längenänderung kann weniger als 0.01 ppm sein aber auch 1000 ppm betragen. Für weichmagnetische industriell genutzte Materialien, wie zum Beispiel Fe₃Si (Elektrostahl) oder Finemet wünscht man eine kleine Magnetostriktion um magnetoelastische Energieverluste zu minimieren. Für Sensor- oder Aktuatoranwendungen sucht man nach Materialien mit hoher Magnetostriktion um einen guten magnetomechanischen Kopplungsfaktor (und damit verbundene Empfindlichkeit) zu erzielen. Neben der physikalisch interessanten Größe der Magnetostriktion spielt bei so kleinen Längenänderungen auch die verwendete Messtechnik eine wichtige Rolle.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden verschiedenste magnetostriktive Messungen mit vorhandenen Messsystemen durchgeführt und bezüglich der erzielbaren Genauigkeit verglichen. Physikalisch motiviert wurden Proben verschiedener Zusammensetzung bezüglich ihrer magnetischen und magnetostriktiven Eigenschaften untersucht und deren Verhalten analysiert. Ziel der folgende Arbeit ist es sowohl messtechnisch bedingte Grenzen und Probleme aufzeigen, als auch physikalisch interessante Resultate an zum Teil neuen Systemen zu präsentieren.

Um sinnvolle und vor allem richtige Ergebnisse zu erhalten, ist die Wahl der geeigneten Messmethode genauso wichtig wie die Vermeidung möglicher systematischer Fehler.

Es wurden daher Magnetostriktionsmessungen mit verschiedenen Methoden bei Proben gleicher Zusammensetzung durchgeführt, um die erhaltenen Resultate und deren Fehler vergleichen zu können.

2. Theoretische Grundlagen

Im folgenden Kapitel wird ein kurzer Überblick über die benötigten theoretischen Grundlagen des Magnetismus vermittelt, welche für das Verständnis der verwendeten Messmethoden, die Auswertung der Messdaten, sowie die Interpretation der erhaltenen Resultate nötig sind.

2.1. Magnetisches Feld und Magnetisierung

Das Konzept eines magnetischen Feldes ist eine der grundlegendsten Ideen in der Geschichte des Magnetismus. Ein magnetisches Feld wird erzeugt sobald sich eine elektrische Ladung in Bewegung befindet, wie schon H. C. Oersted im Jahre 1819 anhand von elektrischem Strom in einem Leiter nachweisen konnte [O20]. Die Existenz eines Magnetfeldes verursacht eine Energie, wobei die Kraft in diesem Bereich wiederum proportional dem Gradienten dieser Energie ist. Diese lässt sich durch das Drehmoment einer Kompassnadel, welche ein Beispiel für ein magnetisches Dipolmoment darstellt, oder der Beschleunigung und Bewegung von elektrisch geladenen Teilchen nachweisen.

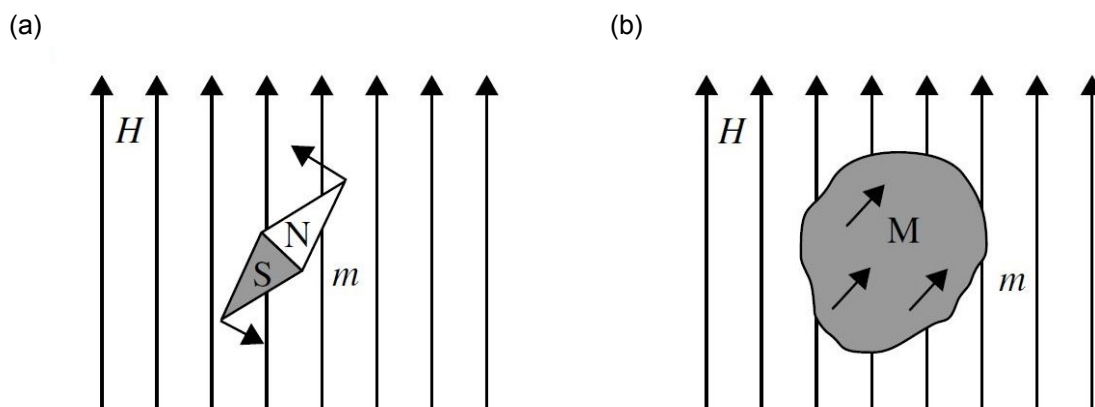


Abb. 2.1.1 Körper im Magnetfeld: (a) Kompassnadel, (b) homogen magnetisiertes Material [S08]

Gemäß dem Ampèreschen Gesetz führt ein magnetisches Feld H , erzeugt durch einen elektrischen Strom in einem Material, zur magnetische Induktion B in diesem. Das Verhältnis zwischen der magnetischen Induktion und dem magnetischen Feld wird dabei als die Permeabilität μ bezeichnet und ist eine Materialeigenschaft. Die magnetische

Permeabilität des Vakuums, die magnetische Feldkonstante μ_0 , kann somit als Proportionalitätskonstante definiert werden.

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} \quad (1)$$

Der magnetische Fluss Φ wird über die magnetische Induktion als Flussdichte über eine Fläche A definiert,

$$\Phi = \int_A \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \quad (2)$$

wird somit vom magnetischen Feld verursacht, und ist daher sowohl von dessen Feldstärke als auch vom Medium abhängig.

Das Drehmoment τ eines magnetischen Dipols mit dem Moment \mathbf{m} im externen Magnetfeld der Flussdichte ist gegeben durch

$$\boldsymbol{\tau} = \mathbf{m} \times \mathbf{B} \quad \text{mit} \quad \mathbf{m} = \frac{\Phi}{\mu_0} \mathbf{l}, \quad (3)$$

wobei die Polstärke nach Sommerfeld Konvention mit Φ/μ_0 anzunehmen ist und l den Abstand zwischen den zwei Polen darstellt.

Die Magnetisierung \mathbf{M} eines Materials wird dabei als magnetisches Moment pro Volumseinheit V definiert.

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{m}}{V} = \frac{\Phi}{\mu_0 A} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \quad (4)$$

Was dazu führt, dass unter der Voraussetzung keiner Einflussnahme externer elektrischer Ströme beziehungsweise magnetischer Felder, sich eine vergleichbare Relation der magnetischen Induktion zur Magnetisierung wie zum magnetischen Feld ergibt. Wie man sieht, tragen sowohl das magnetische Feld als auch die Magnetisierung zur magnetischen Induktion bei, wobei das magnetische Feld durch äußere elektrische Ströme erzeugt und die Magnetisierung als Resultat der Wechselwirkung zwischen den Spins und Bahndrehimpulsen der für den Magnetismus „verantwortlichen“ Elektronen (3d oder 4f Elektronen) innerhalb des Materials hervorgerufen wird.

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (5)$$

Dabei wird das Verhältnis zwischen Magnetisierung und magnetischem Feld als Suszeptibilität χ definiert.

$$\chi = \frac{\mathbf{M}}{\mathbf{H}} \quad (6)$$

$$\mu = \mu_0(\chi + 1) = \mu_0\mu_r \quad (7)$$

Die Permeabilität ist somit das Produkt der magnetische Feldkonstante und der relativen Permeabilität μ_r .

$$\mathbf{J} = \mu_0\mathbf{M} \quad (8)$$

$$\mathbf{J} = \mathbf{B} - \mu_0\mathbf{H} \quad (9)$$

Die magnetische Polarisation \mathbf{J} kann man über die Magnetisierung und magnetische Feldkonstante definieren. Sie stellt die Differenz zwischen magnetischer Induktion in Materie und Vakuum dar und wird daher auch als intrinsische magnetische Flussdichte bezeichnet.

Wie in Abb. 2.1.2 schematisch dargestellt ist, wird das Magnetisierungsverhalten $M(H)$ eines ferromagnetischen Materials bei angelegtem externen Magnetfeld H durch seine Hystereseschleife beschrieben. Die Form der Hysterese ist dabei durch die Existenz von Domänen beziehungsweise die Bewegung der Domänenwände bestimmt. Von magnetischer Sättigung beziehungsweise Sättigungsmagnetisierung M_s spricht man falls, makroskopisch gesehen, alle magnetischen Momente parallel zum externen Magnetfeld stehen. Als Koerzitivfeldstärke H_c definiert man jenen Punkt der gesättigten Hystereseschleife [K49] an dem die Magnetisierung gleich Null ist ($M = 0$), also bei jenem angelegten Feld $-H_c$, welches benötigt wird um das Material, ausgehen von der materialspezifischen Restmagnetisierung (magnetischen Remanenz M_r) zu entmagnetisieren ($M = 0, H = -H_c$).

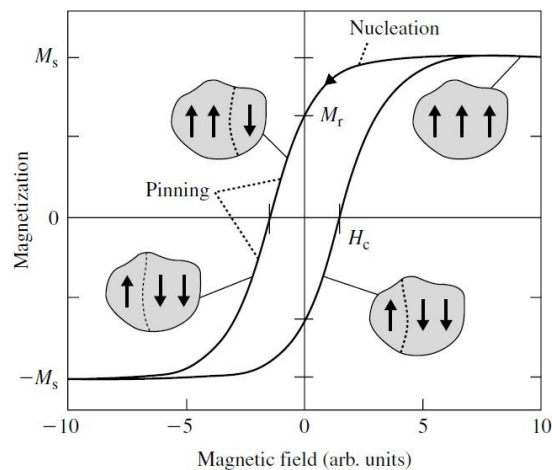


Abb. 2.1.2 Schematische Darstellung der Hysterese der Magnetisierung $M(H)$ mit Anordnung der Domäne [S08]

Verantwortlich für die Hysterese des Magnetisierungsverhalten ist die Existenz magnetischer Domänen, welche durch Domänenwände getrennt sind. Dabei ist die Bildung und Bewegung der Domänenwände durch Pinningzentren der Mikrostruktur oder auch durch Nukleation, der Ausbildung von Domänen entgegengesetzter Magnetisierungsrichtung innerhalb magnetisch gesättigter Regionen, bestimmt. Daher liegt es auch nahe phänomenologisch anhand der Neukurve, der Magnetisierungskurve ausgehend vom entmagnetisiertem Zustand ($M = 0, H = 0$), zwischen Nukleation-Typ (Abb. 2.1.3 (a)) und Pinning-Typ (Abb. 2.1.3 (b)) entsprechend des dominierenden Effekts des Magnetisierungsverhaltens $M(H)$ zu unterscheiden [B98].

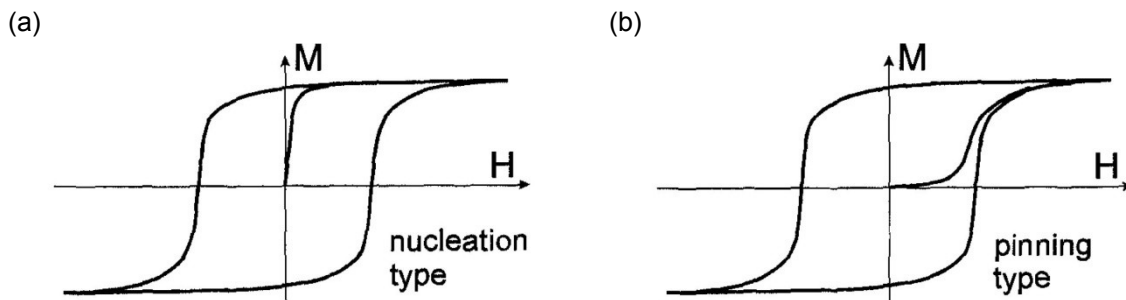


Abb. 2.1.3 Schematische Darstellung der Neukurve der Magnetisierung: (a) Nukleation-Typ, (b) Pinning-Typ [B98]

Bei genauerer Betrachtung der Magnetisierungskurve $M(H)$ (Abb. 2.1.4) kann man entsprechend der Form der Kurve zwischen energetisch reversiblen Domänenwandverschiebungen (1), irreversiblen Domänenwandverschiebungen (2) und Rotation der Magnetisierungsrichtung der Domänen (3) unterscheiden [K49].

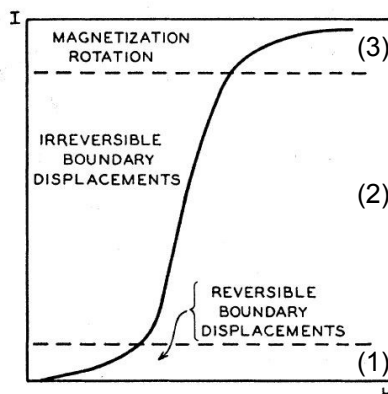


Abb. 2.1.4 Dominante Effekte der Magnetisierung anhand der Magnetisierungskurve: (1) reversible, (2) irreversible Domänenwandverschiebungen, (3) Rotation der Magnetisierungsrichtung [K49]

Eine analytische Betrachtung der Hysterese des Magnetisierungsverhaltens, sowie der Einfluss der Magnetostriktion auf diese findet sich in Kapitel 2.5.

2.2. Einmündungsgesetz

In einem ferromagnetischen Material wird eine vollständige Ausrichtung der magnetischen Momente (magnetische Sättigung) erreicht wenn alle magnetischen Momente parallel zum externen Magnetfeld stehen. Dies findet bei einem polykristallinen Material theoretisch erst bei einem unendlich hohen externen Magnetfeld statt.

Bei einer realen Hysterese-Messung sollte man jedoch zwischen einer vollständigen Sättigung (bei H_∞), und einer technisch möglichen Sättigungsmagnetisierung M_s , wo das Material als eine einzige magnetische Domäne betrachtet werden kann, unterscheiden. Denn selbst wenn alle magnetischen Domänen parallel zur Feldrichtung ausgerichtet sind, kann es bei weiterer Erhöhung der Feldstärke zu einem sehr langsamen Anstieg der spontanen Magnetisierung kommen. Bei endlichen Temperaturen ($T > 0$ K) führt die thermische Energie dazu, dass die Magnetisierungsvektoren um die Feldrichtung präzedieren und erst bei sehr hohen Feldstärken vollständig ausgerichtet werden können. Hinzu können Effekte wie das Aufspalten des Bandes (Zeeman-Effekt), Spinwellen oder auch paramagnetische Verunreinigungen kommen.

Schon früh wurde nach einer mathematischen Beschreibung der Magnetisierung nahe der Sättigung gesucht, um die Magnetisierungskurve extrapolieren zu können. So verwendete P. Weiss schon im Jahre 1910 eine dem späteren Einmündungsgesetz ähnliche Form [W10].

$$M = M_s \left(1 - \frac{aM_s}{H} + \left(\frac{aM_s}{H} \right)^2 + \dots \right) \quad (10)$$

Das Einmündungsgesetz der Magnetisierung (*Law of Approach to Saturation*) wurde ebenfalls als Potenzreihe des magnetischen Feldes definiert [B39], wobei der lineare kH Term der zuvor erwähnten erzwungenen Magnetisierung bei hohen Feldern entspricht.

$$M = M_s \left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \dots \right) + kH \quad (11)$$

Dabei entsprechen die Fitparameter verschiedenen physikalischen Bedeutungen: a stellt einen Inhomogenitätsparameter (Poren, Konzentrationsfluktuationen, ...) des Materials dar, b ist proportional zur magnetischen Anisotropie und k spiegelt die Hochfeld-Suszeptibilität wider.

2.3. Magnetische Anisotropie

Der Ursprung spontaner Magnetisierung in ferro- und ferrimagnetischen Materialien liegt in der Austauschwechselwirkung der Spins, welche grundsätzlich isotrop ist und bei Änderung der Richtung der Magnetisierung zu keiner Änderung der inneren Energie führen sollte [C09]. Dies könnte jedoch nur in einem kubisch primitiven Gitter erfüllt sein. In realen Kristallstrukturen (fcc, bcc, hcp, ...) ist die Situation komplizierter. In ferro- und ferrimagnetischen Materialien gibt es immer ein oder mehrere magnetische Vorzugsrichtungen, sogenannte *easy axes*, der Magnetisierung. Nur durch Anlegen eines externen Feldes oder einer mechanischen Spannung (Zug oder Druck) ist es möglich eine Rotation der Magnetisierung aus dieser Vorzugsachse zu bewirken.

Dieses Phänomen der Abhängigkeit der inneren Energie von der Richtung der spontanen Magnetisierung wird als magnetische Anisotropie beziehungsweise magnetokristalline Anisotropie bezeichnet. Der Name ergibt sich aus der Tatsache, dass die Symmetrieeigenschaften durch die Kristallstruktur festgelegt sind.

Nach W. Heisenberg liegt die Ursache der magnetischen Wechselwirkung in der Interaktion benachbarter Spins \mathbf{S}_i und \mathbf{S}_j [H28]:

$$w_{ij} = -2J\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j = -2JS^2 \cos \psi, \quad (12)$$

wobei J das Austauschintegral und ψ den Winkel zwischen den zwei Spins darstellt. Falls nun alle Spins parallel stehen, also bei $\psi = 0$, bleibt die Austauschenergie unabhängig von der veränderten Richtung der Magnetisierung und ist isotrop. Somit ist es nötig einen von der Kristallachse abhängigen Term einzuführen, um die magnetische Anisotropie zu erklären.

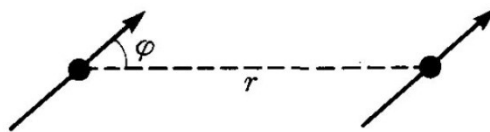


Abb. 2.3.1 Benachbarte Spins [C09]

Unter der Annahme, dass die benachbarten Spins einen Winkel φ mit der Bindungsachse (Kristallachse) einschließen, kann man die Energie des Spin-Paars abhängig vom Richtungscosinus mit Hilfe von Legendre-Polynomen darstellen als [C09]

$$w(r, \cos \varphi) = g(r) + l(r) \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right) + q(r) \left(\cos^4 \varphi - \frac{6}{7} \cos^2 \varphi + \frac{3}{35} \right) + \dots \quad (13)$$

Dabei stellt der erste winkelunabhängige Term die Austauschwechselwirkung, der zweite den Dipol-Dipol-Wechselwirkungsterm, welcher formal der magnetischen Dipolwechselwirkung entspricht und der dritte die Quadrupol-Wechselwirkung dar. Anzumerken ist jedoch, dass es ebenfalls zu einer pseudodipolaren Wechselwirkung durch die Kopplung von magnetischen Momenten und Spins kommt, welche zu einer Überlappung der Wellenfunktion und somit einem 100 bis 1000 fach höherem Dipol Term führt, als man erwarten würde. Dies ist ein nur aus der Quantenmechanik verständlicher Effekt, welcher aber für die Größe der magnetischen Wechselwirkung von entscheidender Bedeutung ist.

Bei Annahme einer einfachen kubischen Struktur kann man so die magnetische Anisotropieenergie E_a als Summe über die Energien der einzelnen Spin-Paare annehmen.

$$E_a = \sum_i w_i \quad (14)$$

Auf Grund der mit dem Abstand zweier Atome stark abnehmenden Wechselwirkung scheint die Vereinfachung sich nur auf die nächsten Nachbarn zu beziehen sinnvoll, und lässt sich mit Hilfe des Richtungscosinus $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ in Bezug zur Kristallachse zu

$$\begin{aligned} E_a &= N \left\{ l \left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3} \right) + q \left(\alpha_1^4 - \frac{6}{7} \alpha_1^2 + \frac{3}{35} \right) + \dots \right. \\ &\quad + l \left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3} \right) + q \left(\alpha_2^4 - \frac{6}{7} \alpha_2^2 + \frac{3}{35} \right) + \dots \\ &\quad \left. + l \left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3} \right) + q \left(\alpha_3^4 - \frac{6}{7} \alpha_3^2 + \frac{3}{35} \right) + \dots \right\} \\ &= Nq(\alpha_1^4 + \alpha_2^4 + \alpha_3^4) + \text{const.} \\ &= -2Nq(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + \text{const.} \end{aligned} \quad (15)$$

vereinfachen, wobei N die Anzahl der Atome pro Volumen angibt und l sowie q feldunabhängige Vorfaktor darstellen. Der Betrag in der ersten Klammer trägt dabei nur zum konstantem Term bei, da die Summe über alle Richtungen im kubischen Fall $\sum_i \alpha_i^2 = 1$ ergibt. Weiters wurde die Beziehung $\alpha_1^4 + \alpha_2^4 + \alpha_3^4 = 1 - 2(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2)$ verwendet.

Im allgemeinen Fall ohne Einschränkung auf den nächsten Nachbarn kann man so die Energie der magnetischen Anisotropie eines kubischen Kristalls als

$$\begin{aligned} E_a &= K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 \\ &\quad + K_3(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2)^2 + \dots \end{aligned} \quad (16)$$

schreiben. Wie schon zuvor bei der Legendre-Polynom Entwicklung tragen auf Grund der hohen Symmetrie des kubischen Kristalls nur die geraden Potenzen von α_i zur Potenzreihe bei, da im Falle ungerader Potenzen eine Änderung des Vorzeichens von α_i den Magnetisierungsvektor wieder in eine Richtung äquivalent zur Originalrichtung bringen sollte. Die feldunabhängigen Faktoren K_i werden als kubische Anisotropiekonstanten bezeichnet, wobei K_0 im eigentlichen Sinne kein Teil der magnetischen Anisotropie ist, sondern die richtungsunabhängige Energie des Magnetisierungsprozesses beschreibt und somit die Qualität und Homogenität des Kristalls widerspiegelt [B39]. Ein Indiz für die Vorzugsrichtung der Magnetisierung im Material liefert K_1 und entspricht nach Formel (15) gleich $-2Nq$, wobei l generell meist ein bis zwei Größenordnungen größer als q ist, was dazu führt, dass Kristalle mit geringer Symmetrie eine relativ große magnetische Anisotropie aufweisen. Während K_2 die Abhängigkeit kristallographisch intermediärer Achsen wiedergibt und abhängig von Vorzeichen und Größe von K_1 die Lage der *easy axis* beeinflusst [B36].

Für die meisten magnetischen Systeme sind die ersten beiden Anisotropiekonstanten ausreichend für die Beschreibung der Anisotropieenergie, da Terme höherer Ordnung vergleichbar nur einen sehr kleinen Betrag liefern und so vernachlässigt werden können. Man sollte jedoch bedenken, dass die konventionell verwendeten Anisotropiekonstanten K_i symmetrischer Polynome entsprechend Gleichung (16) kein orthogonales System bilden und voneinander abhängig sind. Daher empfiehlt es sich bei Verwendung Anisotropiekonstanten höherer Ordnung eine Linearkombination unabhängiger Anisotropiekonstanten zu verwenden [G78]. Ebenso ist es möglich, entsprechend einer kubischen Struktur des Kristalls, die Energie der magnetischen Anisotropie mit Hilfe eines Satzes orthogonaler kubisch harmonischer Schwingungen zu entwickeln und so abhängig von den entsprechenden Kugelflächenfunktionen Informationen über die Bandstruktur sowie die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Elektronen zu erhalten [M66, F68].

2.4. Magnetostriktion

Unter Magnetostriktion versteht man im Allgemeinen die Längen- oder Volumsänderung eines Materials während eines Magnetisierungsprozesses oder bei Einsetzen eines magnetischen Ordnungszustandes ($T < T_c$). Phänomenologisch unterscheidet man hier zwischen der spontanen Magnetostriktion, begründet durch magnetische Ordnung der Momente in Domänen bei Unterschreiten der Curie Temperatur, und einer durch äußere magnetische Felder verursachten Magnetostriktion, wobei sich hier die Domänen in Feldrichtung ausrichten und es dadurch zu einer linearen Änderung der Länge (parallel beziehungsweise auch senkrecht zum Feld) kommt. In beiden Fällen definiert man die richtungsabhängige relative Längenänderung des Körpers als lineare Magnetostriktion λ .

Im einfachsten Fall einer ferromagnetischen Kugel mit Radius 1 und einer maximalen Längenänderung in Feldrichtung im gesättigten Zustand von $(\Delta l/l)_{sat} = e$ (Abb. 2.4.1) kann man von einer Längenänderung

$$\frac{\Delta l}{l} = e \cos^2 \varphi \quad (17)$$

ausgehen.

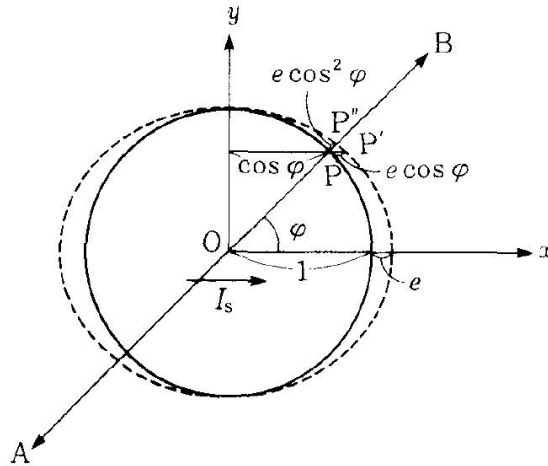


Abb. 2.4.1 Elongation des Radius einer Kugel abhängig vom Winkel φ zur Spannungssachse [C09]

Im entmagnetisierten Zustand hingegen kann man von einer statistischen Gleichverteilung der Magnetisierungsrichtungen der Domänen ausgehen und einen Mittelwert über alle Winkel bilden, sodass die Sättigungsmagnetostriktion λ_s als Differenz zwischen der Länge im gesättigten Zustand $(\Delta l/l)_{sat}$ und der Länge im entmagnetisierten Zustand $(\Delta l/l)_{em}$ definiert werden kann.

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{em} = \int_0^{\pi/2} e \cos^2 \varphi \sin \varphi d\varphi = \frac{e}{3} \quad (18)$$

$$\lambda_s = \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{sat} - \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{em} = \frac{2}{3}e \quad (19)$$

Dabei wurde angenommen, dass Ausdehnung e völlig unabhängig von der kristallographischen Richtung der spontanen Magnetisierung wäre.

Im Allgemeinen kann man diese Annahme jedoch nicht treffen, da der Ursprung der Magnetostriktion in der Wechselwirkung der atomaren magnetischen Momente (Spins) mit dem Bahndrehimpuls L liegt (Spin-Bahn-Kopplung) und somit ähnlich wie die magnetische Anisotropie zu verstehen ist [N54]. Nach Gleichung (13) repräsentiert der

erste Term $g(r)$ der Wechselwirkungsenergie eine richtungsunabhängige Kristalldeformation, welche zu einer geringen Änderung des Volumens führt und somit der Volumsmagnetostriktion entspricht, und der zweite die schon erwähnte richtungsabhängige Dipol-Dipol-Wechselwirkung, welche den eigentliche Ursprung der Magnetostriktion darstellt. Höhere Terme liefern dabei nur einen geringen Beitrag zur Energie und können meist vernachlässigt werden.

Abhängig von dem Richtungscosinus der Magnetisierung $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ und dem der Paarbindung $\beta = (\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ der Spins führt dies zur Wechselwirkungsenergie

$$w(r, \varphi) = g(r) + l(r) \left\{ (\alpha_1\beta_1 + \alpha_2\beta_2 + \alpha_3\beta_3)^2 - \frac{1}{3} \right\} + \dots \quad (20)$$

Im Falle kubischer Symmetrie gelangt man so zur bekannten Becker-Döring Relation [B39]

$$\begin{aligned} \frac{\Delta l}{l}(\alpha_i, \beta_i) = & h_0 + h_1 \left(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) \\ & + 2h_2 (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_1 \alpha_3 \beta_1 \beta_3) + \dots, \end{aligned} \quad (21)$$

wobei die h_i den Becker-Döring-Magnetostriktionskonstanten entsprechen und auch hier höhere Terme vernachlässigt wurden. Falls der Kristall nun unter einem mechanischen Spannungszustand steht, ändert sich von jedem Spin-Paar sowohl die Richtung β als auch die Distanz r der Bindung. Die Energie kann nun abhängig von der Spannung des Kristallgitters und der Richtung der Domänen-Magnetisierung gesehen werden und wird als magnetoelastische Energie bezeichnet.

Der richtungsabhängige Teil der freien Energie setzt sich so aus der Energie der magnetischen Anisotropie E_a (siehe Gleichung (16)), der magnetoelastischen Energie [L55, K49]

$$\begin{aligned} E_{mel} = & B_1 \left\{ \varepsilon_{xx} \left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3} \right) + \varepsilon_{yy} \left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3} \right) + \varepsilon_{zz} \left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3} \right) \right\} \\ & + B_2 (\varepsilon_{xy} \alpha_1 \alpha_2 + \varepsilon_{yz} \alpha_2 \alpha_3 + \varepsilon_{zx} \alpha_3 \alpha_1) \end{aligned} \quad (22)$$

und der elastischen Energie [N76]

$$\begin{aligned} E_{el} = & \frac{1}{2} c_{1111} (\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{zz}^2) + c_{1122} (\varepsilon_{yy} \varepsilon_{zz} + \varepsilon_{zz} \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{xx} \varepsilon_{yy}) \\ & + \frac{1}{2} c_{4444} (\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2) \end{aligned} \quad (23)$$

zusammen. Die B_i stellen die magnetoelastischen Konstanten, ε_{ij} die Längenänderung in jeweiliger Richtung und c_{ijkl} die Koeffizienten des Elastizitätsmodul dar. Der

Gleichgewichtszustand wird dabei erreicht wenn die freie Energie E bei Verformung und konstanter Spannung ein Minimum annimmt.

$$\left. \frac{\partial E}{\partial \varepsilon_{ij}} \right|_{\tilde{\sigma}=\text{const.}} = \left. \frac{\partial}{\partial \varepsilon_{ij}} (E_a + E_{mel} + E_{el}) \right|_{\tilde{\sigma}=\text{const.}} = 0 \quad (24)$$

Somit erhält man für die richtungsabhängige Längenänderung aus

$$\frac{\Delta l}{l} (\varepsilon_{ij}, \beta_i) = \varepsilon_{xx} \beta_1^2 + \varepsilon_{yy} \beta_2^2 + \varepsilon_{zz} \beta_3^2 + \varepsilon_{xy} \beta_1 \beta_2 + \varepsilon_{yz} \beta_2 \beta_3 + \varepsilon_{zx} \beta_3 \beta_1 \quad (25)$$

in Abhängigkeit vom Richtungscosinus der Magnetisierung:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta l}{l} (\alpha_i, \beta_i) = & \frac{B_1}{c_{1122} - c_{1111}} \left(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) \\ & - \frac{B_2}{c_{4444}} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1). \end{aligned} \quad (26)$$

Für die Magnetisierung in der [100] Richtung, mit $\alpha_1 = \beta_1 = 1$ und $\alpha_2 = \alpha_3 = \beta_2 = \beta_3 = 0$ erhält man daher eine Längenänderung von

$$\lambda_{100} = \frac{2}{3} \frac{B_1}{c_{1122} - c_{1111}} \quad (27)$$

beziehungsweise für [111]

$$\lambda_{111} = -\frac{1}{3} \frac{B_2}{c_{4444}}. \quad (28)$$

Somit kann man die Becker-Döring-Magnetostruktionskonstanten h_i aus Gleichung (21) als Längenänderung der jeweiligen kristallographischen Raumrichtungen identifizieren:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta l}{l} (\alpha_i, \beta_i) = & \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) \\ & + \frac{3}{2} \lambda_{111} (2\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + 2\alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + 2\alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1). \end{aligned} \quad (29)$$

Für ein isotropes Material ergibt sich so die Magnetostruktion λ zu

$$\lambda = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right), \quad (30)$$

da in diesem Fall richtungsunabhängig die Längenänderung in [100] und [111] der Sättigungsmagnetostruktion parallel zum magnetischen Feld \mathbf{H} entspricht: $\lambda_s = \lambda_{\parallel} = \lambda_{100} = \lambda_{111}$, wobei $\cos \theta = \sum_i \alpha_i \beta_i$ den Winkeln zwischen Magnetisierung \mathbf{M} und

gemessener Spannungsrichtung β angibt. Die Magnetostriktion senkrecht zu H ergibt somit für den isotropen Fall $\lambda_{\perp} = -\lambda_{\parallel}/2$, was der Volumsänderung Null entspricht. Es kann angenommen werden, dass dies die Magnetostriktion amorpher Materialien gut beschreibt.

Für polykristalline Materialien hingegen geht man von einer zufälligen Gleichverteilung der Orientierungen und der Domänen aus und berechnet die durchschnittliche spontane Magnetostriktion $\bar{\lambda}$, wobei hier für die spontane Magnetostriktion, entsprechend Gleichung (19), durch Subtraktion des entmagnetisierten vom gesättigtem Zustands der $-1/3$ Term der Becker-Döring Relation (21) verschwindet [B60]:

$$\begin{aligned} \lambda(\alpha_i, \beta_i) = & h_0 + h_1(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2) \\ & + 2h_2(\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_1 \alpha_3 \beta_1 \beta_3) + \dots \end{aligned} \quad (31)$$

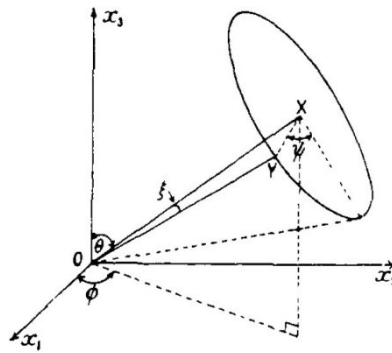


Abb. 2.4.2 Koordinatensystem [B60]: 0X als Richtung der Magnetostriktionsmessung und 0Y als Richtung der Magnetisierung

Abhängig von der Richtung der Magnetostriktionsmessung zur jener der Magnetisierung lassen sich der Richtungscosinus α und β abhängig von eingeschlossen Winkel ξ schreiben als:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \cos \xi \sin \theta \cos \phi + \sin \xi (\cos \theta \cos \phi \cos \psi + \sin \phi \sin \psi) \\ \alpha_2 &= \cos \xi \sin \theta \sin \phi + \sin \xi (\cos \theta \sin \phi \cos \psi - \cos \phi \sin \psi) \\ \alpha_3 &= \cos \xi \cos \theta - \sin \xi \sin \theta \cos \psi \\ \beta_1 &= \sin \theta \cos \phi \\ \beta_2 &= \sin \theta \sin \phi \\ \beta_3 &= \cos \theta \end{aligned} \quad (32)$$

Die Wahrscheinlichkeit einen Kristallit im Intervall $(\theta + d\theta, \phi + d\phi, \psi + d\psi)$ der Messrichtung vorzufinden ist dabei $(1/8\pi^2) \sin \theta d\theta d\phi d\psi$, was zur polykristallinen spontanen Magnetostriktion

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{8\pi^2} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \lambda \sin \theta d\theta d\phi d\psi \quad (33)$$

führt. Nach Integration von Gleichung (31) erhält man¹:

$$\bar{\lambda} = \left(h_0 + \frac{1}{5} h_1 - \frac{1}{5} h_2 + \dots \right) + \left(\frac{2}{5} h_1 + \frac{3}{5} h_2 + \dots \right) \cos^2 \xi, \quad (34)$$

wobei man für eine isotrope Verteilung der Kristallite nach Gleichung (30) die Sättigungsmagnetostriktion λ_s aus der Differenz zwischen Magnetostriktion parallel $\bar{\lambda}_{\parallel}$ und senkrecht $\bar{\lambda}_{\perp}$ zum äußeren Magnetfeld berechnen kann.

$$\bar{\lambda}_{\parallel} - \bar{\lambda}_{\perp} = \frac{2}{5} h_1 + \frac{3}{5} h_2 + \dots = \frac{3}{2} \lambda_s \quad (35)$$

Abhängig von den zuvor berechneten Becker-Döring-Magnetostruktionskonstanten h_i ergibt sich so der Zusammenhang der Sättigungsmagnetostriktion λ_s mit den kristallographischen Raumrichtungen [100] und [111] für ein polykristallines, kubisches Material bei isotroper Gleichverteilung ohne Textur [A30, L55].

$$\lambda_s \approx \frac{4}{15} h_1 + \frac{2}{5} h_2 = \frac{2}{5} \lambda_{100} + \frac{3}{5} \lambda_{111} \quad (36)$$

2.5. Magnetische Hysterese

Im allgemeinen Fall des thermodynamischen Gleichgewichts eines polykristallinen Ferromagneten kann man die Magnetisierung \mathbf{M} als Mittelwert des kanonischen Ensemble betrachten [S93]:

$$M = \frac{\int_0^\pi M_s \cos \theta e^{-E_d(\theta)/k_B T} \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi e^{-E_d(\theta)/k_B T} \sin \theta d\theta}, \quad (37)$$

wobei θ dem Winkel zwischen den magnetischen Momenten \mathbf{m} der Domänen und dem angelegten Feld \mathbf{H} entspricht. Die Sättigungsmagnetisierung $M_s = Nm$ beinhaltet dabei die Anzahl N der Domänen pro Volumen. Die Energie der Domänen

¹ Eine detaillierte Berechnung bis hin zur 5ten Becker-Döring-Magnetostruktionskonstanten von R. R. Birss ist im Appendix von [B60] vorzufinden.

$$E_d(\theta) = -\mu_0 m H_{eff} \cos \theta \quad (38)$$

hängt dabei sowohl von den umgebenden Domänen als auch vom externen Feld \mathbf{H} ab und kann als Beitrag eines effektiven Feldes H_{eff} gesehen werden. Ausgehend von den thermodynamischen Potentialen der freien Enthalpie G (Gibbs Energie), der freien Energie A (Helmholtz Energie) und der inneren magnetischen Energie U_{mag} :

$$\begin{aligned} G &= U - TS + (3/2)\sigma\lambda \\ A &= G + \mu_0 H M \\ U_{mag} &= (1/2)\alpha\mu_0 M^2 \end{aligned} \quad (39)$$

lässt sich so das effektive Feld

$$H_{eff} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial A}{\partial M} \right)_T = H + \alpha M + \frac{3}{2} \frac{\sigma}{\mu_0} \left(\frac{\partial \lambda}{\partial M} \right)_T = H + \alpha M + H_\sigma \quad (40)$$

berechnen, wobei α die Kopplungskonstante darstellt und neben dem externen Feld H und dem Einfluss H_σ der magnetoelastischen Interaktion zwischen den Domänen, die magnetische Wechselwirkung αM der Domänen beschreibt.

Löst man nun Gleichung (37) in Abhängigkeit vom effektiven Feld (40) [J83] erhält man über die Langevin Funktion $\mathcal{L}(x) = \coth(x) - 1/x$ eine Gleichung für die Magnetisierung

$$M = M_s \mathcal{L} \left(\frac{H_{eff}}{N k_B T / \mu_0 M_s} \right) \equiv M_a. \quad (41)$$

Dabei muss man jedoch bedenken, dass es sich auf Grund der Voraussetzung des thermischen Gleichgewichts nur um die anhysteretische Magnetisierung $M_a(H)$ handelt [S93].

Um den irreversiblen Beitrag der Magnetisierung einzubeziehen muss man die Bewegung der Domänwände bei verändertem Magnetfeld sowie deren Energieverluste hervorgerufen durch Pinning im Material beachten. Die Energiedissipation

$$E_{pin}(M) = k \int_0^M dM \quad (42)$$

kann man so, abhängig von einer Pinningkonstante k , welche einen mikrostrukturellen Parameter proportional zur Dichte und Energie der Pinningzentren darstellt, angeben. Die totale Energiedichte setzt sich so aus dem reversiblen Beitrag $\int_0^M \mu_0 M_a dH_{eff}$ abzüglich der durch das Pinning bedingten Verluste zusammen.

$$\int_0^M \mu_0 M dH_{eff} = \int_0^M \mu_0 M_a dH_{eff} - k \int_0^M \left(\frac{dM}{dH_{eff}} \right) dH_{eff} \quad (43)$$

Differentiation nach dem effektiven Feld H_{eff} führt schlussendlich auf eine Gleichung für die Magnetisierung

$$M = M_a - \frac{\delta k}{\mu_0} \left(\frac{dM}{dH_{eff}} \right), \quad (44)$$

wobei der Parameter δ das Vorzeichen des, dem externen Magnetfeldes H entgegengerichteten, Pinningverhaltens beschreibt und so bei ansteigenden Feld den Wert +1 und bei abfallenden Feld -1 annimmt. Die demnach irreversible Magnetisierung M_{irr} kann man so aus Gleichung (44) und (40) in Abhängigkeit vom externen Feld H bestimmen, um die Hysterese beschreiben zu können [S88].

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{(M_a - M_{irr})}{\frac{\delta k}{\mu_0} - \left(\alpha + \frac{3}{2} \frac{\sigma}{\mu_0} \left(\frac{\partial^2 \lambda}{\partial M_a^2} \right)_T \right) (M_a - M_{irr})} \quad (45)$$

Um eine quantitativ bessere Beschreibung der hysteretischen Magnetisierung zu finden, kann man zusätzlich noch Beträge des Biegens der Domänenwände bei Überschreiten des Pinningzentrums einbeziehen. Der Betrag M_b dieses Biegeverhaltens auf die Magnetisierung hat dabei keinen Einfluss auf die Energiedissipation und ist abhängig vom Verhältnis c der magnetischen Anfangssuszeptibilität zur anhyseterischen Suszeptibilität [J86].

$$M_{hys} = M_{irr} + M_b = M_{irr} + c(M_a - M_{irr}) \quad (46)$$

Die Magnetisierung M_{hys} und somit auch Form der Hysterese ist dabei, bestimmt durch das effektive Feld H_{eff} , sowohl vom Pinning k , der materialspezifischen Kopplungskonstante α , als auch vom Spannungszustand σ , sowie der Magnetostriktion λ abhängig. Für Materialien mit positiven $d\lambda/dM$ kommt es so bei erhöhter Spannung nach Gleichung (45) ebenfalls zu einer steileren Hystereseurve, wogegen Kompression eine flachere Kurve zur Folge hat [S87].

Um den Einfluss der Magnetostriktion λ in Abhängigkeit vom Spannungszustand näher beschreiben zu können, minimiert man entsprechend Gleichung (24) die freie Energie E in Abhängigkeit der Verformung

$$\left. \frac{\partial E}{\partial \varepsilon_{ij}} \right|_{\vec{\sigma}=const.} = \left. \frac{\partial}{\partial \varepsilon_{ij}} (E_a + E_{mel} + E_{el} + \phi_{mag}) \right|_{\vec{\sigma}=const.} = 0, \quad (47)$$

wobei man zusätzlich den Beitrag der magnetischen Energie

$$\phi_{mag} = U_{mag} + \phi_{hys} = \frac{1}{2} \alpha \mu_0 M^2 + f(M - M_a), \quad (48)$$

bestehend aus der inneren magnetischen Energie U_{mag} (39) und dem hysteretischen Anteil ϕ_{hys} , einbezieht.

Geht man hinsichtlich der elastischen Energie (23) in vereinfachter Weise von einer Spannung in z-Richtung aus:

$$\begin{aligned} E_{el} = & \frac{1}{2} c_{1111} (\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{zz}^2) + c_{1122} (\varepsilon_{yy} \varepsilon_{zz} + \varepsilon_{zz} \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{xx} \varepsilon_{yy}) \\ & + \frac{1}{2} c_{4444} (\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2) - \varepsilon_{zz} \sigma, \end{aligned} \quad (49)$$

kann man so unter Annahme eines polykristallinen, isotropen Materials ohne Textur Gleichung (47) lösen [S93].

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy} &= 0 \\ \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} &\equiv \varepsilon_{\perp} = -\nu \varepsilon_{zz} \\ E = \frac{(c_{1111} - c_{1122})(c_{1111} + c_{1122})}{c_{1111} + c_{1122}} &= c_{1111} - 2c_{1122}\nu \end{aligned} \quad (50)$$

Die Ausdehnung in x- und y-Richtung ist somit gleich und lässt sich über die Poissonzahl ν abhängig von der Ausdehnung in Spannungsrichtung beschreiben. Ebenfalls wurde das Elastizitätsmodul E für den isotropen Fall verwendet.

Unter diesen Voraussetzungen gelangt man zum Ergebnis für die Ausdehnung ε_{zz} in Spannungsrichtung abhängig von der Magnetisierung:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{zz} = & \frac{\sigma}{E} - \frac{2B_1(1+\nu)}{3E} \\ & + \frac{2B_1(1+\nu)}{3E} \left\{ 1 - \frac{9E}{2B_1^2(1+\nu)^2} \left(\phi_{mag}(M) - \phi_{mag}(M_s) \right) \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (51)$$

Vergleicht man dieses Ergebnis mit der von Kornetzki phänomenologisch vorgeschlagenen Gleichung für den ΔE -Effekt analog zur Änderung der Permeabilität für kleine magnetische Felder nach dem Rayleigh Gesetz ($\mu = \mu_0 + \nu H$ mit $\nu = d\mu/dH$) [K38]:

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{E_0} + \delta\sigma \quad \text{mit} \quad \delta = \frac{d(1/E)}{d\sigma} \quad (52)$$

und somit [L55]

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_{me} = \varepsilon_0 + \left(\frac{\sigma}{E'} + \frac{\sigma^2}{E''} \right) = \sigma \left(\frac{1}{E_0} + \frac{1}{E'} + \frac{\sigma}{E''} \right), \quad (53)$$

erkennt man die zu erwartende Beziehung der elastischen Ausdehnung $\varepsilon_0 = \sigma/E_0$ und des magnetoelastischen Anteils ε_{me} , welche entsprechend Gleichung (51) bei magnetischer Sättigung verschwindet.

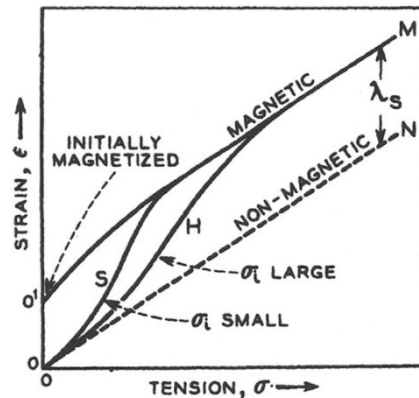


Abb. 2.5.1 Schematische Darstellung des ΔE -Effekts [B93]

Ursache für den ΔE -Effekt ist dabei die Ausrichtung der Domänen in Spannungsrichtung und die damit verbundene, von der Magnetostraktion abhängige, Ausdehnung. Wie in Abb. 2.5.1 dargestellt, ist diese zusätzliche Elongation in Relation zum elastischen Beitrag durch die materialspezifische Sättigungsmagnetostraktion λ_s begrenzt und von der Beweglichkeit der Domänen abhängig. Für ein weichmagnetisches Material (S) macht sich so der Effekt im Vergleich zu einem Hartmagneten (H) schon bei geringerer Spannung bemerkbar. Wie schon erwähnt, verschwindet dieser Beitrag im magnetisierten Zustand. Das Elastizitätsmodul E eines ferromagnetischen Materials ist somit sowohl vom Spannungszustand als auch von der Magnetisierung abhängig.

Im Falle großer interner Spannung im Vergleich zu uniaxialer magnetischer Anisotropie ($\lambda_s \sigma_i \gg K$) lässt sich die magnetoelastische Ausdehnung ε_{me} aus Gleichung (30) für ein isotropes Material in Abhängigkeit einer kleinen Änderung des Winkels θ berechnen [K33, B93]:

$$\varepsilon_{me} = \theta \frac{d\lambda}{d\theta} = 3\lambda_s \theta \sin \theta_0 \cos \theta_0, \quad (54)$$

wobei der Winkel der gerichteten Spannung in Abhängigkeit der internen Spannungszustände

$$\theta = \frac{\sigma}{\sigma_i} \sin \theta_0 \cos \theta_0 \quad (55)$$

bei Gleichverteilung der Spannungszustände ($\sin^2 \theta_0 \cos^2 \theta_0 = 2/15$) zu dem Resultat

$$\varepsilon_{me} = \frac{2\lambda_s \sigma}{5\sigma_i} \quad \text{beziehungsweise} \quad \Delta\left(\frac{1}{E}\right) = \frac{2\lambda_s}{5\sigma_i} \quad (56)$$

führt. In Abhängigkeit der Anfangssuszeptibilität $\chi_a = 2M_s^2/9 \lambda_s \sigma_i$ [B30, L55] erhält man so mit

$$\Delta\left(\frac{1}{E}\right) = \frac{9\lambda_s^2 \chi_a}{5M_s^2} \quad (57)$$

die bekannten Relationen der Änderung des Elastizitätsmoduls $\Delta(1/E) = a\lambda_s^2/C$ [B39] und $\Delta E \propto M_s^2$ unterhalb der magnetischen Sättigung [B37, T39].

Vergleicht man nun dieses Ergebnis (56) mit dem magnetoelastischen Beitrag der Ausdehnung aus Gleichung (51) erkennt man die übereinstimmende Abhängigkeit für den isotropen Fall bezüglich der magnetoelastischen Konstante B_1 , entsprechend der Sättigungsmagnetostriktion λ_s (29)(30) und der Spannung σ :

$$\Delta\left(\frac{1}{E}\right) = \frac{\varepsilon_{me}}{\sigma} = \frac{\varepsilon_{zz} - \varepsilon_0}{\sigma} \propto \frac{B_1}{\sigma} \propto \frac{\lambda_s}{\sigma}. \quad (58)$$

Die Magnetostriktion selbst ist entsprechend Gleichung (19) als Differenz der magnetoelastischen Ausdehnung des magnetisierten $\varepsilon_{me}(M)$ und entmagnetisierten Zustands ε_{me}^0 definiert:

$$\lambda = \frac{2}{3}(\varepsilon_{me}(M) - \varepsilon_{me}^0), \quad (59)$$

wobei man bei magnetischer Sättigung $M = M_a = M_s$ nach (51) die Kopplungskonstante α des effektiven Feldes (40) zur Bestimmung der Hysterese der Magnetisierung (45) ermitteln kann:

$$\frac{3}{2}\lambda_s = -\frac{2B_1(1+\nu)}{3E} \left\{ \left[1 + \left(\frac{3E}{2B_1(1+\nu)} \right)^2 \frac{\alpha\mu_0}{E} M_s^2 \right]^{1/2} - 1 \right\}. \quad (60)$$

Somit ist jene in dieser Näherung kein freier Parameter, sondern zur Gänze experimentell bestimmbar [S93].

Zur Beschreibung der magnetostriktiven Hysterese, oft als *Butterfly* bezeichnet, genügt dies jedoch nicht, da man im nicht gesättigten Zustand den, von der irreversiblen Magnetisierung abhängigen, hysteretischen Anteil der magnetischen Energie (48) ermitteln muss. M. Sablik und D. Jiles verwenden in ihrem Model dazu den Beitrag

$$\phi_{hys} = \frac{1}{2}\mu_0\alpha''(M_a - M)^2 - \mu_0\alpha'(M_a - M)H \quad (61)$$

um das hysteretische Verhalten der Magnetostriktion beschreiben zu können [S93]. Dabei spiegelt der erste Term die Remanenz der Magnetostriktion im Nullfeld und der zweite das hysteretische Verhalten abhängig von der Magnetisierung wieder. Beide Parameter α' und α'' lassen sich so experimentell über die Hysterese der Magnetostriktion bei $\lambda(H = 0, M = M_r)$ beziehungsweise $\lambda(H = H_c, M = 0)$ und $M_a(H = H_c, M = 0)$ bestimmen.

Zusammenfassend kann man sagen, dass sowohl Magnetisierung als auch Magnetostriktion vom wirkenden Magnetfeld, wie auch von einander, abhängen sind und eine strikt getrennte Betrachtung nicht wirklich möglich ist. Dynamische und temperaturbedingte Einflüsse wurden im vorgestellten statischen Modell hingegen vernachlässigt.

3. Messmethoden

Zur Messung der Magnetostriktion an diversen Proben wurden verschiedene Messmethoden gewählt. Ziel hierbei war Methoden zu vergleichen, beziehungsweise die erhaltenen Messergebnisse zu evaluieren. Jede Messmethode unterliegt dabei bestimmten natürlichen Grenzen, oder auch versuchsaufbaubedingten Einschränkungen dessen man sich bewusst sein sollte. So ist es von entscheidender Bedeutung für eine bestimmte Probe beziehungsweise auch Probengeometrie eine geeignete Messmethode zu finden. Außerdem sollten durch vergleichende Messungen mögliche systematische Fehler und experimentelle Einflüsse erkannt werden, um zu sinnvollen und vor allem richtigen Ergebnisse zu kommen.

3.1. Spannungsabhängige Hysterese-Messung

Schon 1930 wurde von R. Becker und M. Kersten der Einfluss von elastischen Verzerrungen auf die Magnetisierungskurve diskutiert. Ausgehend von der totalen Energiedichte bestehend aus der durch das äußere Magnetfeld bestimmten magnetostatischen Energie und einer korrigierten Wechselwirkungsenergie des Dipolgitters, welche die magnetoelastische Energie widerspiegelt, erhält man so durch Minimierung eine mittlere magnetische Polarisation in Feldrichtung von [B30]:

$$\bar{J} = \frac{J_s^2}{3K_\lambda \sigma} H, \quad (62)$$

wobei es sich bei K_λ um die Kompression des Materials handelt und σ der Zugspannung entspricht.

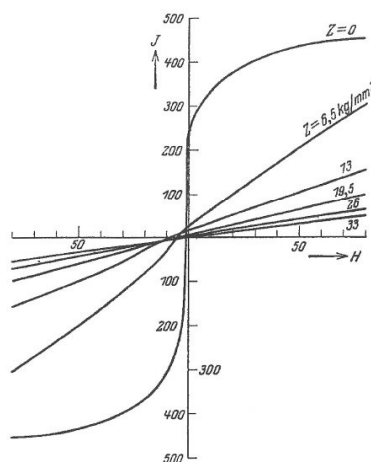


Abb. 3.1.1 Spannungsfreigelegter Nickeldraht unter Zug [B30]

Im Grenzfall einer hohen Zugspannung und linearen Suszeptibilität $\chi = \mathbf{M}/\mathbf{H}$ kann bei Vernachlässigung geringer Remanenz (Abb. 3.1.1) beziehungsweise Verwendung der anhysteretischen Magnetisierungskurve die linear extrapolierte magnetische Feldstärke zur Erreichung der magnetischen Sättigung H_s als

$$H_s = \frac{3K\lambda\sigma}{J_s} \rightarrow \lambda_s = -\frac{1}{3} J_s \frac{H_s}{\sigma} \quad (63)$$

ausgedrückt werden.

Zum gleichen Ergebnis gelangt man über die magnetoelastische Energie E_{mel} (siehe Gleichung (22)) unter Zugspannung σ mit

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= -\sigma\{s_{11}\gamma_1^2 + s_{12}(\gamma_2^2 + \gamma_3^2)\} \\ \varepsilon_{xy} &= -\sigma s_{44}\gamma_1\gamma_2, \end{aligned} \quad (64)$$

wobei s_{ij} die elastischen Spannungskoeffizienten und γ den Richtungscosinus der Zugspannung angibt. Welche sich für ein isotropes Material mit $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_s$ und der entsprechenden Beziehung $B_2(c_{1111} - c_{1122}) = 2B_1c_{4444}$ nach Gleichungen (27)(28) bezüglich des Winkels $\cos\theta = \sum_i \alpha_i \gamma_i$ zwischen Magnetisierung und Zugrichtung mit der bekannten Beziehung des Elastizitätsmoduls $s_{ij} = c_{ijkl}\varepsilon_{kl}$ zu

$$E_{mel} = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \theta \quad (65)$$

vereinfachen lässt [K49]. Zusammen mit der magnetostatischen Energie E_{stat} in Feldrichtung des äußeren Magnetfeldes bei Sättigung des Materials

$$E_{stat} = -\mathbf{H} \cdot \mathbf{J} = H_s J_s \cos \theta \quad (66)$$

ergibt die Minimierung der totalen Energiedichte in Abhängigkeit vom Winkel θ :

$$0 = \frac{\partial}{\partial \theta} (E_{stat} + E_{mel}) = \frac{\partial}{\partial \theta} \left(H_s J_s \cos \theta + \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \theta \right). \quad (67)$$

Unter der Voraussetzung, dass die Zugrichtung in Feldrichtung liegt und man so von einem kleinen Winkel θ zwischen Magnetisierung und Spannung ausgehen kann, lässt sich die Magnetostriktion mit der Näherung $\cos \theta \approx 1$ analog zu Gleichung (63) schreiben als

$$\lambda_s = -\frac{1}{3} J_s \frac{H_s}{\sigma}. \quad (68)$$

Somit lässt sich die Sättigungsmagnetostraktion λ_s über die mit dem Einmündungsgesetz ermittelten Sättigungspolarisation J_s mittels spannungsabhängiger Hysterese-Messungen bestimmen. Dazu wird das für die Sättigung erforderliche magnetische Feld bei Sättigung H_s linear extrapoliert. Es empfiehlt sich den Differenzenquotient $\Delta H_s / \Delta \sigma$ der Messserie zu verwenden, da der Absolutwert der außen angelegte Spannung nicht zwingend dem inneren Spannungszustand des Materials entspricht:

$$\lambda_s = -\frac{1}{3} J_s \frac{\Delta H_s}{\Delta \sigma}. \quad (69)$$

Geeignet ist diese Messmethode für Drähte und dünne, weichmagnetische Bänder mit geringer Koerzitivfeldstärke und negativer beziehungsweise geringer positiver Magnetostraktion, um die Formänderung der Hysterese unter Zugspannung experimentell gut zu bestimmen und $\Delta H_s / \Delta \sigma$ ermitteln zu können. Hinsichtlich des Verhaltens unter Kompression bei Bulk-Proben verhält es sich der magnetoelastische Term entsprechend umgekehrt.

Anmerkungen zu lokalen Messsystemen

Im Zuge dieser Arbeit wurden Hysterese-Messungen an dünnen Bändern, Ringkernen und Bulk-Proben mit Hilfe unterschiedlicher Pick-up Spulensysteme durchgeführt um die magnetische Induktion messen zu können. Für niedrige Frequenzen empfiehlt sich dazu die Verwendung eines analogen Integrators (Fluxmeter) innerhalb seiner frequenzabhängigen Grenzen zur Erfassung der induzierten Spannung zu verwenden, um mögliche Fehler bei der numerischer Integration auf Grund des hohen Rauschanteils bei niedrigen Frequenzen vermeiden zu können. Zusätzlich kann es im Falle einer zu geringen Anzahl an Messpunkte, also einer zu geringen verwendeten Sampling-Rate, zu einem numerischen Integrationsfehler an den steilen Flanken der induzierten Spannung kommen, welcher sich als fälschlich reduzierter Sättigungswert der Hysterese bemerkbar macht. Abb. 3.1.2 zeigt hinsichtlich dieser Problematik einen Vergleich von Hysterese-Messungen an einem Fe3%Si-Ringkern bei verschiedenen Sampling-Raten im Bereich von 5-100 kS/Sekunde (NI PCI-6120) im Vergleich zur Messung mit einem analogen Integrator (Steingroever EF3). Eine geeignete Wahl der Sampling-Rate ist dabei entscheidend für die numerische Integration (NI) um sowohl die Remanenz als auch die Form der Hysterese richtig wiedergeben zu können [H14].

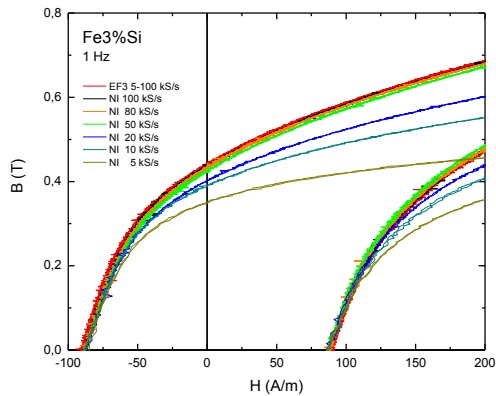
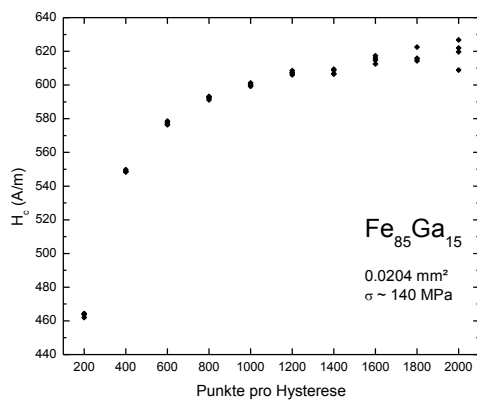


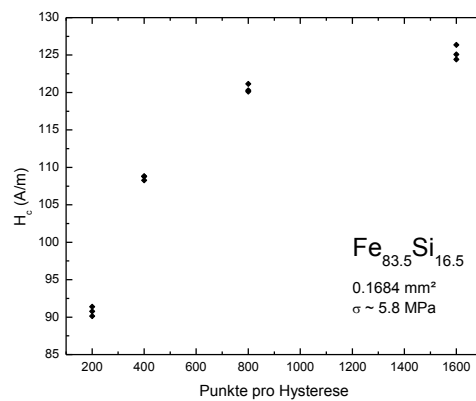
Abb. 3.1.2 Hysterese gemessen an einem polykristallinen Fe_{3%Si} Kern: Vergleich numerischer Integration zu analogem Integrator

Spannungsabhängig Hysterese-Messungen wurden quasistatisch mit Hilfe eines analogen Integrators Steingroever EF4 durchgeführt, wobei zu beachten ist, dass das vorhandene Messsystem punktweise das dreiecksförmige H Feld über eine Stromquelle generiert und es so zu einer Stufenfunktion in $H(t)$ kommt, welche ebenfalls Stufen in der Hysterese hervorruft. Die Dauer und somit auch Frequenz der Messung ist dabei von der verwendeten Anzahl der Messpunkte abhängig, da die Ansteuerung, Erfassung und Auswertung jedes Punktes eine gewisse Zeitspanne benötigt. Wie Abb. 3.1.3 zeigt ist dabei die von D. Holzer empfohlene Anzahl von 400 Messpunkten zur Bestimmung der Koerzitivfeldstärke H_c weichmagnetischer Materialien nicht ausreichend [H98].

(a)



(b)



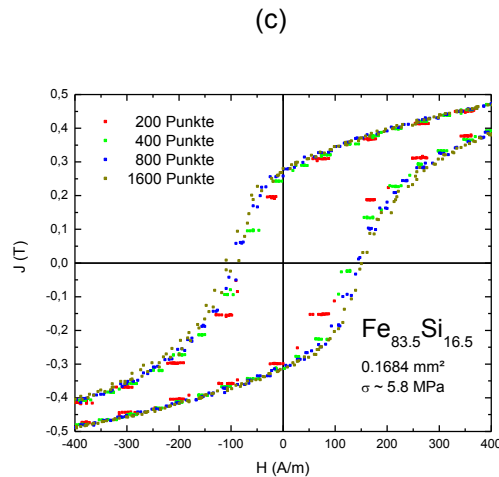


Abb. 3.1.3 Hysterese-Messungen unterschiedlicher Anzahl an Messpunkten: Koerzitivfeldstärke von (a) Fe₈₅Ga₁₅, (b) Fe_{83,5}Si_{16,5} und (c) stufenförmige Hysterese gemessen mittels Analogausgangs von Steingroever EF3 und externem Speicheroszilloskop (MSOX2024A 200 MHz)

Da bei stark erhöhter Messdauer, welche die benötigte Anzahl der Messpunkte für eine glatte Hysterese ermöglichen würde, die Drift des Integrators immer größer wird, empfiehlt sich eine Messserie im quasistatischen Bereich mit verschiedener Anzahl von Messpunkten und anschließende Extrapolation auf den tatsächlichen Absolutwert der Koerzitivfeldstärke.

Zur Messung der angelegten Zugspannung wurde ein Kraftsensor (Burster 8431-200-V 501) in Verbindung mit einem Messverstärker (HBM KWS 511.A 5 kHz) verwendet. Die magnetische Polarisation J wurde mittels analogem Integrator (Steingroever EF4) gemessen und das angelegte quasistatische Feld mit Hilfe eines Kepco BOP 100-4M beziehungsweise Siemens DC-Konstanter 13A als Stromversorgung generiert [H98].

3.2. Small-Angle Magnetization Rotation (SAMR)-Methode

Zur Messung der Magnetostriktion amorpher Bänder und Drähte wurde von K. Narita die Small-Angle Magnetization Rotation-Methode als einfache und gleichermaßen sehr sensitive Messtechnik entwickelt [N80]. Dabei wird ein dünnes Band in Längsrichtung mit Hilfe eines konstanten Magnetfeldes H_{\parallel} nahezu gesättigt. Gleichzeitig rotiert der Magnetisierungsvektor \mathbf{M} durch ein transversales Wechselstromfeld $H_{\perp} e^{i\omega t}$ aus der Bandachse und oszilliert um jene. Der Winkel θ der Magnetisierung wird so bei angelegter Zugspannung in Richtung der Bandachse abhängig von deren Stärke verändert (Abb. 3.2.1).

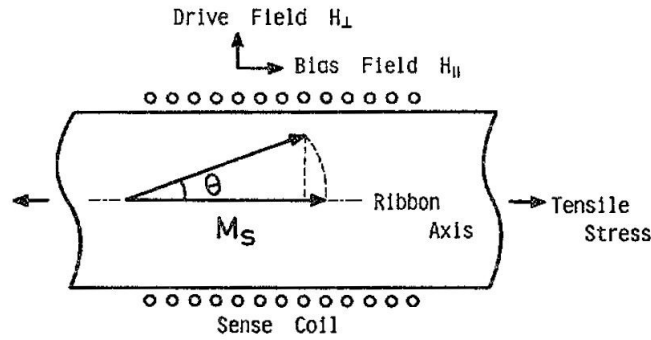


Abb. 3.2.1 Schematische Darstellung der SAMR-Methode [N80]

Die totale Energiedichte ist dabei gegeben durch die magnetostatische Energie $E_{stat} = -\mathbf{H} \cdot \mathbf{J}$, die isotrope magnetoelastische Energie unter Zugspannung (siehe Gleichung (65)) und dem Energiebeitrag des entmagnetisierenden Feldes $\mathbf{H}_d = N_d \mathbf{J}$, wobei N_{\perp} und N_{\parallel} die entmagnetisierenden Faktoren senkrecht und parallel zur Bandachse darstellen:

$$E = -H_{\parallel} J_s \cos \theta - H_{\perp} J_s \sin \theta + \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \theta + \frac{1}{2} J_s^2 (N_{\perp} \sin^2 \theta + N_{\parallel} \cos^2 \theta). \quad (70)$$

Minimierung nach dem Winkel $dE/d\theta = 0$ liefert so unter Annahme einer kleinen Auslenkung des Magnetisierungsvektors ($\cos \theta \approx 1$) verursacht durch das transversale Wechselstromfeld den Gleichgewichtszustand

$$\sin \theta = \frac{H_{\perp}}{H_{\parallel} + 3\lambda_s \sigma / J_s + J_s (N_{\perp} - N_{\parallel})}. \quad (71)$$

Über eine Pick-up Spule entlang der Bandachse kann der longitudinale Betrag der magnetischen Polarisation $J_s \cos \theta$ gemessen werden. Die induzierte Spannung beträgt dabei

$$V_{ac} = -\frac{d\Phi}{dt} = -N \int_A \frac{d\mathbf{J}}{dt} \cdot d\mathbf{A} = -NAJ_s \frac{d \cos \theta(t)}{dt} = NAJ_s \sin \theta \frac{d\theta(t)}{dt} \quad (72)$$

mit N als Windungszahl der Spule und A als Querschnittsfläche des Bandes. Unter Annahme eines sinusförmigen Wechselstromfelds

$$H_{\perp} = H_{\perp max} \sin \omega t \quad (73)$$

kann man so die erste Oberwelle der induzierten Spannung bei kleinem Winkel mit $\theta(t) = \theta_{max} \sin \omega t \approx \sin \theta_{max} \sin \omega t$ schreiben als

$$V_{2\omega} = \frac{1}{2} N A J_s \omega \sin^2 \theta_{max} \sin 2\omega t. \quad (74)$$

Somit ergibt sich bei konstanter Frequenz des Wechselstromfelds ein linearer Zusammenhang zwischen der induzierten Spannung $V_{2\omega}$ und dem Quadrat der maximalen Auslenkung des Magnetisierungsvektors. Die maximale Auslenkung lässt sich nach Gleichung (71) über das magnetoelastische Anisotropiefeld $H_{me} = 3\lambda_s \sigma / J_s$ und das Form- Anisotropiefeld $H_D = J_s(N_{\perp} - N_{\parallel})$ schreiben als

$$\sin \theta_{max} = \frac{H_{\perp max}}{H_{\parallel} + H_{me} + H_D}, \quad (75)$$

wobei ersichtlich wird, dass bei konstant gehaltener Spannung $V_{2\omega}$, ebenfalls die maximale Auslenkung θ_{max} und somit der Nenner in Gleichung (75) gleich bleiben muss. Daher ergibt sich nahe der magnetischen Sättigung bei Variation der Zugspannung bei konstanter Spannung $V_{2\omega}(\sigma = 0) = V_{2\omega}(\sigma \neq 0)$ der einfache Zusammenhang

$$\Delta H_{\parallel} = -\Delta H_{me} \quad (76)$$

und man gelangt zum gleichen Ergebnis wie in Kapitel 3.1:

$$\lambda_s = -\frac{1}{3} J_s \frac{\Delta H_{\parallel}}{\Delta \sigma}. \quad (77)$$

Dabei wurde jedoch davon ausgegangen, dass der Magnetisierungsvektor gleichförmig um die Vorzugsrichtung entlang der Bandachse rotiert. In den meisten Fällen ist dies jedoch auf Grund lokaler innerer Spannungen, dem Skin-Effekt und vor allem dem hohem entmagnetisierenden Feld senkrecht zur Bandachse nicht gegeben. Vielmehr rotiert der Magnetisierungsvektor um eine Gleichgewichtssachse, welche sich von der Bandachse um den Winkel α unterscheidet (Abb. 3.2.2).

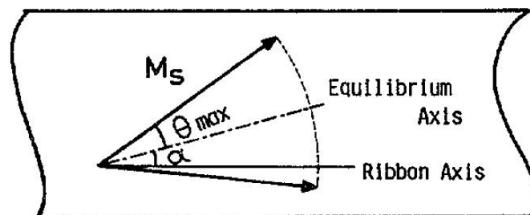


Abb. 3.2.2 Gleichgewichtssachse des Magnetisierungsvektors der SAMR-Methode [N80]

Unter Berücksichtigung dieser Abweichung kann man so den Winkel der Rotation des Magnetisierungsvektors schreiben als

$$\theta(t) = \alpha + \theta_{max} \sin \omega t \quad (78)$$

womit man unter Verwendung der Näherungen für kleine Winkel

$$\begin{aligned} \sin(\theta_{max} \sin \omega t) &\approx \theta_{max} \sin \omega t \\ \cos(\theta_{max} \sin \omega t) &\approx 1 \\ \theta_{max} &\approx \sin \theta_{max} \end{aligned} \quad (79)$$

aus Gleichung (72) die induzierte Spannung berechnen kann als

$$V_{ac} = NAJ_s \omega \left(\sin \alpha \sin \theta_{max} \cos \omega t + \frac{1}{2} \cos \alpha \sin^2 \theta_{max} \sin 2\omega t \right). \quad (80)$$

Dabei reduziert die Auslenkung der Gleichgewichtsachse um den Winkel α die Amplitude der ersten Oberschwingung und führt gleichzeitig zu einem Beitrag in der Grundschwingung. Für die Messung der Magnetostriktion λ_s ist daher eine Konzentration auf die erste Oberwelle nötig, wobei der Zusammenhang $\Delta H_{\parallel} = -\Delta H_{me}$ bei konstant gehaltener induzierter Spannung $V_{2\omega}$ bestehen bleibt, da ebenfalls $\cos \alpha$ bedingt durch Materialeigenschaften als konstant angenommen werden kann. Die Auslenkung der Gleichgewichtsachse hat somit keinen Einfluss auf die Kompensation des magnetoelastische Anisotropiefeldes. Vorausgesetzt wird dabei eine durchgehende Sättigung bei Variation von H_{\parallel} und σ , wobei die der Betrag der induzierten Spannung und somit auch die Sensibilität der Messung nach Gleichungen (75)(77)(80)

$$V_{2\omega} \propto \frac{1}{\lambda_s^2} \quad (81)$$

von der Sättigungsmagnetostriktion des Materials abhängig ist [H86]. Zur Messung der induzierten Spannung $V_{2\omega}$ wurde dabei ein Lock-In Verstärker (EG&G 5210) verwendet.

Es wurde gezeigt, dass bei entsprechend hohem Messaufwand auch die Analyse hochmagnetostriktiver Proben möglich ist, jedoch die zu erwartende Auflösung von $\lambda_s \cong 10^{-7}$ nur von Proben geringer Magnetostriktion erreicht beziehungsweise unterboten werden kann [SP88].

3.3. Magnetostruktionsmessung mit Hilfe von Dehnungsmessstreifen (DMS)

Dehnungsmessstreifen stellen heute einen industriell erhältlichen Sensor zur Messung von kleinen Längenänderungen dar, wobei die erzielbare Empfindlichkeit bei einem ppm liegt. In diesem Fall ist die Längenänderung direkt proportional zur Widerstandsänderung des DMS. Als Brücken um diese kleinen Widerstandsänderungen zu messen, kann man sowohl Gleichspannungs- als auch Wechselspannungsbrücken verwenden. Wechselspannungsbrücken vermeiden Einflüsse von Thermospannungen und sind auch zur Untersuchung dynamischer Vorgänge sehr gut geeignet.

Der Dehnungsmessstreifen als Messmethode zur Erfassung der Magnetostruktion wurde 1947 von J. E. Goldman vorgestellt und ist heute auf Grund der einfachen Anwendung das verbreitetste Verfahren zur Messung von kleinen Längenänderungen und somit auch der Magnetostruktion [G47]. Dabei handelt es sich um die Widerstandsmessung einer mäanderförmigen Folie auf einem Kunststoffträger, welcher auf die zu messende Probe mittels Kleber angebracht wird (Abb. 3.3.1). Der elektrische Widerstand in Längsrichtung des Mäanders verhält sich dabei als spezifischer Widerstand ρ pro Länge l durch die Querschnittsfläche A als

$$R = \rho \frac{l}{A}, \quad (82)$$

wobei sich bei Längenänderung auf Grund der Querkontraktion von $(\Delta l_{\perp}/l_{\perp}) = -\nu(\Delta l/l)$ die Querschnittsfläche ebenfalls verändert. Die relative Widerstandsänderung ergibt sich somit aus

$$\frac{(R - R_0)}{R_0} = \frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta l}{l} - 2 \left(\frac{\Delta l_{\perp}}{l_{\perp}} \right) \quad (83)$$

mit Hilfe der Poissonzahl ν zu

$$\frac{\Delta R}{R} = (1 + 2\nu) \frac{\Delta l}{l} = G \frac{\Delta l}{l}, \quad (84)$$

wobei $G = 1 + 2\nu$ (für $\nu = 0.5$ ist $G = 2$) als idealer *k-Faktor* des DMS bezeichnet wird und die relative Widerstandsänderung bei konstantem spezifischen Widerstand in Relation zur Längenänderung setzt.

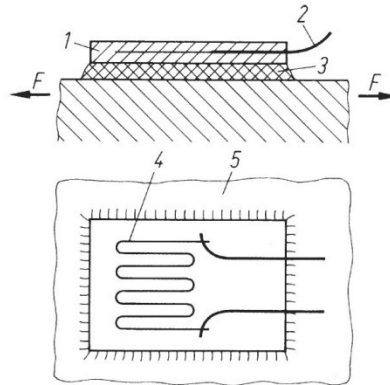


Abb. 3.3.1 Aufgeklebter Dehnungsmessstreifen: 1 Kunststoffolie als Träger, 2 Anschlussdrähte, 3 Kleber, 4 Mäander zur Widerstandsmessung, 5 Probe [C07]

Zur Messung von kleinen Widerstandsänderungen wird vorzugsweise eine Wechselspannungsbrücke verwendet werden um auftretende Thermospannungen beziehungsweise durch die Umgebung induzierte Spannungen zu reduzieren.

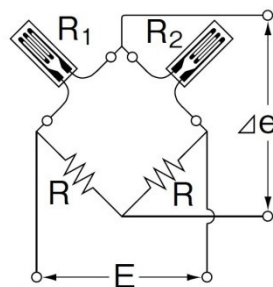


Abb. 3.3.2 Wheatstonesche DMS-Halbbrücke [T14]

Zur Messung der Magnetostriktion eignet sich dabei eine Wheatstonesche Halbbrücke um die durch das angelegte magnetische Feld auftretenden Einflüsse auf den spezifischen Widerstand ρ des DMS kompensieren zu können. So lässt sich mit Hilfe eines *Dummy*-DMS, angebracht auf einem wohlbekanntem, nichtmagnetischen Material räumlich nahe dem zu messenden DMS in vergleichbarem magnetischem Feld, nicht nur der für die Messung störende Einfluss der Erwärmung (verursacht durch den Strom durch den DMS oder auch durch die felderzeugende Spule), sondern auch jener hervorgerufen durch magneto-resistive Effekte stark reduzieren.

Die Sättigungsmagnetostriktion λ_s kann so für ein isotropes, polykristallines Material mittels Magnetostruktionsmessung parallel und senkrecht zum äußeren Magnetfeld nach Gleichung (35) bestimmt werden:

$$\lambda_s = \frac{2}{3}(\lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp}). \quad (85)$$

Im Zuge dieser Arbeit wurden dabei DMS des Typs HBM 11-LY11-0.6/120 in Verbindung mit einer Wheatstonesche Halbbrücke (HBM KWS 85.A1 D 50 kHz) zur Messung der Magnetostriktion und zur Erzeugung des äußeren magnetischen Feldes ein Pulsfeld (Hirst PFM11) mit einem Feldpuls von $T = 40$ ms und einem maximalen Feld von $\mu_0 H_{max} = 5$ T verwendet [D02].

4. Resultate und Diskussion

Die Messungen ausgewählter Proben erfolgte ausschließlich bei Raumtemperatur, wobei nach Möglichkeit versucht wurde den Einfluss der durch die Messtechnik verursachten Erwärmung zu reduzieren beziehungsweise derartig hervorgerufene Messartefakte in der Auswertung zu erkennen und zu korrigieren.

Probe	Typ	Querschnittsfläche (mm ²)		
		$r_{\text{außen}}$ (mm)	r_{innen} (mm)	h (mm)
Fe ₈₅ Ga ₁₅	<i>melt spinning</i> Band	0.0204		
Fe ₈₅ Ga ₁₅	<i>melt spinning</i> Band	0.0519		
Fe ₆₆ Co ₁₈ Si ₁ B ₁₅	<i>melt spinning</i> Band	0.2060		
Fe ₆₆ Co ₁₈ Si ₁ B ₁₅	<i>melt spinning</i> Band	0.1680		
Co ₇₁ Fe ₄ B ₁₅ Si ₁₀	<i>melt spinning</i> Band	0.3364		
Fe _{83.5} Si _{16.5}	<i>melt spinning</i> Band	0.1684		
Ni unverformt	Ringkern	12.02	4.96	5.12
Ni SPD-verformt	Ringkern	11.94	5.94	7.10
Fe _{56.7} Ni ₁₀ Si _{33.3}	Zylinder Probe	2.92	-	4.84

Tab. 4.1.1 Geometrieparameter gemessener Proben

4.1. Fe₈₅Ga₁₅

Materialen mit hoher Magnetostraktion sind für den Anwendungsbereich der Sensorik und Aktuatoren von entscheidender Bedeutung. Seltene Erd Verbindungen wie zum Beispiel TbFe₂ oder Terfenol-D (Tb-Dy-Fe) haben jedoch viele Probleme die eine breite Anwendung verhindern. So ist dieses Material spröde, sehr korrosiv und es benötigt relativ hohe externe Magnetfelder (etwa 1 MA/m) um magnetische Sättigung zu erreichen. Hinzu kommen hohen Materialkosten.

Man sucht daher nach alternativen Legierungen um diese Probleme zu lösen. So zeigen Substitutionen von Fe mit Ga (Galfenol) an einem Einkristall eine Magnetostraktion von mehreren 100 ppm in λ_{100} [C03].

Ein industriell günstiges Herstellungsverfahren von polykristallinem FeGa stellt die Erzeugung dünner Bänder durch schnelles Abkühlen mittels *melt spinning* dar, wobei hier die Schmelze auf ein gekühltes Kupferrad hoher Rotationsgeschwindigkeit aufgebracht wird und sofort erstarrt. Zur Analyse und Messung der Magnetostraktion

derartiger Bänder wurden meist Dehnungsmessstreifen verwendet, wobei ungewolltes Verbiegen des Bandes durch das angelegte Magnetfeld zu Messartefakten führen kann und somit große Sorgfalt bei der Anordnung des Experiments geboten ist. Es finden sich daher verschiedenste Ergebnisse in der Literatur [G08].

In diesem Kapitel wird daher versucht Magnetostruktionsmessungen mittels SAMR-Methode und DMS an $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$ miteinander zu vergleichen und mögliche Probleme zu erkennen. Die Magnetostruktionsmessungen wurde dabei in der für technische Anwendungen relevanten Band-Ebene durchgeführt.

Zur Bestimmung der Sättigungsmagnetostruktion λ_s benötigt man entsprechend Gleichung (77) die Sättigungspolarisation J_s . Es wurde daher die Hysterese der Probe zu möglichst hohen Feldern gemessen (Abb. 4.1.1) und anschließend die Sättigungspolarisation $J_s = 1.69 \text{ T}$ mittels Einmündungsgesetzt ermittelt. Um den Effekt der Spannungsabhängigkeit in longitudinaler Bandrichtung abschätzen zu können wurden *minor loops* der Hysterese unter von außen angelegter Zugspannung gemessen, welche zwar auf Grund des geringeren magnetischen Feldes H den Sättigungswert nicht erreichten aber eine detailliertere Beobachtung hinsichtlich veränderter Krümmung der $J(H)$ -Kurve sowie der Koerzitivfeldstärke H_c zuließen (Abb. 4.1.2).

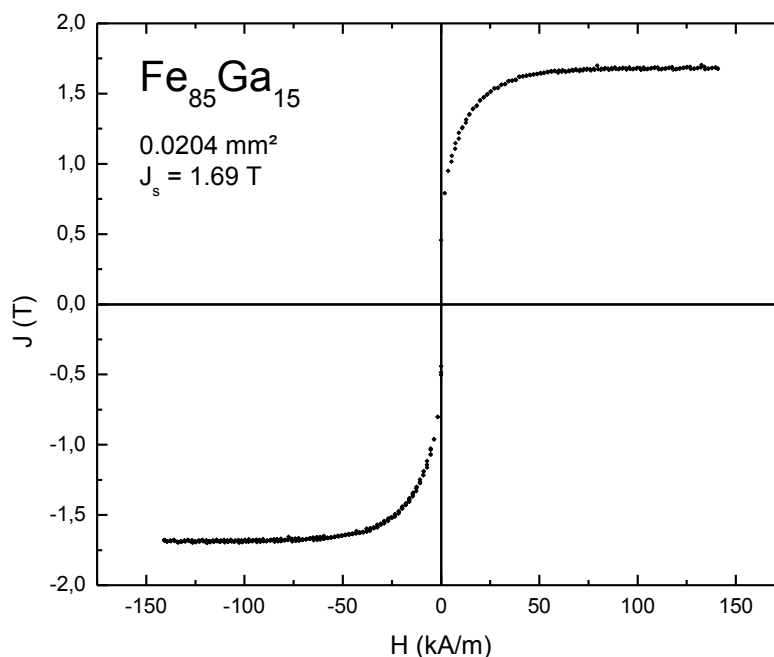


Abb. 4.1.1 Hysterese gemessen an $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$ zur Bestimmung der magnetischen Sättigungspolarisation J_s

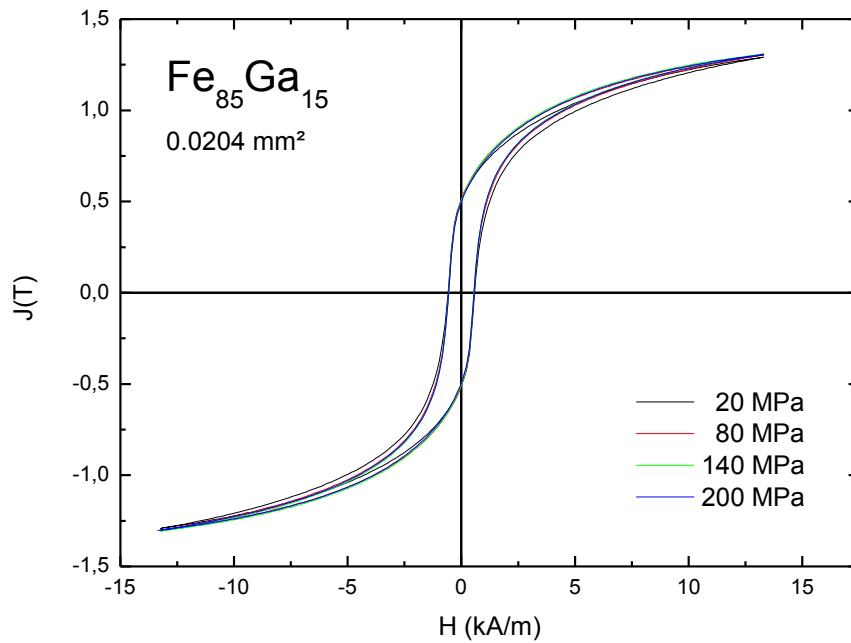


Abb. 4.1.2 Hysterese-Messungen an einem $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$ Band unter Zugspannung

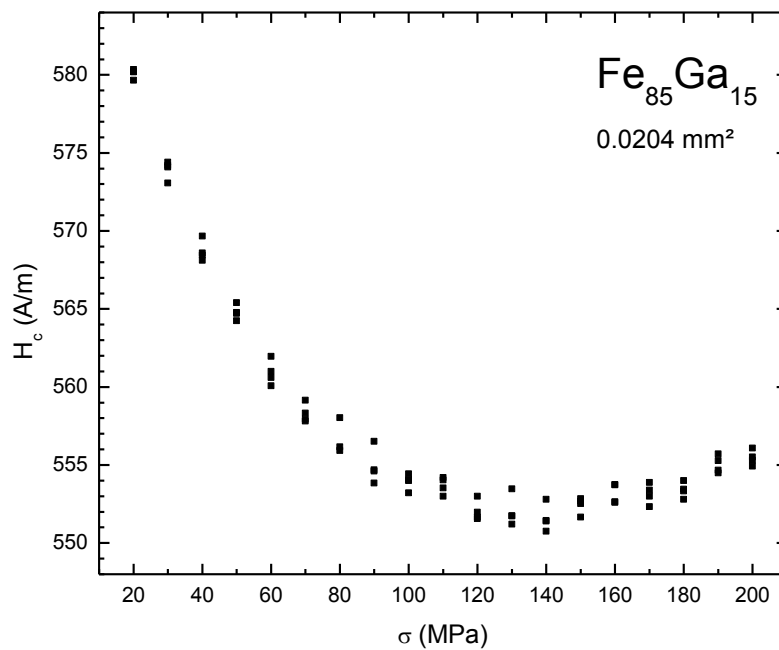


Abb. 4.1.3 Spannungsabhängigkeit des Koerzitivfeldes H_c des $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$ Bandes

Abb. 4.1.3 zeigt die Abhängigkeit der Koerzitivfeldstärke H_c von der angelegten Zugspannung. Auf Grund der raschen Abkühlung der Schmelze während des Herstellungsprozesses beim *melt spinning* kann man sowohl von einem Spannungsgradienten senkrecht zur Band-Ebene ausgehen als auch von inneren Spannungen in Bandrichtung. Da die Spannungsabhängigkeit des Koerzitivfeldes $H_c(\sigma)$ ein Minimum zeigt, kann man annehmen, dass an diesem Punkt die äußere angelegte Spannung und die inneren durch den Quenchingprozess verursachten Spannungszustände in longitudinaler Richtung gleich sind. Danach nimmt $H_c(\sigma)$ mit steigender externer Spannung wieder zu. Auf Grund der relativ geringen Variation von $H_c(\sigma)$ wurden die Messung viermal durchgeführt und so ein Minimum bei $\sigma = 140$ MPa bestimmt. Dabei ist zu beachten, dass die Abhängigkeit der Koerzitivfeldstärke $H_c(\sigma)$ nach Abb. 3.1.3 als relative Messung zu sehen ist, wobei der Einfluss des absoluten Messfehlers bezüglich des Spannungsminimums sowie des Krümmungsverhaltens der Hysterese nicht von Bedeutung ist.

Anschließend wurden die Fitparameter der Hysterese mit Hilfe des Einmündungsgesetzes ausgehend von der Näherung eines homogenen Materiales gemäß

$$J = J_s \left(1 - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3} \right) \quad (86)$$

für $J(H)$ mit steigenden Feld bestimmt, wobei mathematisch zur Berechnung der Fitparameter für alle Kurven ein konstantes $J_{cal} \approx 1.48$ T gewählt wurde, welches zwar deutlich unter der „wahren“ Sättigung $J_s \approx 1.69$ T liegt, jedoch für *minor loops* eine vergleichbare Abschätzung des spannungsabhängigen Fitparameters b zulässt, welcher proportional zur magnetischen Anisotropie ist (Abb. 4.1.4). Das Minimum von $b(\sigma)$ befindet sich dabei bei vergleichbarer angelegter externer Spannung wie jenes des Koerzitivfeldverlaufes.

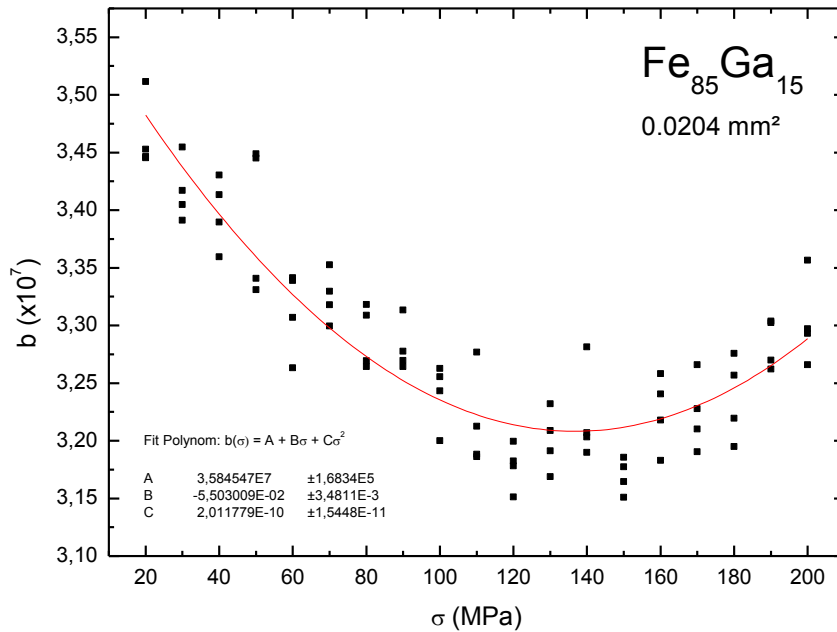


Abb. 4.1.4 Spannungsabhängiger Fitparameter b

Nach R. Becker und H. Polley verhält sich der Einfluss innerer Spannungen auf das Einmündungsgesetz bei isotroper Richtungsverteilung [B40] als Funktion der magnetoelastischen Energie zu

$$\frac{J}{J_s} = 1 - \frac{3}{5} \frac{\lambda^2 \overline{\sigma_t^2}}{H^2 J_s^2} \quad (87)$$

wobei ein Vergleich mit dem Einmündungsgesetz (86) die Spannungsabhängigkeit von b zeigt [G71]

$$b = b_K + \frac{3}{5} \frac{\lambda^2 \overline{\sigma_t^2}}{J_s^2} \quad (88)$$

Der erste Term $b_K \propto K^2/J_s^2$ beschreibt dabei die magnetische Anisotropie und der zweite den Einfluss innerer Spannungen.

Für eine kubische Kristallstruktur ergibt sich für die spannungsfreien Fitparameter b_K und c_K nach R. Vergne [V66]

$$\begin{aligned}
 b_K &= \frac{8}{105} \frac{1}{J_s^2} \left(K_1^2 + K_1 K_2 \frac{2}{11} + K_2^2 \frac{3}{11 \cdot 13} \right) \\
 c_K &= \frac{8}{105} \frac{1}{J_s^3} \left(K_1^3 \frac{72}{11 \cdot 13} - K_1^2 K_2 \frac{8}{11 \cdot 13} - K_1 K_2^2 \frac{104}{11 \cdot 13 \cdot 17} \right. \\
 &\quad \left. - K_2^3 \frac{136}{11 \cdot 13 \cdot 17 \cdot 19} \right)
 \end{aligned} \tag{89}$$

womit man im Fall von $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$ mit einem signifikantem $K_2 = -(9/4) K_1$ [R04] über einem Polynomansatz für den Fitparameter

$$b(\sigma) \approx A + B\sigma + C\sigma^2 + \mathcal{O}(\sigma^3) \tag{90}$$

aus den spannungsabhängigen Hysteresen unter der Annahme eines longitudinal gleichverteilten Spannungszustands über Minimierung von b_K die magnetischen Anisotropiekonstanten berechnen kann:

$$\frac{\partial}{\partial \sigma} b_K = B + 2C\sigma - 2 \left(\frac{3}{5} \frac{\lambda^2}{J_s^2} \right) \bar{\sigma}_i \dot{\sigma}_i = 0 \tag{91}$$

$$|\bar{\sigma}_i(\sigma)| = \sqrt{\frac{\sigma(B + C\sigma) + \left(\frac{3}{5} \frac{\lambda^2}{J_s^2} \right) c_1}{\left(\frac{3}{5} \frac{\lambda^2}{J_s^2} \right)}} \tag{92}$$

Dabei bezieht sich $\bar{\sigma}_i(\sigma)$ auf den inneren Spannungszustand abhängig von der außen angelegten Spannung, welcher im Minimum von $b(\sigma)$ kompensiert wird

$$\bar{\sigma}_i \left(\sigma|_{b_{min}} = \frac{B}{2C} \right) = 0 \tag{93}$$

und man so die Integrationskonstante c_1 bestimmen

$$c_1(\sigma|_{b_{min}}) = -\frac{5}{3} \frac{J_s^2}{\lambda^2} \sigma|_{b_{min}} (B + C\sigma|_{b_{min}}) = -\frac{5}{3} \frac{J_s^2}{\lambda^2} \frac{B^2}{4C}, \tag{94}$$

sowie b_K aus Gleichung (88) berechnen kann:

$$\begin{aligned}
 \lambda^2 (\bar{\sigma}_i(\sigma))^2 &= \frac{5}{3} \sigma (B + C\sigma) J_s^2 + \lambda^2 c_1 \\
 &= \frac{5}{3} J_s^2 \left[\sigma (B + C\sigma) + \frac{B^2}{4C} \right]
 \end{aligned} \tag{95}$$

$$b_K = A + B\sigma + C\sigma^2 - \frac{3}{5} \frac{\lambda^2 \overline{\sigma_t^2}}{J_s^2} = A - \frac{B^2}{4C}. \quad (96)$$

So erhält man ausgehend von Abb. 4.1.4 für $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$ für die Anisotropiekonstante

$$K_1 = J_s \sqrt{\frac{24024}{1276} \left(A - \frac{B^2}{4C} \right)} = 4.15 \cdot 10^4 \text{ Jm}^{-3}. \quad (97)$$

Dies stellt trotz Verwendung von *minor loops* zur Ermittlung von $b(\sigma)$ eine sehr gute Abschätzung für den publizierten Literaturwert von $K_1 = 4 \cdot 10^4 \text{ Jm}^{-3}$ dar [R04, D11].

Die Sättigungsmagnetostriktion λ_s wurde mit Hilfe der SAMR-Methode bestimmt, wobei die Abhängigkeit des Messergebnis von der longitudinal angelegten Feldstärke H_{\parallel} untersucht wurde. Wie schon in Kapitel 3.2 erwähnt wurde, gilt dabei die vollständige magnetische Sättigung als Voraussetzung, um mittels SAMR-Methode den korrekten Wert von λ_s ermitteln zu können. Durch Vergleich mit der Magnetisierungsmessung (Abb. 4.1.1) kann man nach Abb. 4.1.5 von einer Magnetostriktion $\lambda_s \approx 20 \text{ ppm}$ ausgehen. Messungen bei zu geringem angelegten Feld können so zu stark verfälschten und dem entsprechend erhöhten Magnetostriktionswerten führen. Es empfiehlt sich daher ein Vergleich mit der Hysterese des zu untersuchenden Materials, um sicherstellen zu können, dass man sich schon im Bereich der magnetischen Sättigung befindet.

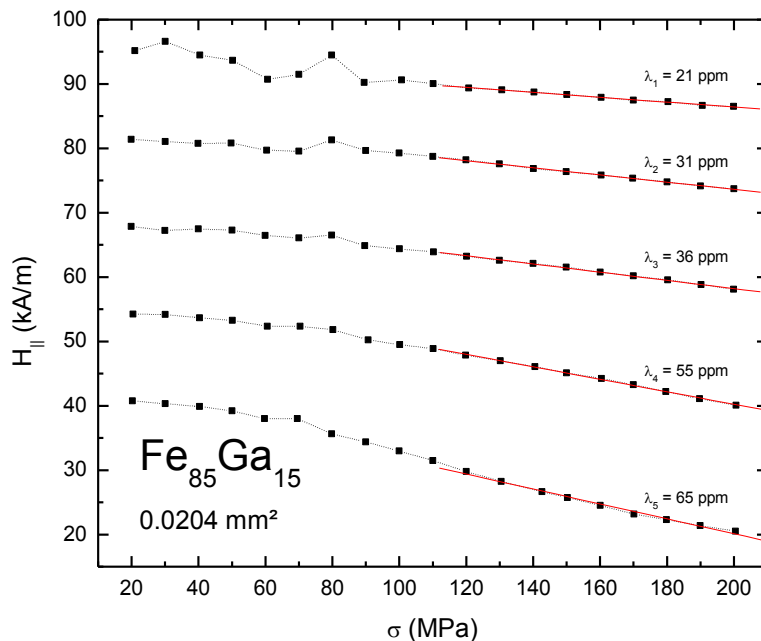


Abb. 4.1.5 SAMR-Messungen an $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$ bei verschiedenen H_{\parallel} -Feldern

Des weiteren erkennt man in Abb. 4.1.5 die Wirkung der zuvor erwähnten inneren Spannungen des $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$ Bandes (Abb. 4.1.3), welche zunächst im Zuge der SAMR-Methode überwunden werden musste, um den Winkel θ der Magnetisierungsvektoren in direkter Abhängigkeit von angelegtem Feld H_{\parallel} und Zugspannung in Richtung der Bandachse sehen zu können.

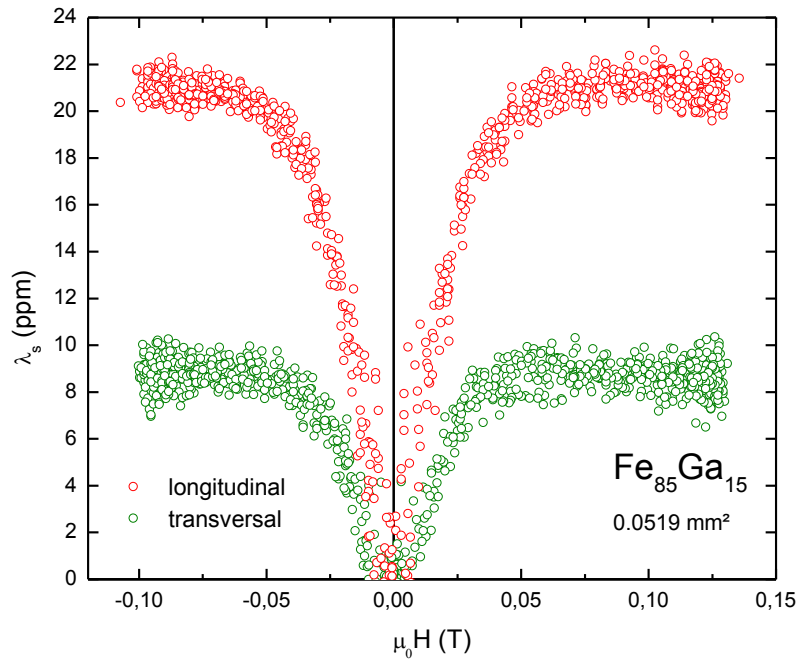


Abb. 4.1.6 DMS-Messung der Sättigungsmagnetostriktion an $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$

Die Magnetostruktionsmessung mit Hilfe von Dehnungsmessstreifen an einem ähnlichen $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$ *melt spinning* Band gleicher Zusammensetzung zeigt ein vergleichbares Ergebnis. Die Sättigungsmagnetostriktion in Bandachse, welche der Zugrichtung der SAMR-Methode entspricht, beträgt hier ebenfalls $\lambda_{s_{\parallel}} = 21$ ppm. Zusätzlich wurde die Sättigungsmagnetostriktion orthogonal dazu in Bandebene bestimmt, welche mit $\lambda_{s_{\perp}} = 9$ ppm geringer ausfällt. Dazu wurde jeweils die Magnetostriktion parallel λ_{\parallel} und senkrecht λ_{\perp} zum äußeren Magnetfeld gemessen und λ_s nach Gleichung (85) bestimmt.

Wie aus Abb. 4.1.7 (b) ersichtlich ist, verhält sich dabei die Magnetostriktion transversal zur Bandrichtung mit $\lambda_{\perp} = -\lambda_{\parallel}/2$, woraus man auf eine polykristalline Gleichverteilung ohne Vorzugsrichtung schließen kann. Für die Magnetostriktion in *melt spinning*-Richtung (Abb. 4.1.7 (a)) hingegen findet man ein deutlich größeres λ_{\parallel} , was auf eine Textur schließen lässt, welche durch Röntgendiffraktometrie in [100] Richtung bestimmt wurde (Abb. 4.1.8).

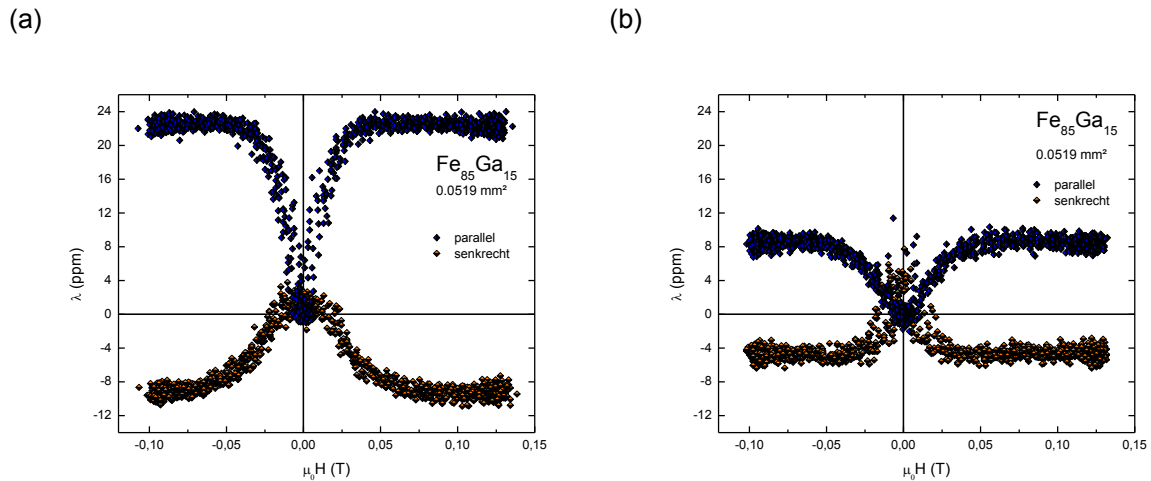


Abb. 4.1.7 DMS-Magnetostruktionsmessung an $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$: (a) longitudinal, (b) transversal zur *melt spinning*-Richtung des Bandes

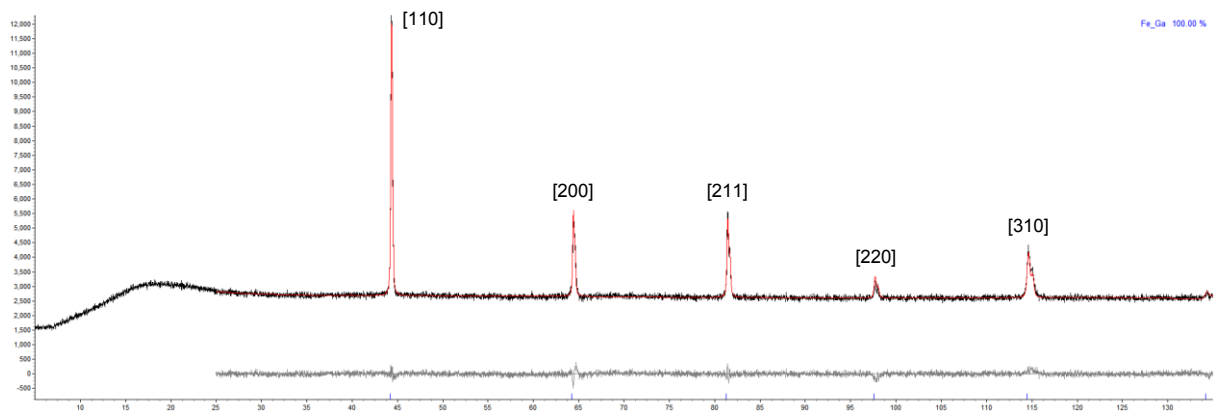


Abb. 4.1.8 Röntgendiffraktion des $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$ *melt spinning* Bandes

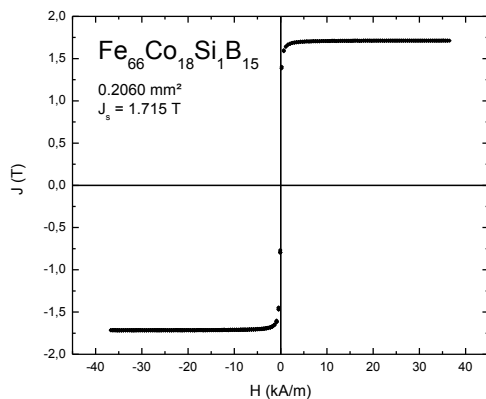
Zusammenfassend kann man sagen, dass man bei Magnetostruktionsmessungen mit SAMR und mittels DMS zu übereinstimmenden Resultaten gelangt. Im Allgemeinen ist hinsichtlich der SAMR-Methode eine höhere Genauigkeit der Messung möglich, jedoch kann man hier anhand der Steigung $\Delta H_{\parallel}/\Delta \sigma$ nur den Sättigungswert der Magnetostruktion λ_s ermitteln, wogegen bei der DMS-Messung auch die Feldabhängigkeit des gemessenen Bereichs bestimmt wird. Voraussetzung dabei ist für beiden Methoden die Gewährleistung der benötigten Grundannahmen für die jeweilige Messung, sei es magnetischen Sättigung bei H_{\parallel} für SAMR oder auch adäquate Befestigung im Falle von DMS, um Bewegung oder Deformation im Sinne von Biegen durch das angelegte Magnetfeld vermeiden zu können.

4.2. Fe₆₆Co₁₈Si₁B₁₅ - VC7600

Bei der amorphen, weichmagnetischen Legierung Fe₆₆Co₁₈Si₁B₁₅ handelt es sich um ein von der Vacuumschmelze GmbH & Co. KG hergestelltes industrielles Band, welches mittels *melt spinning* erzeugt wurde. Die Magnetostriktion wurde mittels DMS und SAMR gemessen, um auch lokale Spannungszustände abzuschätzen zu können.

Zur Bestimmung der Sättigungsmagnetostriktion $\lambda_s = 41.7$ ppm wurde die Sättigungspolarisation $J_s = 1.715$ T aus Hysterese-Messungen ermittelt und danach die SAMR-Methode angewendet (Abb. 4.2.1). Im magnetisch gesättigtem Bereich kann man so bei genügend hohem H_{\parallel} über die Steigung $\Delta H_{\parallel}/\Delta\sigma$ die Magnetostriktion mit hoher Genauigkeit berechnen.

(a)



(b)

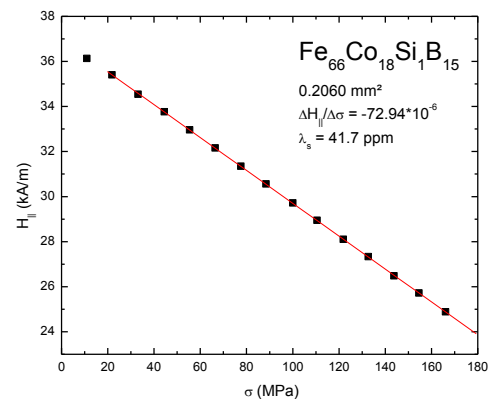


Abb. 4.2.1 Ermitteln der Sättigungsmagnetostriktion von amorphem Fe₆₆Co₁₈Si₁B₁₅:

(a) Hysterese zur Bestimmung der Sättigungspolarisation, (b) Messergebnis der SAMR-Methode

Um die lokale Magnetostriktion zu bestimmen, wurden am Fe₆₆Co₁₈Si₁B₁₅ Band jeweils zwei DMS in *melt spinning*-Richtung und zwei orthogonal dazu befestigt (Abb. 4.2.2), um so lokale Unterschiede feststellen zu können.

Wie aus Abb. 4.2.3 ersichtlich ist, liefern die orthogonalen DMS (DMS C, DMS D) ein übereinstimmendes Ergebnis von $\lambda_{s_{\perp}} = 24$ ppm, wobei jene in *melt spinning*-Richtung, welche zu einem zur SAMR-Methode vergleichbaren Ergebnis von ca. $\lambda_{s_{\parallel}} = 42$ ppm führen sollten, leicht unterschiedliche Magnetostriktionswerte $\lambda_{s_A} = 30$ ppm und $\lambda_{s_B} = 33$ ppm aufweisen und so deutlich unter dem erwarteten SAMR Wert liegen. Da sowohl ein durch das angelegte Pulsfeld hervorgerufene Biegen des Bandes zu einem stark erhöhten anstatt niedrigerem Magnetostriktionwert geführt hätte, als auch die Tatsache, dass die SAMR-Messung entsprechend Abb. 4.2.1 (b) sehr nahe der magnetischen Sättigung durchgeführt worden ist, lässt zu einen verstärkten Einfluss von

Messartefakten auszuschließen. Vielmehr kann man lokale Spannungszustände beziehungsweise Texturen annehmen, was bei amorphen Bändern durchaus zu erwarten ist.

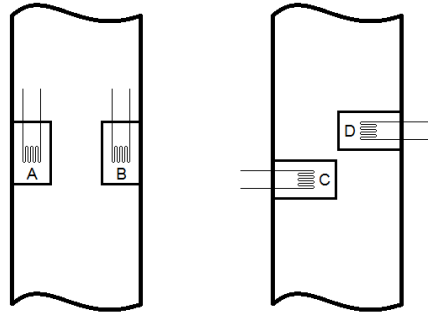


Abb. 4.2.2 Positionierung der DMS am $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{Si}_1\text{B}_{15}$ Band

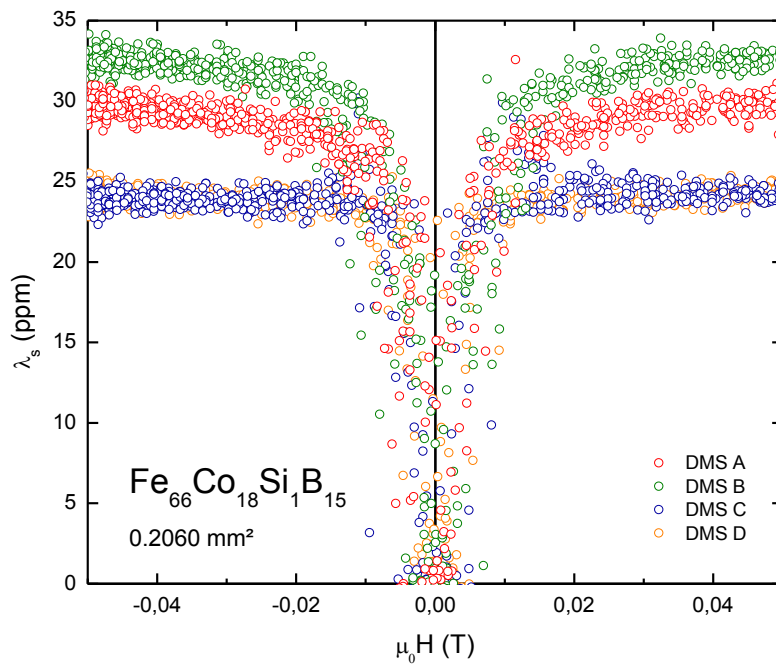


Abb. 4.2.3 Magnetostruktionsmessungen der unterschiedlich am $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{Si}_1\text{B}_{15}$ Band positionierten DMS A, B, C und D

Bei genauerer Betrachtung der einzelnen Komponenten zur Bestimmung der Sättigungsmagnetostriktion $\lambda_s = 2/3 (\lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp})$ fällt auf, dass es wahrscheinlich beim Einschaltvorgang des Feldpulses zu einer geringfügigen Bewegung der Probe gekommen ist, welche sich gerade bei Ausrichtung senkrecht zum magnetischen Feld

bemerkbar macht. Dies könnte zu einer größeren Streuung von λ_{\perp} führen, jedoch wurde bei allen Magnetostruktionsmessungen ein Sättigungswert erreicht (Abb. 4.2.4). Andererseits werden für die unterschiedlichen Positionen der DMS ebenfalls unterschiedliche Magnetostruktionswerte erreicht und selbst für die beiden zur Bandrichtung orthogonalen DMS C und D mit gleicher Sättigungsmagnetostruktion (Abb. 4.2.3) ist die erwartete Beziehung $\lambda_{\perp} = -\lambda_{\parallel}/2$ für amorphe Bänder (siehe Gleichung (30)) nicht gegeben. Man kann daher von Spannungszuständen, hervorgerufen durch die Herstellung mittels *melt spinning* ausgehen, welche sich in den lokalen Magnetostruktionsmessungen mittels DMS widerspiegeln. Bei der SAMR-Methode hingegen erhält man den Mittelwert der Sättigungsmagnetostruktion in Bandrichtung gemittelt über den gesamten Bereich der Pick-up Spule.

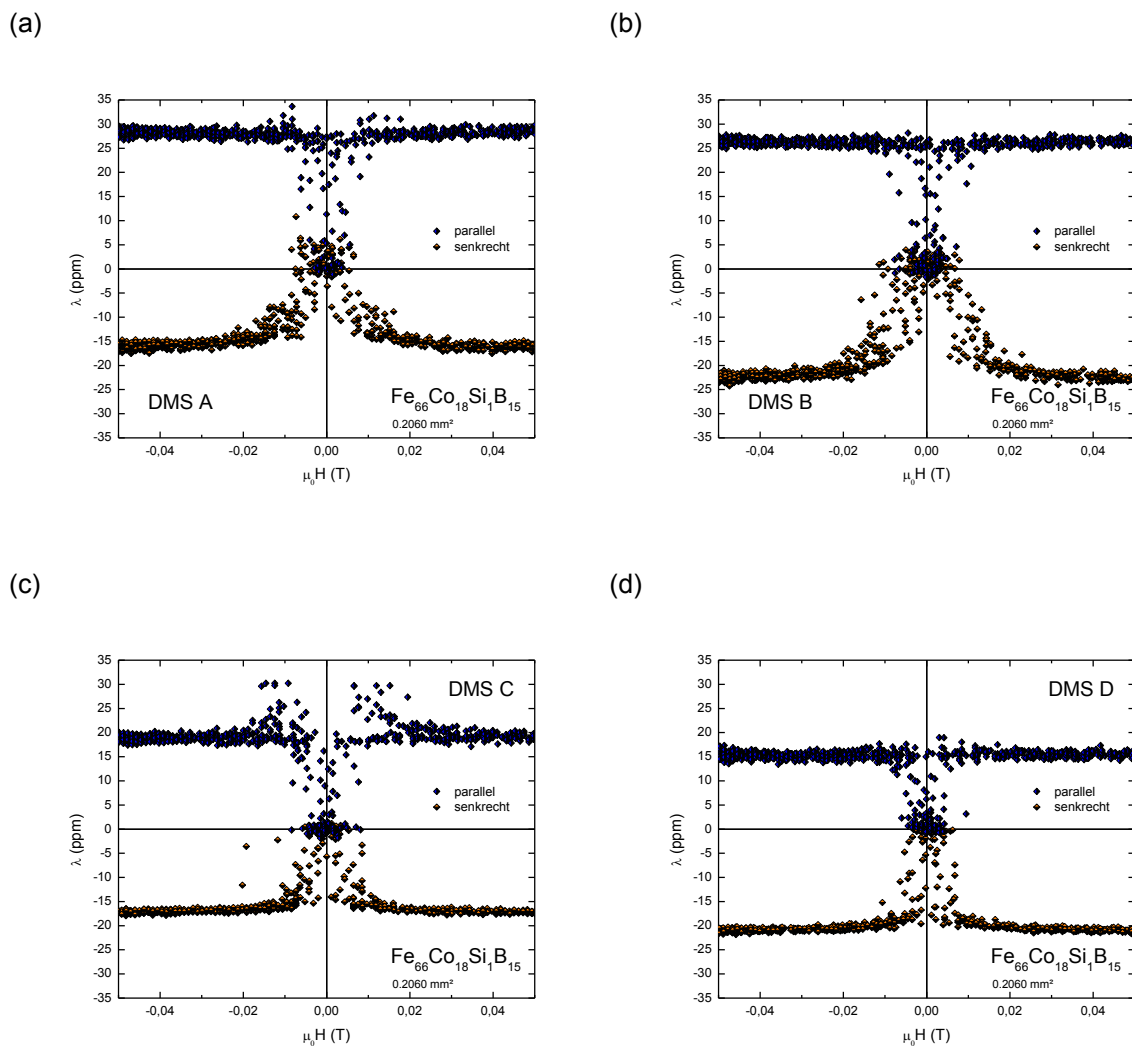


Abb. 4.2.4 Magnetostruktion gemessen an $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{Si}_1\text{B}_{15}$: DMS A, B, C, D parallel und senkrecht zum magnetischen Feld

Unabhängig von der Problematik, einen Dehnungsmessstreifen spannungsfrei auf einem 20-40 μm dünnen Band aufzubringen und Biegeeffekte hervorgerufen durch das angelegte Magnetfeld zu vermeiden, erkennt man, dass sich gerade in puncto amorphe Bänder die SAMR-Methode zur industriellen Messung der Magnetostriktion ausgezeichnet eignet, da hier über kleine lokale Inhomogenitäten gemittelt wird und man leichter zu einem reproduzierbaren Resultat gelangt, während bei Messungen mittels DMS die lokale Längenänderung nur im Bereich des Messgitters bestimmt wird.

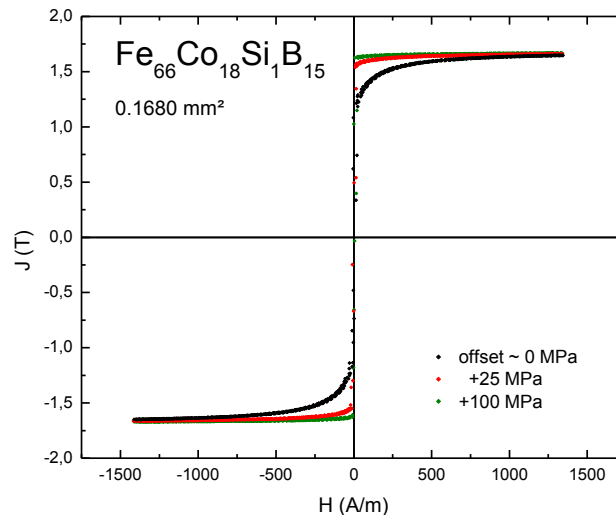


Abb. 4.2.5 Hysterese-Messungen an $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{Si}_1\text{B}_{15}$ unter Zugspannung

Spannungsabhängige Hysterese-Messungen an einem vergleichbaren $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{Si}_1\text{B}_{15}$ *melt spinning* Band des gleichen Herstellers zeigen ein analoges Sättigungsverhalten und verdeutlichen den Einfluss der angelegten Zugspannung (Abb. 4.2.5). Schon bei $\sigma = 25$ MPa kommt es zu einer drastischen Änderung der Form der Hysterese, welche sich durch die positive Magnetostriktion in einer steileren $J(H)$ -Kurve bemerkbar macht. Trotz geringer Koerzitivfeldstärke lässt sich daher die Magnetostriktion nicht sinnvoll über die anhysteretischen Kurven ermitteln, da der Quotient $\Delta H_s/\Delta\sigma$ bei höheren Spannungen verschwindend klein wird (siehe Kapitel 3.1).

4.3. $\text{Co}_{71}\text{Fe}_4\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$

Anhand eines amorphen $\text{Co}_{71}\text{Fe}_4\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$ *melt spinning* Bandes geringer negativer Sättigungsmagnetostriktion demonstrieren wir die Möglichkeit zur Bestimmung der Magnetostriktion nach R. Becker und M. Kersten mittels spannungsabhängigen Hysterese-Messungen (Abb. 4.3.1). Auf Grund der negativen Magnetostriktion wird die Kurve der Hysterese bei angelegter Zugspannung immer flacher und es ist möglich durch lineare Extrapolation der anhysteretischen Gerade bis hin zur magnetischen

Sättigungspolarisation $J_s = 0.56$ T den benötigten Faktor $\Delta H_s/\Delta\sigma$ zu bestimmen und nach Gleichung (69) die Sättigungsmagnetostraktion einfach zu berechnen (Abb. 4.3.2). Diese ergibt sich zu $\lambda_s = -0.66$ ppm und steht in sehr guter Übereinstimmung mit der ebenfalls durchgeführten SAMR-Methode, welche einen Wert von $\lambda_s = -0.63$ ppm liefert.

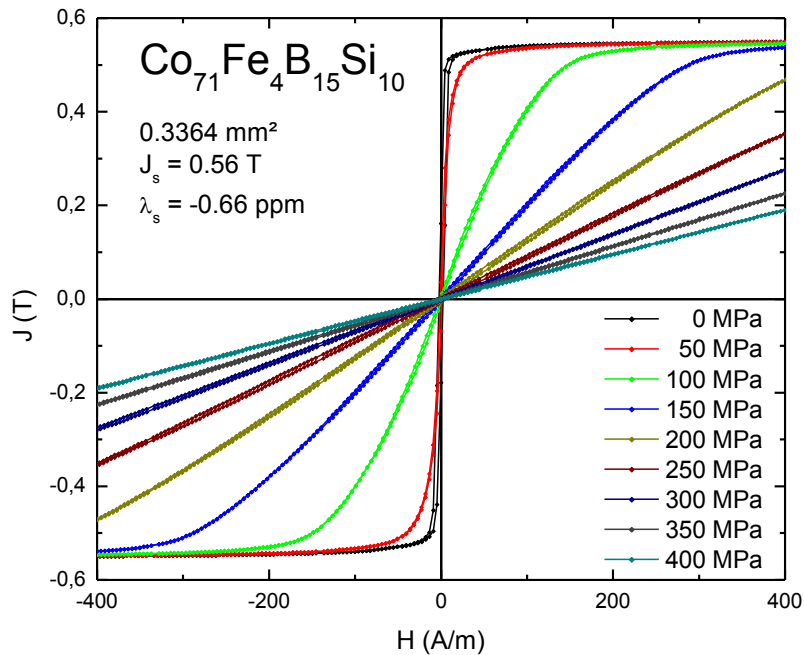


Abb. 4.3.1 Spannungsabhängige Hysterese-Messungen eines amorphen $\text{Co}_{71}\text{Fe}_4\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$ Bandes

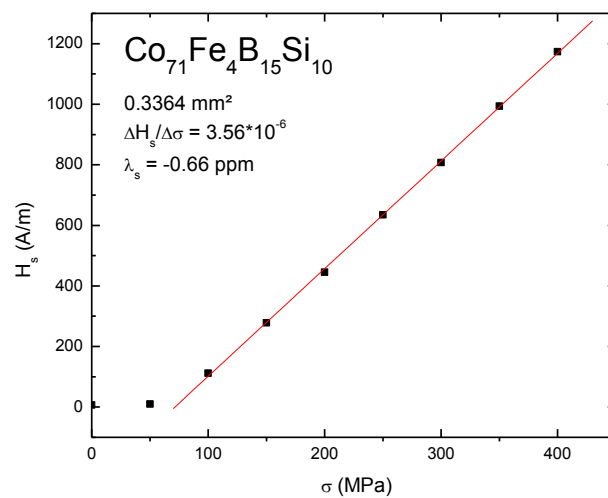
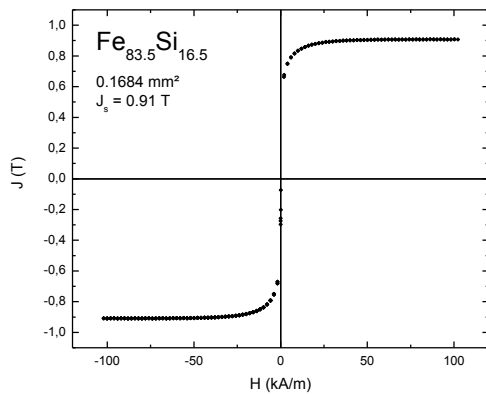


Abb. 4.3.2 Bestimmung der Sättigungsmagnetostraktion mittels spannungsabhängiger Hysterese-Messungen an $\text{Co}_{71}\text{Fe}_4\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$

4.4. Fe_{83.5}Si_{16.5}

Magnetostruktionsmessungen an einem polykristallinen Fe_{83.5}Si_{16.5} *melt spinning* Band, durchgeführt mit zwei unterschiedlichen Messmethoden, zeigen die Grenze der möglichen Auflösung dieser. Zur Bestimmung der Sättigungsmagnetostruktion λ_s wurde die Sättigungspolarisation $J_s = 0.91$ T mittels Einmündungsgesetz bestimmt und im magnetisch gesättigten Bereich die SAMR-Methode verwendet (Abb. 4.4.1).

(a)



(b)

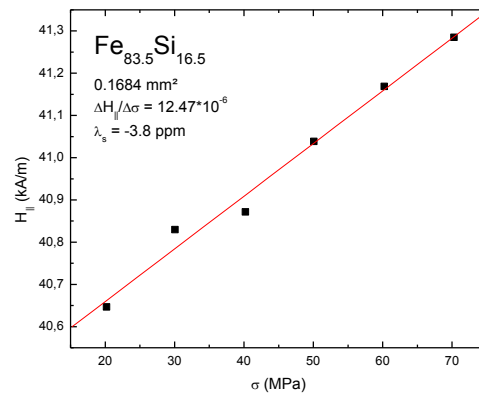


Abb. 4.4.1 Ermitteln der Sättigungsmagnetostruktion an Fe_{83.5}Si_{16.5}: (a) Hysterese zur Bestimmung der Sättigungspolarisation, (b) Messergebnis der SAMR-Methode

Trotz geringer Magnetostruktion liefert die SAMR-Methode ein gut reproduzierbares Resultat von $\lambda_s = -3.8$ ppm, wogegen die lokale Messung mit Dehnungsmessstreifen zwar zu einer vergleichbaren Sättigungsmagnetostruktion führt, jedoch selbst bei einer Brückenspannung von 5 V der Fehler in der gleichen Größenordnung liegt. Es ist schwer zwischen der tatsächlich gemessenen Magnetostruktion oder einer geringfügigen Biegung des dünnen Bandes durch den Feldpuls zu unterscheiden (Abb. 4.4.2).

Zusammenfassend kann man sagen, dass sich, wie zu erwarten war, die SAMR-Methode abhängig von der induzierten Spannung $V_{2\omega} \propto 1/\lambda_s^2$ (81) für Proben geringer Magnetostruktion ausgezeichnet eignet. Voraussetzung ist dabei eine geeignete Geometrie in Form eines dünnen Bandes oder Drahtes, die Möglichkeit das Material magnetisch zu sättigen, sowie die Notwendigkeit eine genügend hohe Zugspannung aufbringen zu können. Daraus folgt, dass das zu untersuchende Material nicht spröde sein sollte.

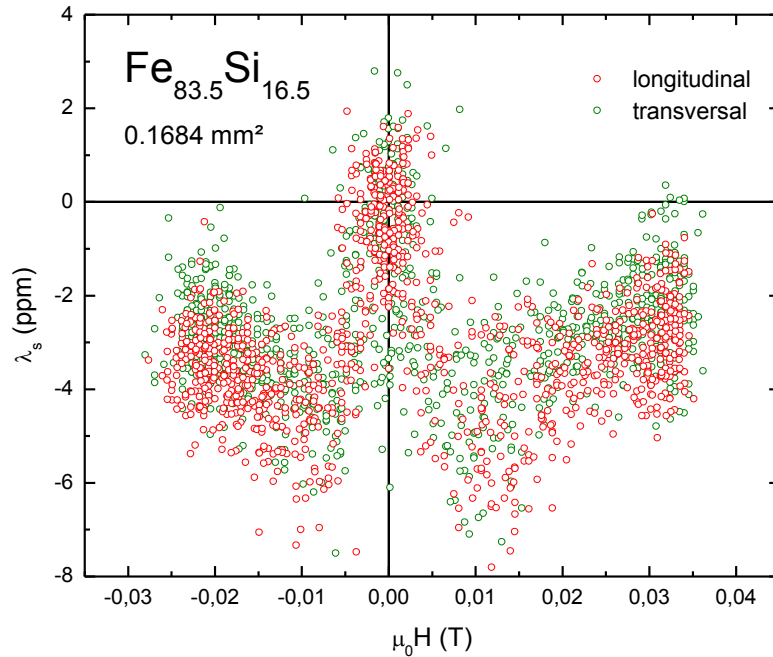


Abb. 4.4.2 DMS-Messung der Magnetostriktion an $\text{Fe}_{83.5}\text{Si}_{16.5}$

4.5. $\text{Fe}_{56.7}\text{Ni}_{10}\text{Si}_{33.3}$

Im Zuge der magnetischen Charakterisierung einer polykristallinen $\text{Fe}_{56.7}\text{Ni}_{10}\text{Si}_{33.3}$ Probe wurde ebenfalls deren Magnetostriktion gemessen [G14]. Nach neuerlichen Untersuchungen wurde eine $\theta(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{Si}$ Phase hexagonaler Kristallstruktur mittels Röntgendiffraktometrie entdeckt [A09], und so galt es die magnetischen Eigenschaften dieser vielleicht interessanten Legierung für mögliche technische Anwendungsbereiche zu bestimmen. Obwohl weichmagnetische Eigenschaften bestätigt werden konnten [A11], erkennt man anhand der Magnetisierungsmessung einer zylinderförmigen Probe (Abb. 4.5.1), dass sowohl das zur Sättigung benötigte äußere magnetische Feld von über $\mu_0 H_s > 3 \text{ T}$ als auch die geringe magnetische Sättigung an sich gegen eine technische Anwendung dieses Materials sprechen. Entsprechend der zylindrisch Form wurde das innere magnetische Feld H_{int} mit einem konstanten, geometrieabhängigen Entmagnetisierungsfaktor von $N = 0.331$ berechnet:

$$H_{int} = H_{ext} - NM, \quad (98)$$

wobei H_{ext} das außen angelegte Magnetfeld und $H_d = -NM$ das entmagnetisierende Feld beschreibt.

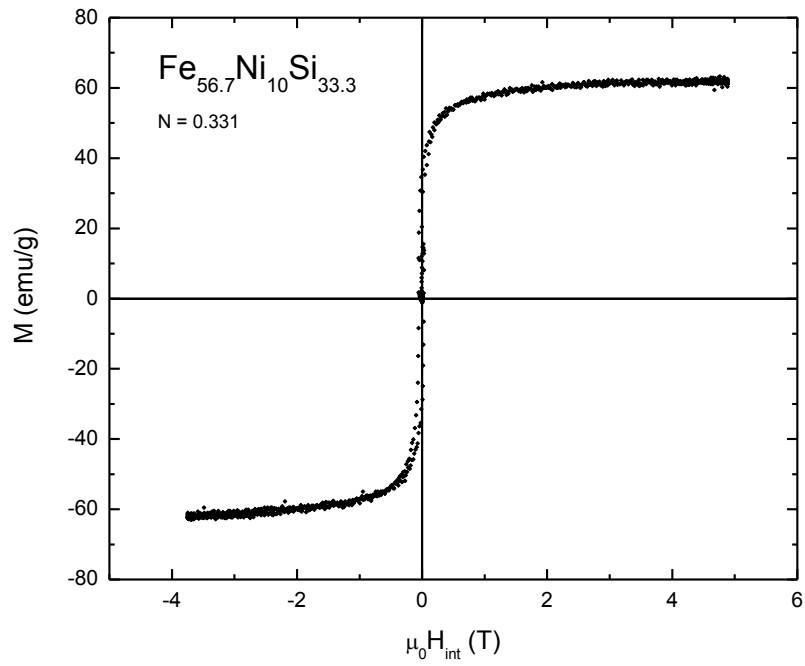


Abb. 4.5.1 Magnetisierungskurve der $\text{Fe}_{56.7}\text{Ni}_{10}\text{Si}_{33.3}$ Probe

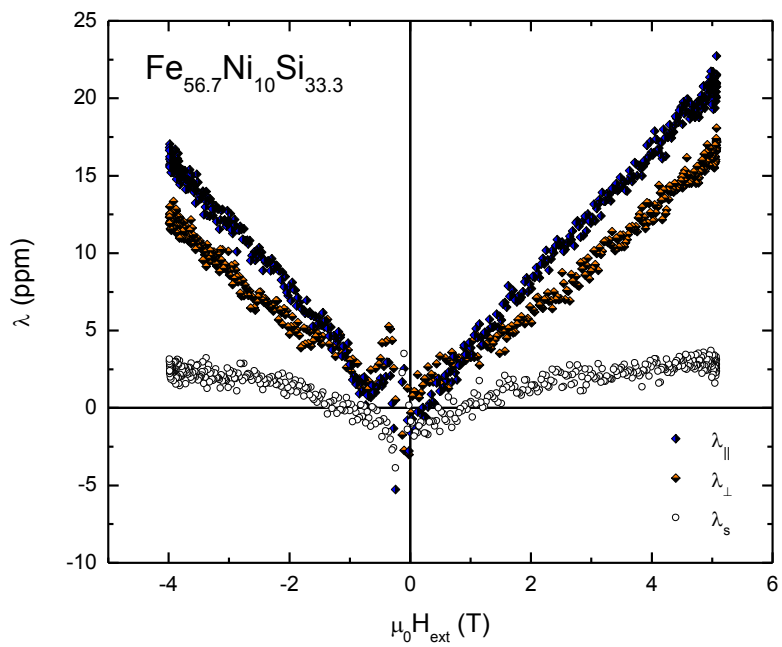


Abb. 4.5.2 Magnetostraktion gemessen an polykristallinem $\text{Fe}_{56.7}\text{Ni}_{10}\text{Si}_{33.3}$

Die dazugehörigen Magnetostruktionsmessungen wurden mittels DMS in einem Magnetfeld bis zu 5 T durchgeführt (Abb. 4.5.2), wobei die Magnetostruktion einen fast linearen Zusammenhang mit dem Feld zeigt. Dabei ergibt die nach (85) berechnete Sättigungsmagnetostruktion λ_s einen ungefähren Wert von 3 ppm, wobei die jeweilige Magnetostruktion parallel λ_{\parallel} und senkrecht zum magnetischen Feld λ_{\perp} zu keiner Sättigung führt. Ausgehend von der Berechnung der Sättigungsmagnetostruktion durch Subtraktion der mit H ansteigenden Magnetostruktione λ_{\parallel} minus λ_{\perp} und dem daraus resultierenden Erreichen eines konstanten Sättigungswertes kann man davon ausgehen, dass der normalerweise verschwindend kleine Beitrag der richtungsunabhängigen Becker-Döring-Magnetostruktionskonstante h_0 aus Gleichung (31) entscheidenden Einfluss auf die resultierende Magnetostruktion der jeweiligen Richtungen hat. Dieser Beitrag der richtungsunabhängigen Kristalldeformation, begründet durch die Austauschwechselwirkung (13), kann als Volumsmagnetostruktion identifiziert werden und überwiegt im Falle der $\text{Fe}_{56.7}\text{Ni}_{10}\text{Si}_{33.3}$ Probe wie man es sich für FeNi Legierungen erwarten würde [M31]. Da die Volumsmagnetostruktion sowohl für λ_{\parallel} als auch für λ_{\perp} den gleichen zu H proportionalen Beitrag der erzwungenen Magnetostruktion für hohe Magnetfelder (> 1 T) liefert (Abb. 4.5.3), kommt es hier zu keiner Sättigung, wobei die berechnete Sättigungsmagnetostruktion in diesem Fall vielmehr als Differenz der richtungsabhängigen Beiträge der Magnetostruktion zu sehen ist, welche, wie zu erwarten war, magnetisch sättigen. Der Kristalleffekt für Eisen und Nickel liefert hinsichtlich einen der Magnetostruktion entgegengesetzten Beitrag. Eine technische Anwendung von $\text{Fe}_{56.7}\text{Ni}_{10}\text{Si}_{33.3}$ im Bereich magnetoelastischer Sensoren ist auf Grund der sehr kleinen dominanten Volumsmagnetostruktion auszuschließen.

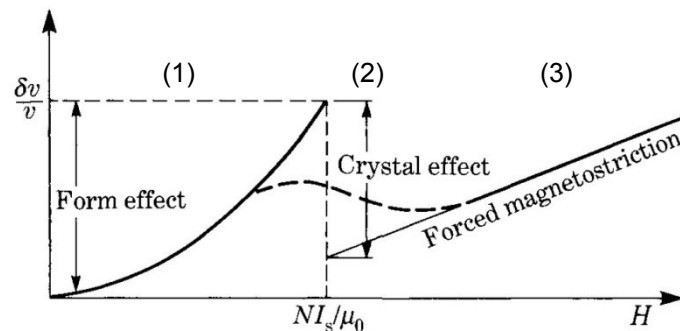


Abb. 4.5.3 Volumsmagnetostruktion bei ansteigendem Magnetfeld: (1) von der Entmagnetisierungsenergie abhängiger Formeffekt $\propto H^2$, (2) Kristalleffekt der Rotationsmagnetisierung, (3) erzwungene Magnetostruktion $\propto H$ [B39]

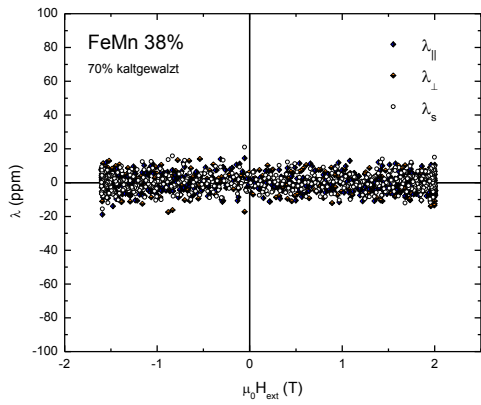
4.6. Fe_{100-x}Mn_x

Mehrere Publikationen von J. Zhang berichten von einer äußerst hohen Magnetostriktion von mehreren hundert ppm antiferromagnetischer, polykristalliner Fe_{100-x}Mn_x Legierungen [P06, Z09, H09]. Es wird sogar von einer gigantischen Magnetostriktion von über 1000 ppm für mittels Kaltwalzen mechanisch umgeformte Proben berichtet [M09]. Diese für technische Anwendungen sehr interessanten, publizierten Resultate sollten daher verifiziert werden. Nachdem schon zuvor Ergebnisse für unverformte, polykristalline Fe_{100-x}Mn_x Proben von unter 2 ppm vorlagen und dieses Ergebnis sowohl durch Magnetostruktionsmessungen mittels DMS als auch mit Hilfe eines kapazitiven Dilatometers bestätigt wurde [R98, R14], sollte ein möglicher Einfluss auftretender Textur durch Verformung untersucht werden. Dazu wurden zu 70% kaltgewalzte Fe_{100-x}Mn_x Proben mit $x = 38, 42, 46, 50$ und 55 verwendet und im Pulsfeld mittels DMS hinsichtlich ihrer Magnetostriktion in Walzrichtung gemessen (Abb. 4.6.1).

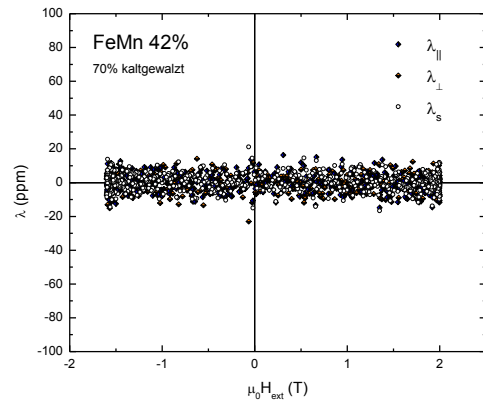
Auf Grund früherer Publikationen und der entsprechend hohen zu erwartenden Magnetostriktion, wurde auf Kosten der Auflösung eine geringe Brückenspannung von 0.5 V gewählt, um mögliche durch Eigenerwärmung des DMS hervorgerufene Messfehler ausschließen zu können. Wie aus Abb. 4.6.1 für alle Zusammensetzungen ersichtlich ist, bestätigt sich jedoch das Ergebnis geringer Magnetostriktion ($\lambda_s < 10\text{ ppm}$) auch für die kaltgewalzten Fe_{100-x}Mn_x Proben. Es bleibt weiterhin unklar, wie es nach Messungen von T. Ma und J. Zhang zu derartig hohen Magnetostruktionswerten gekommen ist.

4. Resultate und Diskussion

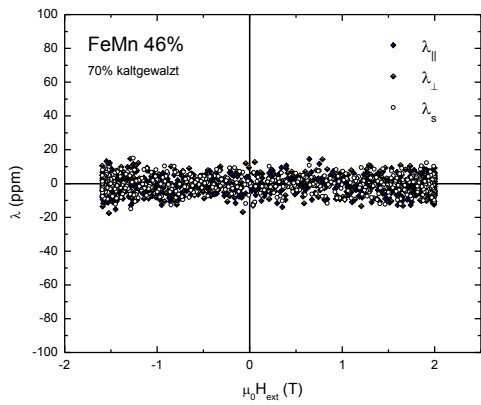
(a)



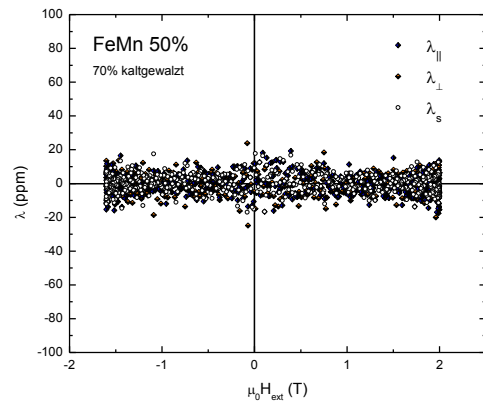
(b)



(c)



(d)



(e)

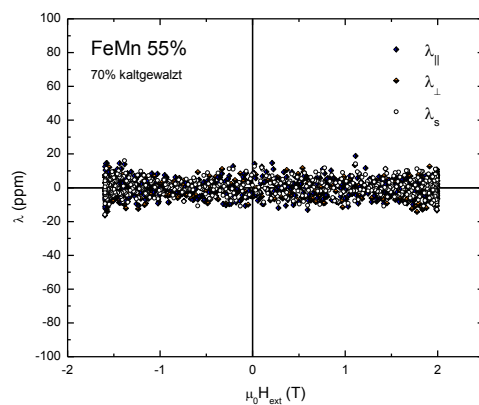


Abb. 4.6.1 DMS-Magnetostruktionsmessungen kaltgewalzter $\text{Fe}_{100-x}\text{Mn}_x$ Proben

4.7. Ni-Ringkerne

Als eines der drei bei Raumtemperatur ferromagnetischen Elemente ist Nickel hinsichtlich seiner magnetischen Eigenschaften wohl bekannt und mehrfach untersucht. Nach dem erstmaligen Nachweis der Magnetostriktion an Eisen 1842 [J42], damals noch als Joule Effekt bekannt, folgten vergleichbare Messungen an Kobalt und Nickel [M23, L55]. Im Falle von Nickel zeigte sich dabei ein ausgeprägtes, hysteretisches Verhalten der Magnetostriktion wie in Abb. 4.7.1 (b) zu erkennen ist. Sowohl in Abhängigkeit vom angelegten Feld als auch in Bezug auf die Magnetisierung erhält man einen sogenannten *Butterfly* als Hysterese der Magnetostriktion.

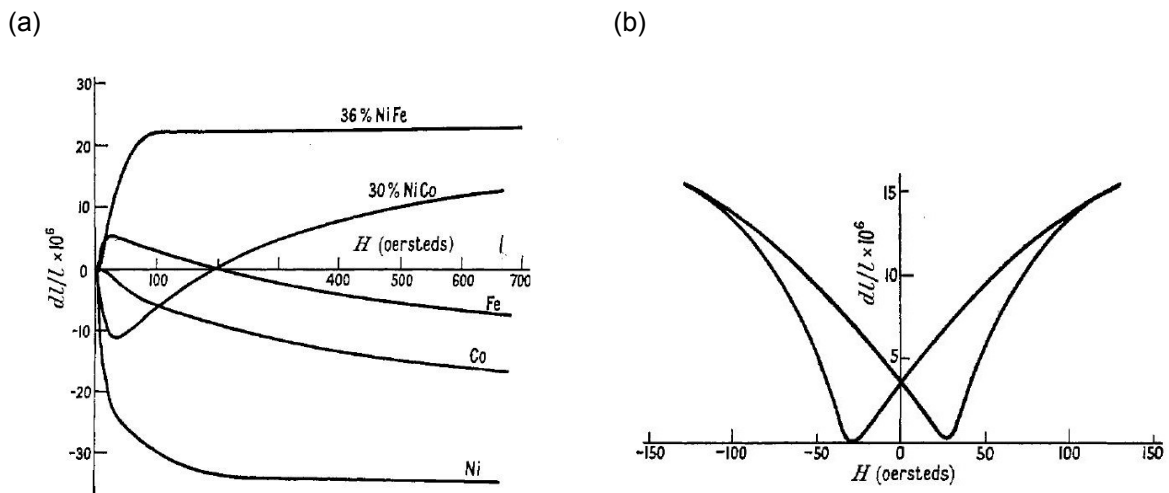


Abb. 4.7.1 Magnetostruktionsmessungen bei Raumtemperatur: (a) Vergleich ferromagnetischer 3d-Elemente, (b) magnetostruktive Hysterese von Nickel [L55]

Normalerweise wird die Magnetostriktion eines Materials im statischen Feld (Elektromagnet oder supraleitende Spule) gemessen. Viele weichmagnetische Materialien werden jedoch bei 50 Hz (beziehungsweise 60 Hz) verwendet. Das Magnetostruktionsverhalten bei diesen oder höheren Frequenzen wird jedoch selten untersucht. Zur Realisierung einer derartigen praxisnahen frequenzabhängigen Magnetostruktionsmessung, wurden entsprechend Abb. 4.7.2 Dehnungsmessstreifen direkt auf Ni-Ringkerne aufgeklebt. Nur durch die Verwendung einer 50 kHz Trägerfrequenz AC-Brücke sind dynamische Magnetostruktionsmessungen bis zu mehr als 1 kHz möglich. Gleichzeitig sollte man an diesen Ringkernen die Frequenzabhängigkeit der Hysterese messen. Zu diesem Zweck wird eine Primärspule zur Felderzeugung sowie eine Sekundärwicklung als Pick-up Spule für die Magnetisierungsmessung (Messkarte NI PCI-6120) aufgebracht. Aus den Messergebnissen der parallel und senkrecht zum erzeugten Magnetfeld liegenden DMS wurde so nach Gleichung (85) (Annahme: isotropes, texturfrees Material) die Magnetostriktion λ_s bestimmt, wobei ein dritter DMS ohne direkten mechanischen

Kontakt zur Probe als *Dummy* zur Kompensation der Erwärmung und des Magnetowiderstandes diene.

Um den Einfluss innerer Spannungen auf die magnetische Hysterese zu zeigen, wurde sowohl an einem unverformten als auch an einem SPD-verformten (*Severe Plastic Deformation*) Ni-Ring die magnetische Polarisation J und Magnetostriktion λ_s frequenzabhängig gemessen.

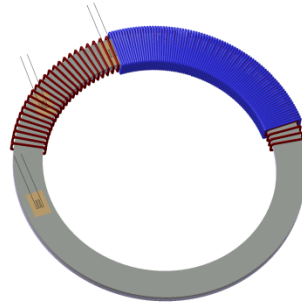


Abb. 4.7.2 Schematische Darstellung einer Toroidspule mit Primär- und Sekundärwicklung, sowie angebrachten DMS am Ringkern zur Messung der Magnetostriktion [H14]

Derartige Messungen beginnt man immer im entmagnetisierten Zustand, um den nach Gleichung (59) definierten Nullpunkt der Magnetostriktion λ als relative Längenänderung zwischen magnetisiertem und entmagnetisiertem Zustand zu kennen, da sowohl Magnetisierung als auch Magnetostriktion eine Remanenz aufweisen, wie in Abb. 4.7.3 anhand der 5 Hz Messung der verformten und unverformten Ni-Probe zu erkennen ist. In den folgenden frequenzabhängigen Hysterese-Messungen wird auf die Darstellung der Neukurve zur besseren Übersichtlichkeit verzichtet.

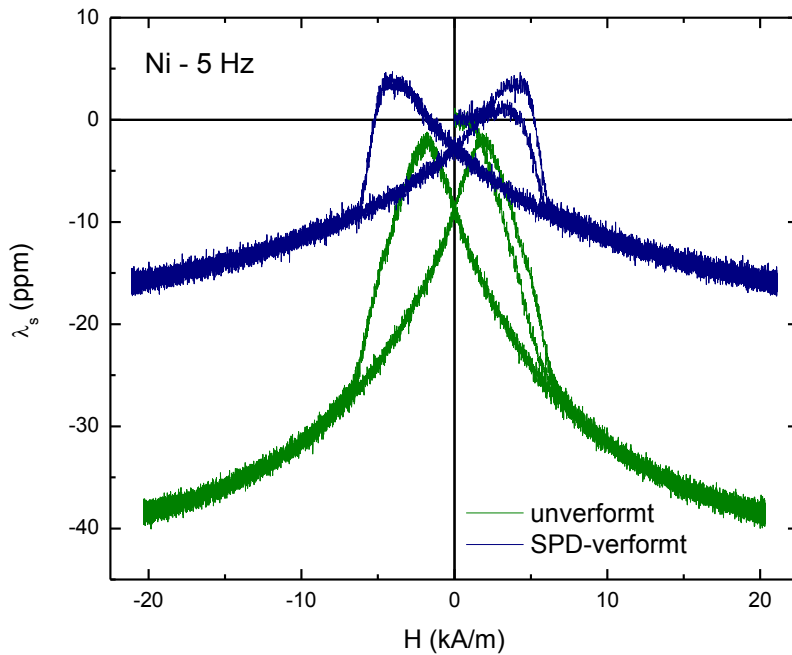
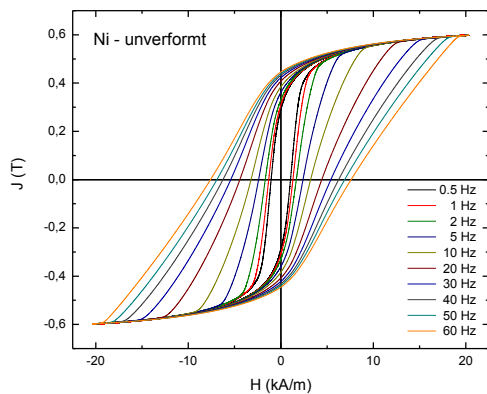


Abb. 4.7.3 DMS-Magnetostruktionsmessung der Ni-Ringe bei 5 Hz mit Neukurve

(a)



(b)

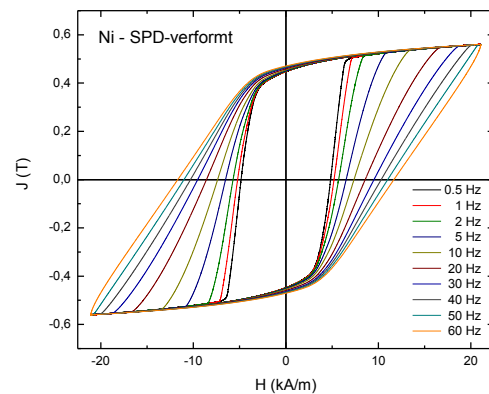


Abb. 4.7.4 Hysteresis-Messungen des (a) unverformten und (b) SPD-verformten Ni-Rings

Abb. 4.7.4 zeigt den durch Verformung hervorgerufenen Unterschied der frequenzabhängigen magnetischen Polarisierung, wobei die durch die Hysteresekurven aufgespannten Flächen den von der Frequenz f abhängigen, magnetischen Verlusten $W_{mag} = P_{mag}/f$ des Materials entsprechen.

$$\frac{P_{mag}}{f} = \int_V \frac{d^3r}{V} \int_0^{1/f} |\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)|^2 \rho dt \quad (99)$$

Die totalen Verluste ließen sich abhängig von der elektrischen Stromdichte \mathbf{j} und dem spezifischen Widerstand ρ zeitlich über das Volumen V der Probe berechnen, wobei dies implizieren würde, dass das dynamische Verhalten der fließenden Ströme in Bezug auf Zeit und Ort mit all seinen Abhängigkeiten hinsichtlich der Bewegung der Domänenwände, Geometrie, Mikrostruktur und vielem mehr, bekannt wäre [B98].

Eine sinnvolle Unterteilung der magnetischen Verluste in die auftretenden zu erwartenden Effekte kann man dennoch treffen und diese als Summe statischer Verluste P_{stat} , primär abhängig von der Mikrostruktur des Materials und deren magnetische Eigenschaften, klassischer Wirbelstromverluste P_w , hervorgerufen durch Wirbelströme bei Eindringen des magnetischen Feldes, und anormaler Verluste P_{an} , begründet durch die Bewegung der magnetischen Domänen und deren Verhalten während des Magnetisierungsprozesses, annehmen:

$$P_{mag} = P_{stat} + P_w + P_{an}. \quad (100)$$

Der klassische Anteil der Wirbelstromverluste P_w lässt sich dabei direkt über die Maxwell-Gleichungen (101) bestimmen, wobei y dem Eindringen der magnetischen Induktion \mathbf{B} der Probe entspricht.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial y} &= \mathbf{j} \\ \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial y} &= \frac{1}{\rho} \frac{d\mathbf{B}}{dt} \end{aligned} \quad (101)$$

Unter der Annahme, dass jenes Eindringen bei einer Probe der Dicke d stufenförmig genähert von beiden Seiten senkrecht zum angelegten magnetischen Feld H für

$$\begin{array}{cc} \text{ansteigende} & \text{abfallende Induktion} \\ y_F(t) = \pm \frac{d}{4} \left[\frac{B(t)}{B_{max}} - 1 \right] & \text{und} & y_F(t) = \mp \frac{d}{4} \left[\frac{B(t)}{B_{max}} + 1 \right] \end{array} \quad (102)$$

stattfindet, lassen sich die klassischen Wirbelstromverluste

$$\frac{P_w}{f} = \frac{d^2}{8\rho} \int_0^{1/f} \left[\frac{B(t)}{B_{max}} \left| \frac{dB}{dt} \right| \frac{dB}{dt} + \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \right] dt \propto B_{max}^2 f \quad (103)$$

direkt in Abhängigkeit von der Form der Zeitabhängigkeit der Induktion $B(t)$ berechnen [B98]. Dabei findet sich eine direkte Frequenzabhängigkeit der klassischen

Wirbelstromverluste. Betrachtet man nun die gesamten magnetischen Verluste W_{mag} kann man neben den frequenzunabhängigen statischen Hystereseverlusten W_{stat} ebenfalls den anormalen Verlusten W_{an} eine $f^{1/2}$ -Frequenzabhängigkeit zuordnen:

$$\frac{P_{mag}}{f} = W_{mag}(f) = W_{stat} + W_w f + W_{an} f^{1/2}. \quad (104)$$

Vergleicht man nun die frequenzabhängigen Hysterese-Messungen der magnetischen Polarisation $J(H)$ (Abb. 4.7.4) mit jenen der Differenz λ_s der parallelen und senkrechten Magnetostriktion (Abb. 4.7.5, Abb. 4.7.6), berechnet nach Gleichung (85), erkennt man, dass entsprechend der Verformung die statischen Verluste W_{stat} signifikant zugenommen haben, was sich in der Fläche der Hysterese der magnetischen Polarisation widerspiegelt. In Bezug auf die Hysterese der Magnetostriktion erkennt man nach SPD-Verformung (Abb. 4.7.6) im Vergleich zum unverformten Ni-Ring (Abb. 4.7.5) nicht nur eine Änderung der Remanenz, sondern auch eine geringere aufgespannte Fläche der Hysteresekurve der Magnetostriktion.

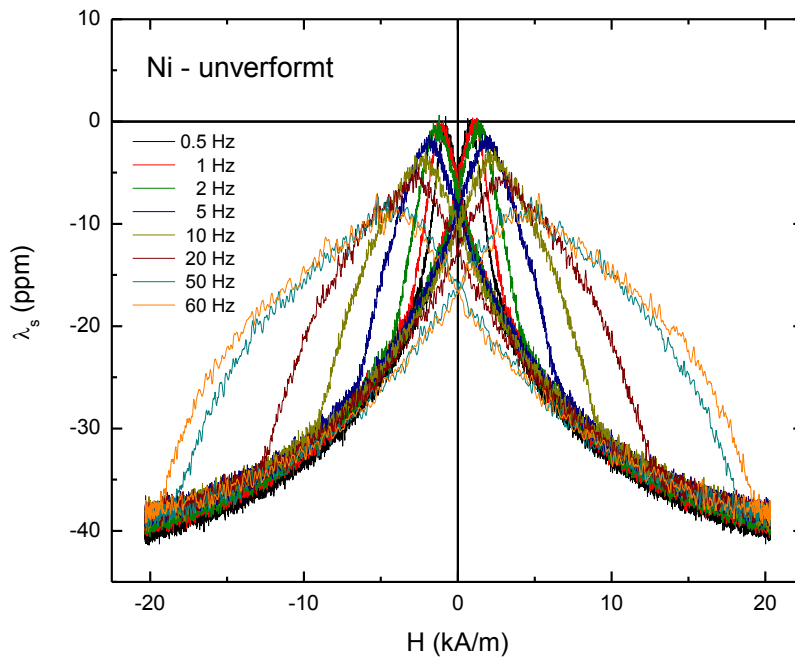


Abb. 4.7.5 DMS-Magnetostruktionsmessung des unverformten Ni-Rings

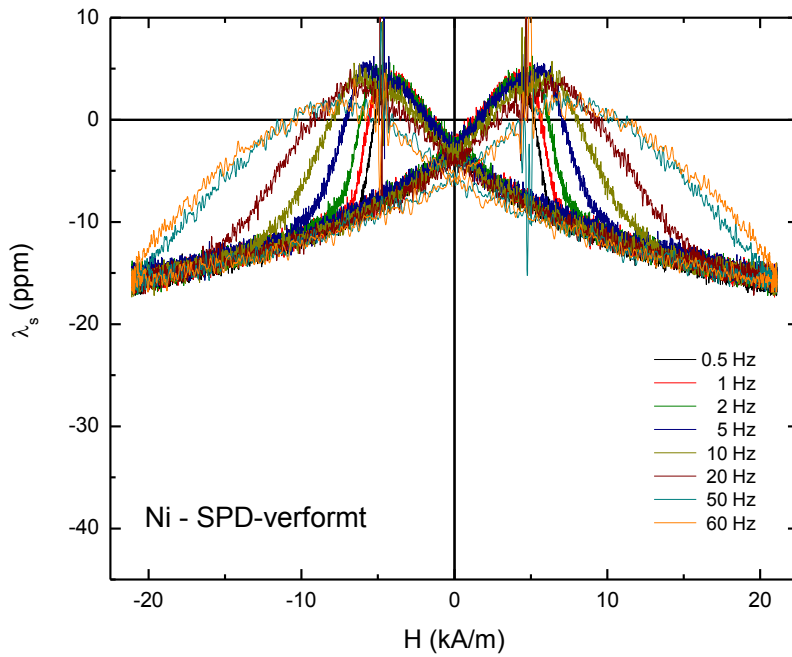


Abb. 4.7.6 DMS-Magnetostruktionsmessung des SPD-verformten Ni-Rings

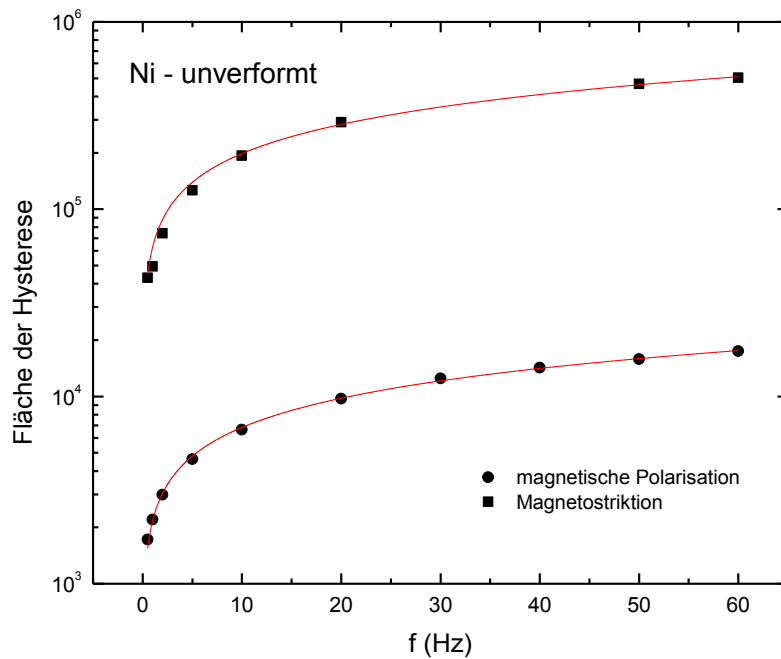


Abb. 4.7.7 Frequenzabhängige Darstellung der Hystereseflächen von magnetischer Polarisation und Magnetostraktion des unverformten Ni-Rings

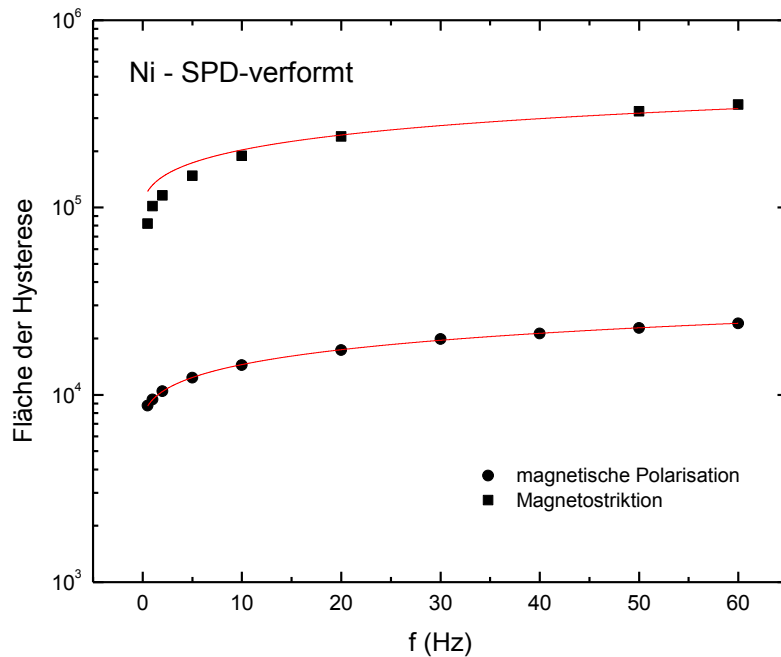


Abb. 4.7.8 Frequenzabhängige Darstellung der Hystereseflächen von magnetischer Polarisation und Magnetostriktion des SPD-verformten Ni-Rings

Das frequenzabhängige Verhalten der aufgespannten Flächen der Magnetostruktionsmessungen $\lambda(H)$ stimmt mit jenem der Polarisationsmessungen $J(H)$ prinzipiell überein und ist über einen von der Verformung abhängigen multiplikativen Faktor k_E korreliert, wie in Abb. 4.7.7 für den unverformten und in Abb. 4.7.8 für den SPD-verformten Ring zu erkennen ist.

$$W_\lambda(f) = k_E \cdot W_{mag}(f) \quad (105)$$

Dabei wurde die gefittete frequenzabhängige Kurve der gesamten magnetischen Verluste W_{mag} ausschließlich um den Faktor k_E auf der logarithmischen Skalar parallel verschoben. Für den unverformten Ni-Ring findet man so mit $k_E^{unv} = 29 \text{ m}^2\text{N}^{-1}\text{Am}^{-1}$ eine sehr gute Übereinstimmung zum Messergebnis. Hinsichtlich der SPD-verformten Probe erhält man mit $k_E^{SPD} = 14 \text{ m}^2\text{N}^{-1}\text{Am}^{-1}$ eine Übereinstimmung mit größerem Fehler im niederfrequenten Bereich. Dies ist wahrscheinlich bedingt durch den größeren Fehler bei Integration kleinerer Flächen bei gleichbleibendem Rauschverhalten der Messung, wie auch durch systematisch auftretendes Rauschen der Magnetostriktion bei statischem Koerzitivfeld H_{c0} der Magnetisierung (Abb. 4.7.6).

Daher kann man davon ausgehen, dass sich diese von der Verformung abhängige Korrelation reziprok zum inneren Spannungszustand σ_i verhält und gleichzeitig von der magnetoelastische Ausdehnung ε_{me} abhängig ist. Begründet durch die Tatsache, dass

Nickel sowohl einen ausgeprägten *Butterfly* der Magnetostruktionskurve als auch einen sehr hohen $\Delta(1/E)$ -Wert von ca. 20 % bei Raumtemperatur besitzt [K43], liegt es nahe eine entsprechende Annahme der Abhängigkeit zu treffen.

$$k_E \propto \Delta \left(\frac{1}{E} \right) M_s \propto \frac{M_s \varepsilon_{me}}{\sigma_i} \quad (106)$$

Entsprechend Gleichung (51) kann man ausgehend vom Einfluss der magnetischen Energie ϕ_{mag} eine Abhängigkeit der Kopplungskonstante α erkennen, welche die magnetische Wechselwirkung der Domänen beschreibt. Zusammenfassend kann man daher sagen, dass der multiplikative k_E -Faktor sowohl vom inneren Spannungszustand des Materials als auch von dessen Mikrostruktur abhängig ist. Der *Butterfly* der Magnetostruktionskurve spiegelt dabei auf Grund der untrennbaren Verknüpfung zwischen Magnetisierung und Magnetostruktion (45), entsprechend der Hysterese der Magnetisierung, ebenfalls die Effekte des Magnetisierungsprozesses wider und lässt sich zur Bestimmung der magnetischen Verluste nach gleichem Modell (104) heranziehen.

5. Zusammenfassung

Die Charakterisierung magnetisch ordnender Materialien hinsichtlich ihrer magnetostriktiven Eigenschaften ist, sowohl im Anwendungsbereich von Aktuatoren, wo hohe Magnetostriktion entsprechend eines guten magnetomechanischen Kopplungsfaktors entscheidend ist, als auch im Bereich industrieller Nutzung weichmagnetischer Materialien mit geringer Magnetostriktion zur Energieverlustminimierung, von großer Bedeutung.

Um eine einfache und vor allem leicht reproduzierbare Bestimmung der Magnetostriktion gewährleisten zu können, muss dazu eine geeignete Messmethode gewählt werden. Abhängig von der vorhandenen Probengeometrie, den magnetischen wie auch mechanischen Eigenschaften des Materials, sowie vorhandener Spannungszustände beziehungsweise Textur, ist die Wahl der zu verwendenden Messung zu treffen. Um diese Problematik genauer zu untersuchen, wurden spannungsabhängige Hysterese-Messungen durchgeführt, die Small-Angle Magnetization Rotation (SAMR)-Methode angewandt und Dehnungsmessstreifen (DMS) zur Bestimmung der Magnetostriktion verwendet, und deren Messergebnisse verglichen.

Anhand eines amorphen $\text{Co}_{71}\text{Fe}_4\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$ Bandes geringer negativer Magnetostriktion, welches mittels *melt spinning* hergestellt wurde, konnte gezeigt werden, dass die Sättigungsmagnetostriktion durch spannungsabhängige Hysterese-Messungen gut bestimmbar ist. An einem polykristallinen $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$ *melt spinning* Band konnten über spannungsabhängige Messungen der Hystereseschleife mittels Einmündungsgesetz (*Law of Approach to Saturation*) sowohl der innere Spannungszustand also auch die materialspezifischen Anisotropiekonstanten bestimmt werden. Es wurde gezeigt, welchen enormen Einfluss ein zur Sättigung des Materials nicht ausreichendes externes Magnetfeld bei der SAMR-Methode auf das Messergebnis haben kann, sowie auch die Sensibilität der SAMR-Methode hinsichtlich der Sättigungsmagnetostriktion ($\propto 1/\lambda_s^2$) hervorgehoben.

Sowohl an $\text{Fe}_{85}\text{Ga}_{15}$, $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{Si}_1\text{B}_{15}$, wie auch $\text{Fe}_{83.5}\text{Si}_{16.5}$ *melt spinning* Bändern wurden DMS-Messungen im Pulsfeld und SAMR-Messungen unter Zugspannung durchgeführt, um die erhaltenen Messergebnisse der Magnetostriktion vergleichen beziehungsweise evaluieren zu können. Entsprechend der Probengeometrie stellt die spannungsfreie Befestigung von DMS an 20-40 μm dünnen Bändern eine gewisse Herausforderung dar und oftmals lässt sich eine geringfügige Biegung beziehungsweise Bewegung durch den Feldpuls nicht völlig ausschließen. Gleichzeitig ermöglicht die SAMR-Methode eine höhere Messgenauigkeit bei Materialien sehr kleiner Magnetostriktion wie am Beispiel von $\text{Fe}_{83.5}\text{Si}_{16.5}$ gezeigt wurde. Über kleine lokale Inhomogenitäten innerhalb des Messbereichs wird bei Bestimmung der Sättigungsmagnetostriktion gemittelt und man gelangt einfach zu reproduzierbaren Resultaten, wogegen die DMS-Messung die lokale

Längenänderung im Bereich des Messgitters abhängig von lokalen Spannungszuständen wiedergibt, wie Messungen an $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{18}\text{Si}_1\text{B}_{15}$ zeigten.

Man muss jedoch bedenken, dass die SAMR-Methode zur Magnetostruktionsmessung in Bezug auf die Geometrie der Probe auf dünne Bänder beziehungsweise Drähte beschränkt ist. Außerdem setzt sie eine gewisse mechanische Elastizität voraus, um eine ausreichende externe Zugspannung zur Messung der Magnetostruktion zu gewährleisten, und ist im Bereich hoher Magnetostruktion nicht sehr empfindlich. Weiters liefert die SAMR-Methode ausschließlich den Sättigungswert λ_s der Magnetostruktion in Richtung der angelegten Zugspannung, wogegen man bei einer Messung mit DMS, welche weitgehend von der Probengeometrie unabhängig ist, in Abhängigkeit vom angelegten Feld die lokale Längenänderung bestimmen und somit die Magnetostruktion $\lambda(H)$ feldabhängig ermitteln kann. Effekte der Volumsmagnetostruktion, wie sie im Falle von polykristallinem $\text{Fe}_{56.7}\text{Ni}_{10}\text{Si}_{33.3}$ aufgetreten sind, lassen sich daher einfacher über konventionelle Messungen der feldabhängigen Längenänderung verschiedener Richtungen, wie es mittels DMS-Messungen möglich ist, bestimmen. Magnetostruktionsmessungen an kaltgewalzten, antiferromagnetischen, polykristallinen $\text{Fe}_{100-x}\text{Mn}_x$ Bulk-Proben unterschiedlicher Zusammensetzungen wurden daher ebenfalls mittels DMS zur Bestätigung beziehungsweise Diskussion publizierter Messergebnisse durchgeführt.

Die feldabhängige Messung der Magnetostruktion $\lambda(H)$ kann auch dazu verwendet werden um das hysteretische Verhalten der Magnetostruktion, dem sogenannten *Butterfly*, zu bestimmen. Anhand von frequenzabhängigen Magnetostruktionsmessungen mittels DMS an Ni-Ringkernen wurde der Einfluss innerer Spannungen, hervorgerufen durch Verformung, gezeigt. Weiters wurden deren Messergebnisse mit jenen frequenzabhängiger Messungen der magnetischen Polarisierung verglichen. Auf Grund der untrennbaren Verknüpfung zwischen Magnetisierung und Magnetostruktion und dem resultierenden Einfluss auf die magnetoelastische Ausdehnung, beschrieben durch den ΔE -Effekt, lassen sich die frequenzabhängigen Effekte des Magnetisierungsprozesses ebenso durch Messung der Frequenzabhängigkeit der Magnetostruktion beschreiben. So spiegeln sowohl die aufgespannten Flächen der Hysteresekurven der Magnetisierung, als auch jene der Magnetostruktion das frequenzabhängige Verhalten der magnetischen Verluste wider. Die entsprechenden Flächen sind dabei über einen, von der inneren Spannung abhängigen, multiplikativen konstanten Faktor k_E korreliert. Weitere Untersuchungen unterschiedlicher magnetischer Materialien hinsichtlich dieses Verhaltens sind notwendig.

Literaturverzeichnis

- [A11] S. Ackerbauer, K. Hiebl, W. Schnelle, F. Weitzer und J. C. Schuster, *(Fe,Ni)₂Si, a new soft magnetic phase*, Proceedings of International Conference SCTE **170**, 370 (2011).
- [A09] S. Ackerbauer, N. Krendelsberger, F. Weitzer, K. Hiebl und J. C. Schuster, *The constitution of the ternary system Fe-Ni-Si*, Intermetallics **17**, 414 (2009).
- [A30] N. S. Akulov, *Beweis der Unmöglichkeit spontaner Magnetisierung*, Zeitschrift für Physik **64**, 559 (1930).
- [B39] R. Becker und W. Döring, *Ferromagnetismus*, (Springer, 1939).
- [B30] R. Becker und M. Kersten, *Die Magnetisierung von Nickeldraht unter starkem Zug*, Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei **64**, 660 (1930).
- [B40] R. Becker und H. Polley, *Der Einfluß innerer Spannungen auf das Einmündungsgesetz bei Nickel*, Annalen der Physik **429**, 534 (1940).
- [B98] G. Bertotti, *Hysteresis in magnetism: for physicists, materials scientists, and engineers*, (Academic Press, 1998).
- [B60] R. R. Birss, *The saturation magnetostriction of polycrystals*, Proceedings of the Physical Society **75**, 8 (1960).
- [B36] R. M. Bozorth, *Determination of ferromagnetic anisotropy in single crystals and in polycrystalline sheets*, Physical Review **50**, 1076 (1936).
- [B93] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism* (IEEE Press, 1993).
- [B37] W. F. Brown, *Domain Theory of Ferromagnetics Under Stress*, Physical Review **52**, 325 (1937).
- [C09] S. Chikazumi und C. D. Graham, *Physics of Ferromagnetism*, (Oxford University Press, 2009).
- [C03] A. E. Clark, K. B. Hathaway, M. Wun-Fogle, J. B. Restorff, T. A. Lograsso, V. M. Keppens, G. Petculescu und R. A. Taylor, *Extraordinary magnetoelasticity and lattice softening in bcc Fe-Ga alloys*, Journal of Applied Physics **93**, 8621 (2003).
- [C07] H. Czichos und W. Daum, *Dubbel*, (Springer, 2007).
- [D11] J. Dean, M. T. Bryan, N. A. Morley, G. Hrkac, A. Javed, M. R. J. Gibbs und D. A. Allwood, *Numerical study of the effective magnetocrystalline anisotropy and magnetostriction in polycrystalline FeGa films*, Journal of Applied Physics **110**, 043902 (2011).

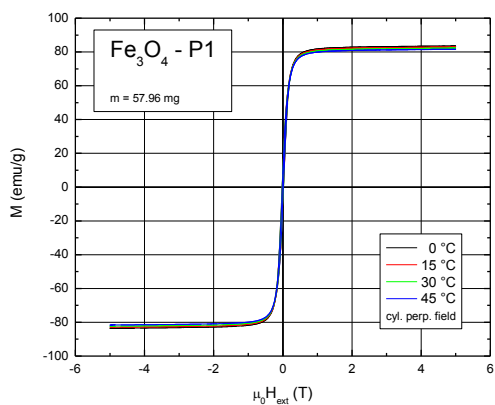
- [D02] J. Dudding, P. A. Knell, R. N. Cornelius, B. Enzberg-Mahlke, W. Fernengel, R. Grössinger, M. Küpferling, P. Lethuillier, G. Reyne, M. Taraba, J. C. Toussaint, A. Wimmer und D. Edwards, *A pulsed field magnetometer for the quality control of permanent magnets*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **242**, 1402 (2002).
- [E98] G. Exel, *Entwicklung eines automatischen Meßsystems zur Bestimmung magnetischer Kenngrößen*, (Diplomarbeit, Technische Universität Wien, 1998).
- [F68] J. J. M. Franse und G. De Vries, *The magnetocrystalline anisotropy energy of nickel*, Physica **39**, 477 (1968).
- [G78] R. Gersdorf und G. Aubert, *The fitting of several magnetic anisotropy constants to measured torque curves with an application to nickel*, Physica B+C **95**, 135 (1978).
- [G47] J. E. Goldman, *Magnetostriction of annealed and cold worked nickel rods*, Physical Review **72**, 529 (1947).
- [G71] D. E. Grady, *Origin of the Linear Term in the Expression for the Approach to Saturation in Ferromagnetic Materials*, Physical Review B **4**, 3982 (1971).
- [G14] R. Grössinger, M. Antoni, S. Sorta, M. Palm, J. C. Schuster und K. Hiebl, *Magnetic Properties of Fe_{56.7}Ni₁₀Si_{33.3}*, Magnetics, IEEE Transactions on **50**, 1 (2014).
- [G08] R. Grössinger, R. S. Turtelli, N. Mehmood, S. Heiss, H. Müller und C. Bormio-Nunes, *Giant magnetostriction in rapidly quenched Fe-Ga?*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **320**, 2457 (2008).
- [H14] S. Hartl, *Magnetic properties of deformed Electrical Steel*, (Diplomarbeit, Technische Universität Wien, 2014).
- [H09] A. He, T. Ma, J. Zhang, W. Luo und M. Yan, *Antiferromagnetic Mn₅₀Fe₅₀ wire with large magnetostriction*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **321**, 3778 (2009).
- [H28] W. Heisenberg, *Zur Theorie des Ferromagnetismus*, Zeitschrift für Physik **49**, 619 (1928).
- [H86] A. Hernando, M. Vázquez, V. Madurga, E. Ascasibar und M. Liniers, *Influence of the anisotropy on the "SAMR" method for measuring magnetostriction in amorphous ribbons*, Journal of magnetism and magnetic materials **61**, 39 (1986).
- [H98] D. Holzer, *Low temperature properties of soft magnetic materials*, (Dissertation, Technische Universität Wien, 1998).
- [J83] D. C. Jiles und D. L. Atherton, *Ferromagnetic hysteresis*, Magnetics, IEEE Transactions on **19**, 2183 (1983).
- [J86] D. C. Jiles und D. L. Atherton, *Theory of ferromagnetic hysteresis*, Journal of magnetism and magnetic materials **61**, 48 (1986).
- [J42] J. P. Joule, *On a new class of magnetic forces*, Sturgeon's Annals of Electricity **8**, 219 (1842).
- [K33] M. Kersten, *The Temperature Coefficient of the Modulus of Elasticity of Ferromagnetic Substances*, Zeitschrift für Physik **85**, 708 (1933).

- [K49] C. Kittel, *Physical Theory of Ferromagnetic Domains*, Reviews of Modern Physics **21**, 541 (1949).
- [K38] M. Kornetzki, *Connection between Young's modulus and damping of ferromagnetic materials*, Wissenschaftliche Veröffentlichung Siemens-Werke **17**, 48 (1938).
- [K43] W. Köster, *Contribution to knowledge of magnitude of σ_i on basis measurements of ΔE -effect in Ni*, Zeitschrift für Metallkunde **35**, 57 (1943).
- [L55] E. W. Lee, *Magnetostriction and magnetomechanical effects*, Reports on progress in physics **18**, 184 (1955).
- [M09] T. Ma, J. Zhang, A. He und M. Yan, *Improved magnetostriction in cold-rolled and annealed $Mn_{50}Fe_{50}$ alloy*, Scripta Materialia **61**, 427 (2009).
- [M31] Y. Masiyama, *On the magnetostriction of iron-nickel alloys*, Science Reports of the Tohoku Imperial University **20**, 574 (1931).
- [M23] P. McCorkle, *Magnetostriction and Magnetoelectric Effects in Iron, Nickel and Cobalt*, Physical Review **22**, 271 (1923).
- [M66] F. M. Mueller und M. G. Priestley, *Inversion of Cubic de Haas-van Alphen Data, with an Application to Palladium*, Physical Review **148**, 638 (1966).
- [N80] K. Narita, J. Yamasaki und H. Fukunaga, *Measurement of saturation magnetostriction of a thin amorphous ribbon by means of small-angle magnetization rotation*, Magnetics, IEEE Transactions on **16**, 435 (1980).
- [N54] L. Néel, *Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d'orientation*, Journal de Physique et le Radium **15**, 225 (1954).
- [N76] J. F. Nye, *Physical Properties of Crystals*, (Oxford University Press, 1976).
- [O20] H. C. Oersted, *Experiments on the effect of a current of electricity on the magnetic needle*, Annals of Philosophy **16**, 273 (1820).
- [P06] W. Y. Peng und J. H. Zhang, *Magnetostriction studies in an antiferromagnetic polycrystalline $Mn_{42}Fe_{58}$ alloy*, Applied Physics Letters **89**, 262501 (2006).
- [R04] S. Rafique, J. R. Cullen, M. Wuttig und J. Cui, *Magnetic anisotropy of FeGa alloys*, Journal of Applied Physics **95**, 6939 (2004).
- [R14] U. Rossa, *Kapazitive Magnetostriktionsmessungen an FeMn*, (Bachelorarbeit, Technische Universität Wien, 2014).
- [R98] M. Rotter, H. Müller, E. Gratz, M. Doerr und M. Loewenhaupt, *A miniature capacitance dilatometer for thermal expansion and magnetostriction*, Review of Scientific Instruments **69**, 2742 (1998).
- [S88] M. J. Sablik, G. L. Burkhardt, H. Kwun und D. C. Jiles, *A model for the effect of stress on the low-frequency harmonic content of the magnetic induction in ferromagnetic materials*, Journal of Applied Physics **63**, 3930 (1988).

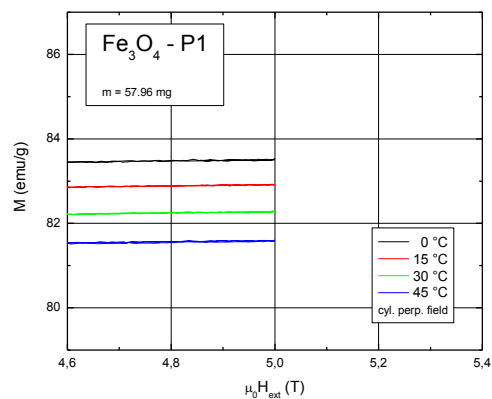
- [S93] M. J. Sablik und D. C. Jiles, *Coupled magnetoelastic theory of magnetic and magnetostrictive hysteresis*, *Magnetics*, IEEE Transactions on **29**, 2113 (1993).
- [S87] M. J. Sablik, H. Kwun, G. L. Burkhardt und D. C. Jiles, *Model for the effect of tensile and compressive stress on ferromagnetic hysteresis*, *Journal of Applied Physics* **61**, 3799 (1987).
- [SP88] P. Sanchez, E. Lopez, M. C. Sanchez Trujillo und C. Aroca, *Application of the SAMR method to high magnetostrictive samples*, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **75**, 233 (1988).
- [S08] R. Skomski, *Simple Models of Magnetism*, (Oxford University Press, 2008).
- [T39] M. Takagi, *On a statistical domain theory of ferromagnetic crystals*, *Science Reports of the Tohoku Imperial University* **28**, 20 (1939).
- [T14] Tokyo Sokki Kenkyujo Co. Ltd., *Developing Strain Gauges and Instruments - Strain Gauge Bridge* (2014).
- [V66] R. Vergne, *L'approche à la saturation de l'aimantation des corps ferromagnétiques polycristallins de structure cubique*, *Physica Status Solidi (b)* **14**, 143 (1966).
- [W10] P. Weiss, *Absolute Value of Intensity of Magnetization at Saturation*, *Journal of Physics* **9**, 373 (1910).
- [Z09] J. Zhang, T. Ma, A. He und M. Yan, *Structure, magnetostrictive, and magnetic properties of heat-treated $Mn_{42}Fe_{58}$ alloys*, *Journal of Alloys and Compounds* **485**, 510 (2009).

Anhang

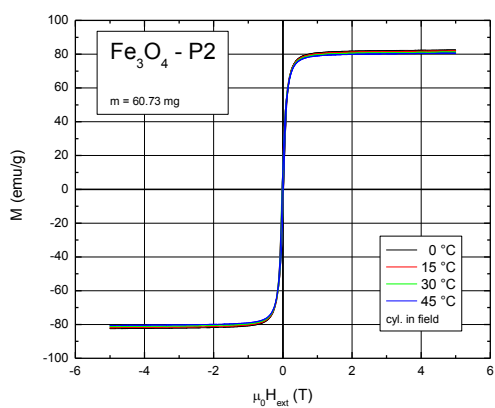
(1a)



(1b)



(2a)



(2b)

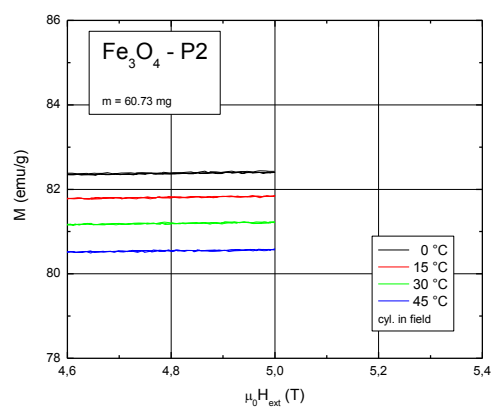


Abb. A-1 Fe_3O_4 Proben zur Kalibrierung der Hirst-Pulsfeldanlage, gemessen im Physical Property Measurement System (PPMS): (a) Hysterese zur Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung M_S , (b) Detailansicht der Temperaturabhängigkeit

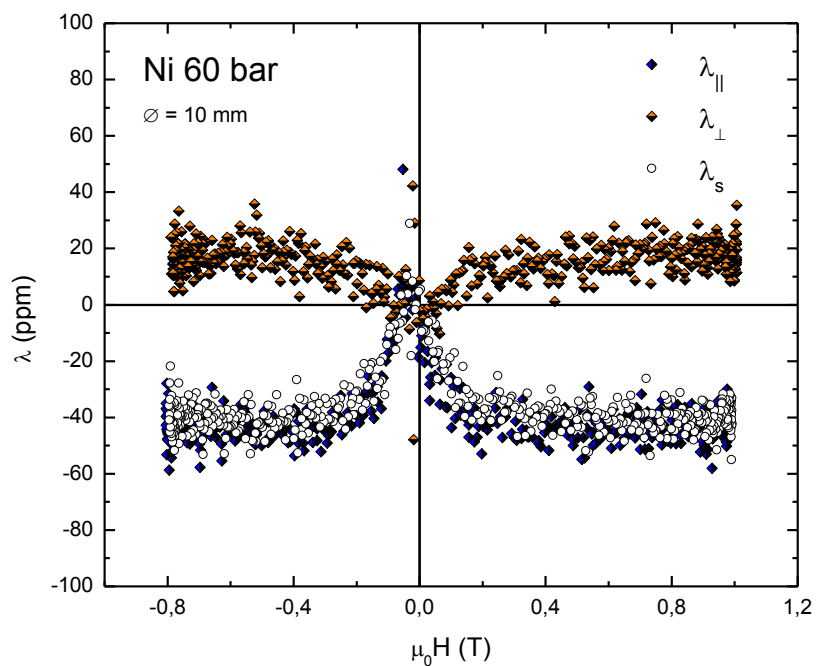


Abb. A-2 Ni Testmessung der Magnetostraktion im Hirst-Pulsfeld bei 0.5 V Brückenspannung

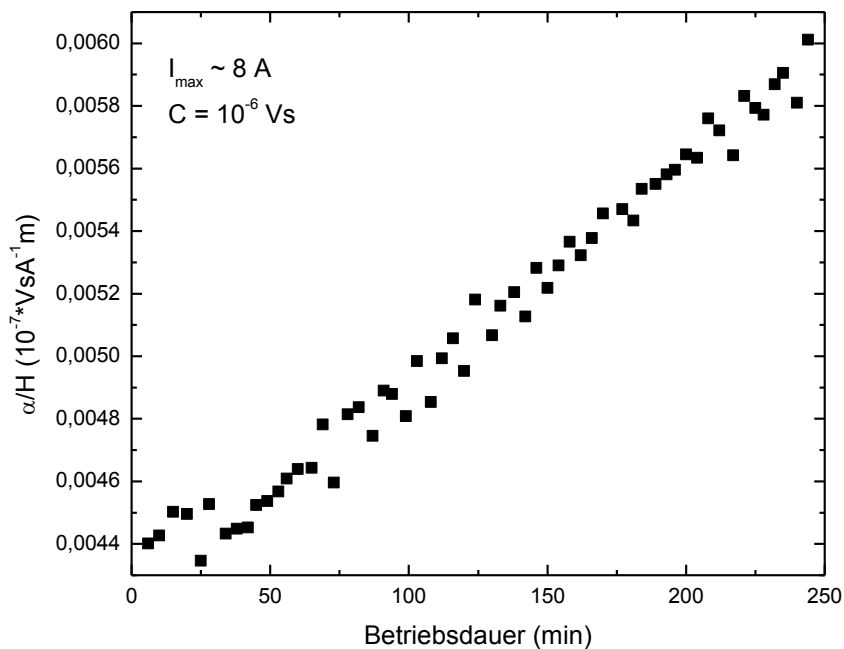


Abb. A-3 Einfluss der Erwärmung der kompensierten Pick-up Spule des SAMR-Hysteresograph [H98] bei Dauerbetrieb anhand der Steigung der Leermessung [E98]