Die approbierte Originalversion dieser Diplom-/Masterarbeit ist in der Hauptbibliothek der Technischen Universität Wien aufgestellt und zugänglich.
http://www.ub.tuwien.ac.at

The approved original version of this diploma or master thesis is available at the main library of the Vienna University of Technology.
http://www.ub.tuwien.ac.at/eng

Unterschrift Betreuer

TECHNISCHE UNIVERSITÄT WIEN
Vienna | Austria

Diplomarbeit

3D-Drucken von polymergebundenen Magnetwerkstoffen

Ausgeführt am Institut für

Festkörperphysik E138

der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von

Privatdoz. Dipl.-Ing. Dr.techn. Dieter Süss

durch

Khan Sirak, BSc.

Matrikelnummer: 0828492
Hickelgasse 4-6/2/3
1140 Wien

12. Mai 2016

Unterschrift Student

Abstract

In this diploma thesis polymer bounded magnetic materials were printed with a 3d-printer. In cooperation with Magnetfabrik Bonn and the company Infineon a polymer bounded magnetic materials filament for a 3d-printer, which was equipped with two extruder's, was designed.
Initially proper settings were tested to obtain good results with with the provided PLA filaments. The next step of the thesis was to build a set-up for the short cylinder-shaped magnetic filament to complete the tests. Given that longer and flexible filaments were available, the concept of a magazine was not relevant because of error-prone reasons. Several geometric shapes were designed with a CAD-Software and printed with the magnetic material filaments. During the first tests some geometric shapes (cylinder and cuboid) could be successfully printed. The printed objects were magnetized with the pulsed field magnetometer with 4 T field. The warping impact was shown by 3d-prints with PLA filament and with magnetic filaments. To minimize that undesirable impact, a series of test with two nylon filaments (PA 6 and PA 12) was realised, so that the best parameter settings could be found. With those parameter settings a simplified (integrated back bias)-magnet and a cube were printed with a NdFeB (neofer) -and a ferrit-filament (sprox). Another topic was to measure the transversal susceptibility of a ferrit-ring and a simplified (integrated back bias)-magnet. In sub chapter „warping-effect " is shown, that the coating methods 31 (KB+KST) and 32 (KTF+KST) with lower deviation were unadapted to reduce the warping-effect observed with the use of magnetic-filaments. The coating method 30, which had a higher deviation was more suitable for 3d-printing of magnetic-filaments. Finally a cube composed of two parts was designed and printed by a 3d-printer. During the 3d-printing process, it turned out that the transition between sprox and neofer was not successful because of the different binders of the magnetic-filaments.

Kurzfassung

Die vorliegende Diplomarbeit befasst sich mit Anwendung von 3D-Drucktechnologien auf polymergebundenen Magnetwerkstoffen. In Kooperation mit Magnetfabrik Bonn und der der Firma Infineon wurde polymergebunden Magnetwerkstoff-Filamenten für einen 3D-Drucker, der mit zwei Extruder ausgestattet ist, konzipiert. Nach der Inbetriebnahme des 3D-Druckers wurden einige Testdrucks mit dem mitgelieferten PLA-Filament durchgeführt. In weiteren Schritten dieser Arbeit wurde eine provisorische Einrichtung für die kurzen Zylinder-Filamente für einen Testvorgang aufgebaut. Nach dem flexible und längere Filamentstücke zur Verfügung gestellt wurden, war das Konzept eines Magazins aus technischen Gründen fehleranfällig gewesen und daher nicht weiter verfolgt. Mit einer CAD-Software wurden einige Geometrie-Formen konstruiert und mit den passenden Filamentstücken durch den 3D-Drucker realisiert. In den ersten Testphasen wurde mit Magnet-Filament das 3D-Drucken einer Zylinderscheibe und eines Quaders erfolgreich durchgeführt. Anschließend wurden die gedruckten Objekt mit Hilfe des Pulsed Field Magnetometers auf 4 T magnetisiert. Sowohl beim 3D-Druck mit PLA Filament als auch mit Magnet-Filament kam der Warping-Effekt zum Vorschein. Dieser unerwünschter Nebeneffekt war noch zu minimieren, daher wurde mit zwei Nylon Filamenten (PA 6 und PA 12) eine Reihe an Tests durchgeführt um die bestmögliche Parametereinstellungen zu finden. Mit den angepassten Parametern wurden sowohl mit dem Neofer 25/60 P - als auch mit dem Sprox 8/21p-M-Filament ein vereinfachter (integrated back bias)-Magnet und ein Würfel gedruckt. Als weiterer Punkt wurde die Hysteresekennlinie eines Ferrit-Rings und eines (Integrated back bias)-Magneten zur Bestimmung der transversalen Suzeptibilität aufgenommen.

Im Unterkapitel Warping-Effekt ist ersichtlich, dass die Beschichtungsmethode 31 und 32 mit geringer Abweichung zur Verminderung des Warping-Effekts nicht für Magnet-Filamente angepasst waren. Die Beschichtungsmethode 30, die eine höhere Abweichung aufwies, war für den 3D-Drucken mit Magnet-Filamenten besser geeignet. Abschließend wurde ein zweiteiliger Würfel konstruiert und mit Magnet-Filamenten gedruckt. Dabei stellte sich heraus, dass der Übergang von Sprox auf Neofer aufgrund der unterschiedlichen Bindematerialien der Magnet-Filamente als nicht Erfolgreich verzeichnet werden konnte.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich besonders bei meinem Professor Privatdoz. Dipl.-Ing. Dr.techn. Dieter Süss bedanken, der mich während meiner Diplomarbeitsphase betreut und umfangreich unterstützt hat.
Ein herzliches Dankeschön geht an das Team des Christian-Doppler-Labors, das mir im Laufe meiner Diplomarbeit mit Rat und Tat zur Seite stand. Weiters möchte ich mich bei Herrn Grönefeld und seinen Mitarbeitern der Magnetfabrik Bonn und der Firma Infineon für die Kooperation und für die Materialbereitstellung bedanken.
Ein großer Dank gebührt auch meiner Familie, insbesondere meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht und mich bei allen wichtigen Entscheidungen gefördert haben.
Ein ganz besonderer Dank geht an meine Freundin Marie-Noelle Peraud, die mir im Laufe meiner Diplomarbeit Beistand geleistet hat.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Theoretische Aspekte **3**

2.1 3D-Drucker . . . 3
2.1.1 Stereolithografie (SLA) . . . 4
2.1.2 Selektives Laser Sintern (SLS) . . . 5
2.1.3 Fused Deposition Modeling (FDM) . . . 6
2.1.4 Multi Jet Modeling (MJM) . . . 7
2.1.5 Selective Deposition Lamination (SDL) . . . 8
2.2 Pulsed Field Magnetometer . . . 9
2.3 Magnetismus . . . 12
2.3.1 Kreisförmige Leiterschleife . . . 13
2.3.2 Zeitlich veränderliche Magnetfelder . . . 14
2.3.2.1 Faradaysches Induktionsgesetz . . . 14
2.3.2.2 Maxwell Gleichungen . . . 15
2.3.3 Materie im Magnetfeld . . . 16
2.3.3.1 Diamagnetismus . . . 19
2.3.3.2 Paramagnetismus . . . 20
2.3.3.3 Ferro-, Ferri- und Antiferromagnetismus . . . 22
2.3.4 Magnetisierungskurve . . . 26
2.3.5 Entmagnetisierungsfaktor N . . . 28
2.4 $Nd_2Fe_{14}B$ Magnet . . . 29
2.4.1 Herstellung . . . 30
2.4.2 Nd-Fe-B Magnete Gesintert . . . 32
2.4.3 Formteilpressen im Axialfeld . . . 33
2.4.4 Formteilpressen im Transversalfeld . . . 34
2.4.5 Isostatisches Pressen (CIP) . . . 35
2.4.6 Isostatisches Pressen im elastischen Modus (RIP) . . . 35
2.4.7 Temperaturstabilität . . . 37

2.4.8 Korrosionsbeständigkeit . . . 39
2.4.9 Kristallstruktur von $Nd_2Fe_{14}B$ . . . 40

3 Experimenteller Aufbau 41
3.1 Angebot und Bestellung . . . 41
3.2 3D-Druck . . . 42
3.3 Provisorische Einrichtung . . . 43
3.4 Erstdruck . . . 44
3.5 Magnetjoch . . . 45
3.6 Würfel . . . 46
3.7 Neofer 25/60 P Filament . . . 47
3.8 Ferrit-Ring . . . 49
3.9 Neofer 25/60 P und Sprox 8/25 p-M . . . 50
3.9.1 3D-Drucken mit PA-6 und PA-12 Filamenten . . . 50
3.9.2 Simpler (Integrated Back Bias)-Magnet . . . 51
3.10 Zwei-komponentiger Würfel . . . 53

4 Messergebnisse 54
4.1 Hysteresekurve [J,H] . . . 54
4.1.1 Simpler(Integrated Back Bias)-Magnet . . . 58
4.1.2 Ferrit-Ring . . . 60
4.1.3 (Integrated Back Bias (IBB))-Magnet . . . 68
4.2 Warping Effekt . . . 71
4.3 Rasterelektronenmikroskop (SEM) . . . 72

A Bedienungsanleitung 76
A.1 Pulsed Field Magnetometer . . . 76
A.1.1 Bedienung der Bediensoftware . . . 78

B Technische Zeichnung 80

C Messtabelle 84
C.0.2 Messtabelle: PA-12 Filament . . . 85
C.0.3 Messtabelle: PA-6 Filament . . . 87

Kapitel 1

Einleitung

Die Anwendungsmöglichkeiten eines 3D-Druckers sind sehr vielfältig und steigen stetig an. Vor allem wird der Einsatz von 3D-Druckern in der Industrie (Luft- und Raumfahrts-, Lebensmittel-, Verpackungsindustrie und Maschinenbau), in Kunst und Design sowie im Unterhaltungsbereich (Modellbau) genutzt. Auch in der Medizin werden dank 3D-Drucktechnologie Fortschritte beim Fertigen von Zahnprothesen, Beinprothesen und künstlichen Kniegelenken gemacht [6]. Eine Gruppe der Harvard University konnte das Drucken von künstlichen Organen mittels dünner Zellblätter als Erfolg verzeichnen [7]. Einer anderen Gruppe ist es gelungen, elektronische Bauteile fertigen zu lassen. In der Raumfahrttechnik wird gerade versucht, mit lunaren Materialien Mond-Habitate zu entwerfen.

Die Frage nach einem Magneten, der aus Mehrfachmaterialien besteht, ist von großem Interesse, daher wird in dieser Arbeit das 3D-Drucken von Permanentmagneten genauer untersucht. In Zusammenarbeit zwischen CD-Labor, Infineon und Magnetfabrik Bonn sind wichtige Probleme im Weichmagnetismus erkannt und mit neuen Ansätzen gelöst worden. Damit das Magnetfeld dem weichmagnetischen GMR/TMR Sensor angepasst werden kann, ist die Anwendung von Permanentmagneten erforderlich. Es wurde festgestellt, dass die experimentellen Messdaten im Vergleich zu den simulierten Daten, die mittels Finite Elemente Methode berechnet wurden, eine Abweichung aufwiesen. Auch hochmoderne Simulationssoftware zeigt eine Abweichung zwischen den simulierten und den experimentellen Werten eines polymergebundenen NdFeB Magneten. Es wird vermutet, dass die Ursache dieser Abweichung in der Berechnung des Magnetisierungsvorganges ist, der in Simulation nicht berücksichtigt wird.
Das schnellste, einfachste und kostengünstigste Verfahren, um einen solchen Magneten zu testen und zu überprüfen, ist das 3D-Druckverfahren. Beim 3D-Druck können beliebige Formen gedruckt werden, während bei der Spritzgussform die Geometrie und

die lokale Magnetisierungsrichtung beschränkt sind. Innerhalb eines Magneten kann mit mehreren Filamenten gedruckt werden. Dadurch können Magnete, die individuell angepasst sind, hergestellt werden. Mit einem 3D-Drucker wird die Möglichkeit gegeben, mit mehrere Magnetmaterialien zu drucken. Aufgrund von unterschiedlichen Materialzusammensetzungen können Magnete mit einzigartigen Eigenschaften erreicht werden. Die Diplomarbeit wurde von der Auswahl eines geeigneten 3D-Druckers mit der Option, mindestens mit zwei Filamenten drucken zu können, bedingt. Die Magnet-Filamente sollten hartmagnetische Partikel, welche die Eigenschaft besitzen, eine wesentlich höhere Koerzitivfeldstärke zu zeigen, enthalten. Das Ziel dieser Diplomarbeit war, die von Magnetfabrik Bonn gesendeten magnetischen Filamenten zu testen. Während der Testphase sollen auch die richtigen Parameter erarbeitet werden. Des Weiteren war der unerwünschte Warping-Effekt, der währen dem Druckvorgang entsteht, zu minimieren. Die gedruckten Formen wurden mit dem Pulsed Field Magnetometer auf 4 Tesla magnetisiert und dabei wurde die Hysteresekennlinie aufgenommen. Aus den Messdaten waren die Koerzitivfeldstärke H_c und die Remanenz B_r zu bestimmen.

Kapitel 2

Theoretische Aspekte

2.1 3D-Drucker

Die Funktionsweise eines 3D-Druckers basiert auf dem additiven Verfahren. Die Form des Werkstücks ergibt sich nicht durch Materialabtragung, sondern es wird ein Zusammenhalt des formlosen Stoffs durch Materialauftragung erzielt. Die Herstellung von Bauteilen geschieht mit Hilfe eines 3D-CAD Programms. Durch den Einsatz des 3D-Druckers werden Prototypen, hergestellt um bestimme Eigenschaften einer Serienfertigung zu testen. Des Weiteren wird die Reparaturzeit bis zu 90% verkürzt und die Arbeitskosten werden bis zu 40% gesenkt [1]. Laut Marktforschung wird das Additive Manufacturing, das über einen Markt exponentiell steigen wird, die Fertigung revolutionieren [1]. In Abb.2.1 sind die aufgelisteten 3D-Druckverfahren nach bestimmten Kriterien mit Punkten (Sternen) bewertet.

Rapid Prototyping (RP) "umfasst alle Verfahren, die im weiteren Sinne der Anschauung und dem Prototypenbau, also der Herstellung eines Modells, dienen. Die RP-Verfahren beschränken sich somit nicht nur auf die generativen Verfahren„ [2]

Verfahren	Genauigkeit / Details	Eignung für Funktionsteile	Materialauswahl	Nachbearbeitungsaufwand	Oberflächenbeschaffenheit	Farbvielfalt & Kombinatorik	Darstellbare Komplexität	Kosten Bauteil
SLS	★★★	★★★★★	★★★★	★★★★	★★★	★★	★★★★	★★★
STL	★★★★★	★★★★★	★★★	★★★★	★★★★★	★★	★★★★	★★
FDM	★★★	★★★★★	★★★★	★★★★	★★★	★★	★★★	★★★★
3dp	★★★	★★★	★★	★★★	★★★	★★★★★	★★★★	★★★★
Vakuumg.	★★★	★★★★★	★★★★	★★★	★★★	★★	★★	★★★
LOM	★★★	★★★	★★★★	★★	★★	★★	★★	★★★★★
MJM	★★★★★	★★★★★	★★★★	★★★★	★★★★★	★★	★★★★★	★★★
SGC	★★★★	★★★★★	★★	★★★★	★★★★	★★	★★★★	★★
Polyjet	★★★★★	★★★★★	★★★★	★★★★	★★★★★	★★	★★★★★	★★★

Abb. 2.1: Ein Vergleich der bekanntesten Rapid Prototyping Prozesse [9]

Rapid Tooling (RT) "umfasst alle RP-Verfahren zur Herstellung von Prototypen und Vorserien für Werkzeuge und Formen„ [2] **Rapid Manufacturing (RM)** "umfasst alle Prozessschritte und Verfahren zur Planung und Herstellung von Produkten mit Seriencharakter„ [2]

2.1.1 Stereolithografie (SLA)

Die Stereolithografie ist das bekannteste und das am weitesten verbreitete Druckverfahren. Mit Hilfe dieses Verfahrens können sehr filigrane Strukturen und glatte Oberflächen erzeugt werden. Zusätzlich erweist sich dieses Verfahren als sehr präzise. Durch einen Laser werden lichtaushärtende Kunststoffe schichtweise ausgehärtet. Die verwendeten Materialien, die als Photopolymere bekannt sind, können Kunst- oder Epoxidharze sein. In Graphik 2.2 ist der schematischer Aufbau der Stereolithograpie dargestellt. Die zu druckende Form entsteht in einem flüssigen Kunststoffbad. Wie in Graphik 2.2 zu sehen ist, wird nach jedem Schritt das Bauteil, welches sich im flüssigen Kunststoffbad befindet, um die Schichthöhe abgesenkt.

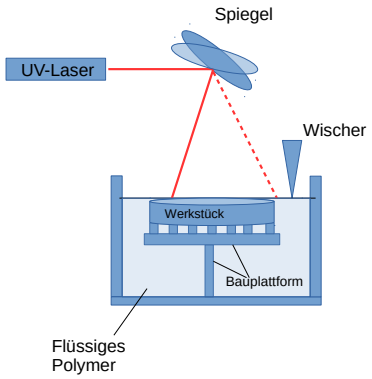


Abb. 2.2: Schematischer Aufbau der Stereolithographie [3]

Der Wischer sorgt für ein gleichmäßiges Verteilen des flüssigen Kunststoffs auf der vorherigen Schicht. Ein UV-Laserstrahl wird über einen beweglichen Spiegel auf die Oberfläche der auszuhärtenden Schicht geleitet, welche der dann abfährt. Die Bauplattform wird erst wieder abgesenkt, wenn die Schicht ausgehärtet ist. Dann erfolgt das Drucken der nächsten Schicht. Beim 3D-Drucken sind Stützstrukturen, die das Wegschwimmen des Objekts verhindern, erforderlich. Diese Stützstrukturen bestehen aus dem selben Material wie das Objekt selbst.

2.1.2 Selektives Laser Sintern (SLS)

In Graphik 2.3 ist die Funktionsweise des Selektiven Laser Sintern abgebildet. Das selektive Laser Sintern ist der Stereolithographie ähnlich. Der Unterschied besteht im Ausgangsmaterial und im Aushärtevorgang. Beim SLS kommt statt eines flüssigen Kunststoffs ein Pulvermaterial zum Einsatz. In Abb. 2.3 wird die Materialkammer, in der das Pulvermaterial vor der Bestrahlung erwärmt wird, gezeigt. Damit wird für eine kurze Bestrahlungsdauer gesorgt. Mit Hilfe des Lasers werden die vorgewärmten Partikel erhitzt, und schmelzen partiell und verbinden sich an der Oberfläche. Als Lasertyp wird ein CO_2-Laser, ein Nd:YAG-Laser oder ein Faserlaser verwendet. Für dieses Verfahren wird ein gepulster Laser verwendet, da die Bauteildichte meistens stärker von der Laserleistung als von der Bestrahlungsdauer abhängig ist. Der bewegliche Spiegel lenkt den Laserstrahl zu den jeweiligen Koordinaten, die aus der CAD-Datei ermittelt wurden. Eine Walze verteilt das pulverförmige Ausgangsmaterial gleichmäßig für den nächsten Sinterprozess. [5]

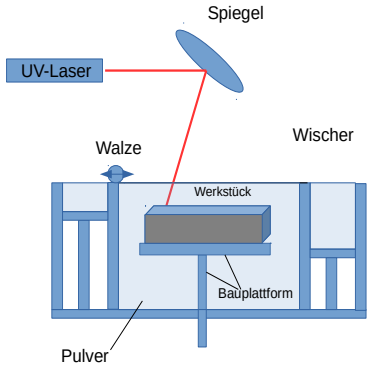


Abb. 2.3: Schematischer Aufbau von Selektiven Laser Sintern [3]

2.1.3 Fused Deposition Modeling (FDM)

In Abb. 2.4 ist der schematischer Aufbau des Fused Depostion Modeling mit einer Düse illustriert. Der Kunststoff, der als Filamentrolle zur Verfügung steht, wird durch den Extruder zum Heizblock gezogen. Je nach Einstellung des Flusses in der Software wird die Geschwindigkeit, mit der das Filament gezogen wird, gesteuert. In Abb. 2.4 ist der Heizblock, der den Kunststoff erhitzt, bis ein flüssiger Zustand erreicht wird, verbildlicht. Anschließend wird die flüssige Masse durch eine feine Düse gepresst. Zum Aufbau der einzelnen Modellschichten sind extrem feine Fäden notwendig. Je dünner die Schichtstärke, desto genauer wird die gedruckte Form. Bei komplizierten Formen dient ein zweiter Kunststoff als Stützkonstruktion für das Modell. Daher muss auch ein zweiter Extruder montiert sein. Nach der Fertigstellung müssen diese Stützstellen mechanisch entfernt werden. Dieses System ist sauber und praktisch und eignet sich für Büroanwendungen. Einige Kunststoffe ziehen Wasser aus der Umgebung oder schrumpfen, dadurch werden die mechanischen Eigenschaften beeinflusst.

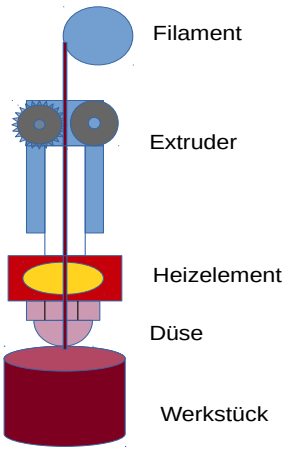


Abb. 2.4: Schematischer Aufbau von Fused Deposition Modeling [3]

2.1.4 Multi Jet Modeling (MJM)

Wie in Graphik 2.5 zu sehen ist, wird durch den großen Druckkopf beim Multi Jet Modeling die volle Breite der Bauplattform zum Einsatz gebracht. Beim Multi Jet Modeling kommt ein Acryl-Photopolymer zum Einsatz. Dieser Kunststoff besitzt eine sehr hohe Oberflächengüte, Präzision und Genauigkeit. Der Kunststoff wird erhitzt und über einen linearen Druckkopf, der in Abb. 2.5 gezeigt wird und viele kleine Bohrungen (Nanojets) beinhaltet, in Schichten ab einer Stärke von $0,016$ mm auf die Bauplattform aufgetragen. Anschließend wird sofort mit einem UV-Strahl nachgehärtet. Das Bauträgermaterial ist ein Wachs, das eine geringere Schmelztemperatur als der verwendete Kunststoff hat, dadurch lässt sich das Wachs leichter wegschmelzen. Dieses Verfahren eignet sich für hochkomplexe und empfindliche Anwendungen. [11] [12]

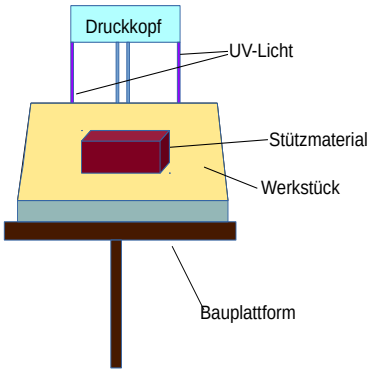
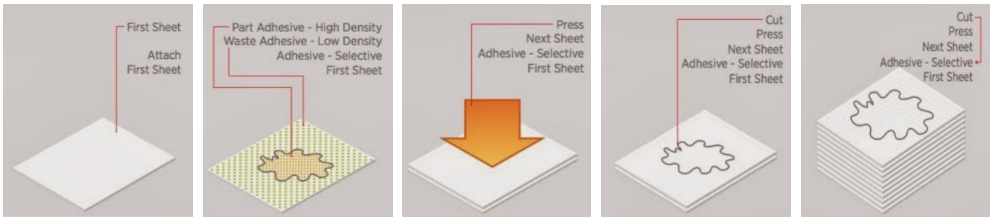


Abb. 2.5: Schematischer Aufbau von Multi Jet Modeling [3]

2.1.5 Selective Deposition Lamination (SDL)

Bei diesem Verfahren, welches in Abb. 2.6 a) - e) ersichtlich ist, kommt gewöhnliches DIN A4 Papier zum Einsatz. Entsprechend dem Objekt wird Papier in vielen Ebenen zusammengeklebt. Durch einzelne Klebertröpfchen werden die Ebenen miteinander verklebt. Dauerhafte Bereiche des Objekts werden mit einer höheren Menge des Klebstoffs geklebt, dagegen verwenden die flüchtigen Areale den Kleber als Stützmaterial, welches im Nachhinein entfernt werden kann. Ein wichtiger Punkt ist, dass jede Schicht nicht nur verklebt wird, sondern auch mit einer scharfen Klinge gemäß des gewünschten Objektresultats bearbeitet werden muss. Eine Färbung des Objekts stellt das geringste Problem dar, da der verwendete Stoff Papier ist. Dieses Verfahren ermöglicht im Vergleich zu anderen Druckverfahren den Einsatz eines breiteren Farbspektrums. Nach einem letzten Arbeitsschritt (Nachgang) werden die Druckobjekte durch Versiegeln wasserfest gemacht. Die Objekte erweisen sich als leicht und nicht zerbrechlich. Falls sie noch nicht gehärtet sind, ist eine weitere Verarbeitung ebenfalls möglich. Ein SDL-Verfahren erweist sich als kostengünstig und sehr genau. [4]

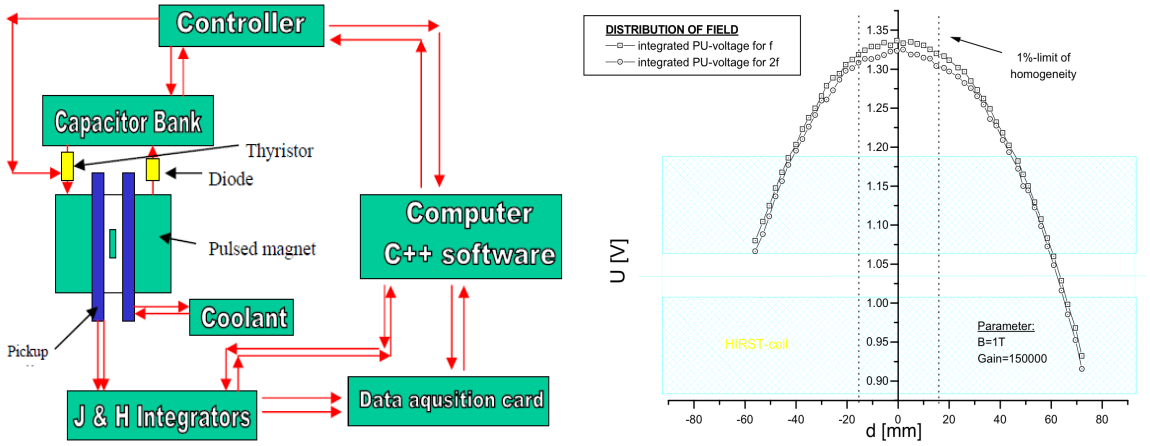


a) b) c) d) e)

Abb. 2.6: a) Anbringen der ersten Schicht auf die Platte, b) Platzieren des Klebstoffs im Objektbereich, c) Anbringen der zweiten Schicht, welche durch Druck mit der ersten Schicht verbunden wird, d) Um die Kanten zu erstellen, wird das Papier mit einer Hartmetallklinge geschnitten, e) Dieser Prozess wird solange fortgesetzt, bis das gewünschte Modell fertig gestellt ist. Nach der letzten Schicht wird das Produkt aus der Kammer herausgenommen. [4]

2.2 Pulsed Field Magnetometer

In Abb. 2.7 a) ist das Blockschaltbild des Pulsed Field Magnetometers mit den Hauptkomponenten dargestellt. Beim **Hirst Pulsed Field Magnetometer** wird eine Kondensator-Bank, die in Graphik 2.7 a) gezeigt ist und aus mehreren in Serie geschalteten Kondensatoren besteht, in ungefähr 25 Sekunden auf 3000 V, aufgeladen. Die Kondensator-Bank weist eine Kapazität von 5 mF und eine Energie von 22, 5 kJ auf. Die Steuerung des Hirst Pulsed Field Magnetometers erfolgt über einen phasengesteuerten Thyristor.



a) b)

Abb. 2.7: a) Blockschaltbild des Hirst Pulsed Field Magnetometers, b) Feldhomogenität des f/2f Magneten, [15]

Über einen Z80 Microprozessor, welcher mit dem Computer verbunden ist, werden der Ladeprozess, die Datenerfassung und die f/2f-Option gesteuert. Mit Hilfe eines stabilen analogen Integrators, dessen Zeitkonstante frei wählbar ist, wird das Signal integriert. Das Signal wird direkt über eine zwei Kanal ADC Karte mit dem Rechner verbunden. Der Pulsmagnet ist in zwei Magnete aufgeteilt. Folglich können die Magnete unabhängig von einander einen langen oder einen kurzen Puls bekommen. Die Feldhomogenität, welche in Abb. 2.7 b) veranschaulicht wird, weist für die zwei Magnete über eine Distanz von $\pm$ 15 mm für f und 2f Spulen eine Genauigkeit von 1% auf. Die zwei Homogenitätsfunktionen der f und 2f Spulen stimmen nicht überein. Daraus folgt, dass die Feldkalibrierung auch nicht übereinstimmt. Die Hysteresekurve einer Probe wird mit zwei Pulslängen, welche 57 ms für f und 40 ms für 2f betragen, aufgezeichnet. Zusätzlich zu der unterschiedlichen dynamischen Magnetisierung, welche durch die Wirbelstromverteilung hervorgerufen wird, soll das gleiche Polarisationsignal J bezüglich des angelegten Feldes erzeugt werden. Der Wirbelstrom ist abhängig von der Frequenz und die Wirbelstrommagnetisierung ist näherungsweise proportional zum Differential $\frac{dH}{dt}$. Während

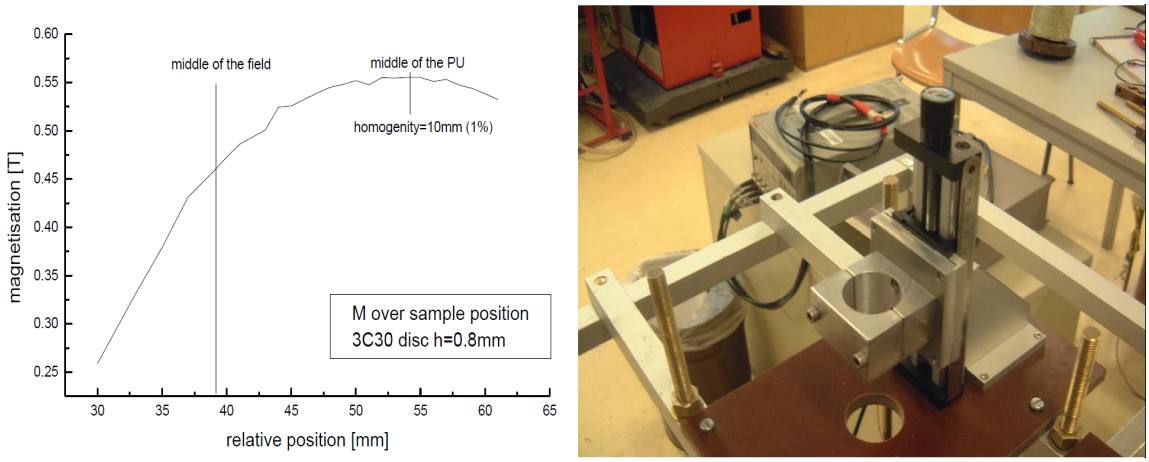
der Verarbeitung der Messung ist es möglich den Fehler zu beseitigen, welcher durch den Wirbelstrom erzeugt wird, um eine gleich äquivalente statische Hysterese zu erhalten. Dieses Verfahren wird durch nachfolgende Gl.2.1 beschrieben. [15]

$$\vec{H}_m = \vec{H}_{ext} - \vec{H}_{eddy} + \vec{H}_D \tag{2.1}$$

$\vec{H}_{ext}$ ist das externe Feld, $\vec{H}_{eddy}$ wird durch den Wirbelstrom verursacht, $\vec{H}_D$ ist das Entmagnetisierungsfeld. Die Polarisation besteht aus zwei Anteilen. Der erste Anteil, welcher $\vec{J}_{DC}(\vec{H}_{DC})$ genannt wird, kommt als eine Funktion des Gleichstromfeld-Anteils $\vec{H}_{DC}$ zu Stande, während der zweite Anteil $\vec{J}_{eddy}$, welcher als Scheinpolarisation bekannt ist, durch die Wirbelstrom entsteht.

$$\vec{H}_{ext,s} + \frac{\vec{J}_{eddy,s}}{\mu_0} = \vec{H}_{ext,l} + \frac{\vec{J}_{eddy,l}}{\mu_0} \tag{2.2}$$

Basierend auf Gleichung 2.2 wird eine f/2f Korrektur geliefert. Unter der Annahme, dass nicht zu hohe Wirbelstrom-Fehler existieren, kann diese Methode angewendet werden. Die Pick-up Spulen sind als eine versiegelte Kompletteinheit mit integralen J- und H-Spulen gekennzeichnet. Das Pick-up System muss gekühlt werden, um für eine stabile Temperatur zu sorgen. Besonders im Raumtemperaturbereich mit hohen Wiederholraten ist es wichtig. Die Pick-up Spulen sind als radial konzentrische Dipole, welche mit innen und außen Spulen kompensiert werden, ausgeführt. Die J-Spulen wurden von der Technischen Universität Wien und IFW Dresden entwickelt. Die äußere J-Spule besteht aus zwei Bereichen, die die Spule stimmbar machen und alle externen Felder aufheben, abgesehen von einer 90° Grad Phasenquadraturkomponente, welche sehr klein ist. Die Form des "Leer-Signals"hat Ähnlichkeiten mit der Magnetisierung des Wirbelstromes in einem leitenden Material. Im folgenden Graphen wird der Homogenitätsbereich des Pickup-Sytems, welcher mit einer $0,8$ mm dünnen 3C30 Scheibe gemessen wurde, gezeigt. [15] Die Mitte des Feldes wurde mit einer Suchspule ermittelt und in der obigen Graphik 2.8 a) wird die Mitte durch die vertikale Linie mit der Bezeichnung „middle of the field “gekennzeichnet. In der Graphik 2.8 a) ist auch ersichtlich, dass das System, welches aus dem Pulsmagnet und den Pick-Up-Spulen besteht, nicht optimal justiert war. Notwendigerweise wurden die Pick-Up-Spulen händisch eingestellt und ausgeglichen. Das erfasste Signal, das von der Pick-Up-Spule detektiert wurde, zeigt einige Welligkeit, die eine Größenordnung von 0.5% aufweist, auf. Wie in Abb. 2.8 b) gezeigt wird, wurde eine mechanische Justiervorrichtung montiert um für eine gute Signal-Reproduzierbarkeit zur sorgen. Die verschiedenen Kalibriermethoden sind aus dem Werk [15] zu entnehmen.



a) b)

Abb. 2.8: a) Magnetisierungskurve in Abhängigkeit der Distanz einer $0,8$ mm dünnen Scheibe eines Ferritmaterials, b) Mechanische Anpassung des Pickup Systems [15]

2.3 Magnetismus

Seit Jahrtausenden beschäftigt sich der Mensch mit dem Thema Magnetismus. Die merkwürdige Naturkraft, die auf Eisen einen Einfluss hatte, war schon den alten Griechen bekannt. Im 6 Jh. v. Ch. analysierte Thales von Milet das als heute uns bekannte Magnetit. Die Chinesen verwendeten das ferromagnetischen Material als Kompass zur Navigation. **André-Marie Ampére** erkannte, dass magnetische Felder durch bewegte Ladungen erzeugt werden können. Das Phänomen Magnetismus hat einen essentiellen Beitrag zur Entwicklung der heutigen Erkenntnisse des Elektromagnetismus und der Bedeutung des magnetischen Festkörpers geliefert. Wird eine Glasplatte, unter der sich ein **Permanentmagnet** befindet, mit Eisenpartikeln bestreut, so ordnen sich die Partikel in Linienform. Die Häufungspunkte der Linien befinden sich an den Enden des Magneten und werden als magnetische Pole bezeichnet. Wird ein Stabmagnet zerlegt, so stellt sich heraus, dass beide Teile einen magnetischen Dipol (Nord-und Südpol) besitzen. Eine weitere Zerlegung führt ebenfalls dazu, dass die weiteren entstandenen Teile einen magnetischen Dipol (Nord-und Südpol) haben. Es lässt sich folgen Anmerkung bilden: es gibt keine magnetischen Monopole, Nord-und Südpol treten immer gemeinsam auf. Äquivalent zum Ladungsverhalten in der Elektrostatik stoßen gleichnamige Pole in der Magnetostatik einander ab und ungleichnamige ziehen einander an. In Abb. 2.9 sind die magnetischen Feldlinien, welche geschlossene Feldlinien sind mit Hilfe von Eisenfeilspänen sichtbar gemacht. Bei diesem Experiment werden unter einer Glasplatte ein Permanentmagnet positioniert und auf der Glasplatte werden Eispartikeln, die den Feldlinien folgen, gestreut. Die Feldlinien beginnen beim Südpol des Magneten und verlaufen zum Nordpol, von wo aus die Feldlinien durch den Magneten wieder austreten und anschließend am Südpol angelangen. Während elektrische Felder durch ruhende Ladungen erzeugt werden, werden magnetische Felder durch bewegte Ladungen erzeugt. [25]

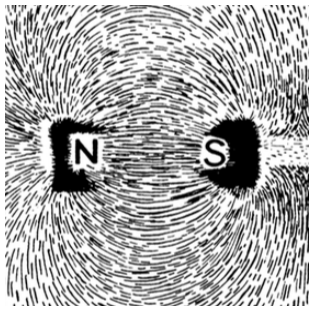


Abb. 2.9: Feldlinienverlauf eines Stabmagneten, sichtbar gemacht mit Eisenpartikeln [33]

2.3.1 Kreisförmige Leiterschleife

Wird eine Leiterschleife in der x-y-Ebene aufgebaut, dann zeigt das erzeugte Magnetfeld **B** nur eine Komponente in z-Richtung. An einem beliebigen Punkt $P_1(x, y, 0)$ hat der Betrag der magnetischen Induktion B aufgrund von $\mid e_{12} \hat{\times} ds \mid = sin(\varphi)$ ds den Wert

$$B_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{sin(\varphi)}{r_{12}^2} ds \tag{2.3}$$

Im Zentrum des Kreises wird $r_{12} = R$ und $\varphi = \pi/2$ und das B-Feld hat den Wert $B_z = \frac{\mu_0 \cdot I}{2 \cdot R}$. Wird die Symmetrie-Achse (z-Achse), welche durch den Mittelpunkt geht, betrachtet, so lässt sich aus dem Biot-Savartschen Gesetz der Betrag d**B** des Wegstücks ds zum Magnetfeld B berechnen.

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi} \cdot \frac{r \times ds}{r^3} \tag{2.4}$$

Die Komponenten $dB_\perp = dB \cdot sin(\alpha)$, die senkrecht zur Symmetrie-Achse stehen, mitteln sich entlang aller Wegelementen durch die Integration. Die Parallelkomponenten $dB_\parallel = dB \cdot cos(\alpha)$ bleiben übrig und ergeben aufgrund von $\mid \mathbf{r} \times d\mathbf{s} \mid = \frac{R}{cos(\alpha)}$ bei der Integration

$$B_\parallel = B_z = \int \mid dB_\parallel \mid = \int \mid dB \mid \cdot cos(\alpha) \tag{2.5}$$

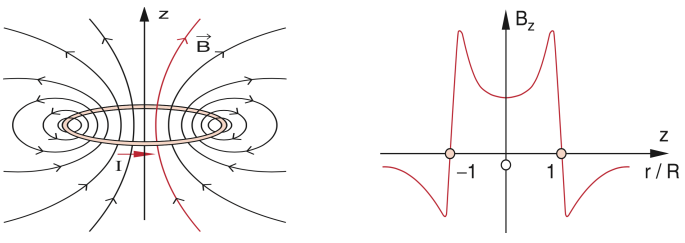
Vereinfachung durch Gl.2.4 ergibt

$$B_z = \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi \cdot r^3} \cdot \oint R \cdot ds = \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi \cdot r^3} \cdot 2\pi \cdot R \tag{2.6}$$

Durch $r^2 = R^2 + z^2$ kann das Magnetfeld auf der Symmetrie-Achse errechnet werden.

$$B_z(z) = \frac{\mu_0 \cdot I \pi \cdot R^2}{2\pi (z^2 + R^2)^{3/2}} \tag{2.7}$$

In Abb. 2.10 a) stellt die stromdurchflossene Leiterschleife einen Dipol dar, dessen Feldlinien dem kurzen Stabmagneten ähnlich sind. In Abb. 2.10 b) ist der Funktionsverlauf der magnetischen Induktion $\vec{B}$ in Abhängigkeit des Abstandes aufgetragen.



a) b)

Abb. 2.10: a) Die Feldlinien verlaufen wie die eines kurzen Stabmagneten, b) Funktionsverlauf $B_z(z)$ in Abhängigkeit des Schleifenabstandes. [26]

Durch die Stromschleife wird ein magnetischer Dipol dargestellt. Gleichung 2.7 kann mit dem Flächennormalvektor $\mathbf{A} = \pi R^2 \cdot \hat{e}_z$ auf folgende Form gebracht werden.

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I \cdot \mathbf{A}}{r^3} \tag{2.8}$$

$$\boxed{\mathbf{p}_m = I \cdot A} \tag{2.9}$$

Das in Gl. 2.9 beschriebene Produkt von Kreisstrom I und umschlossene Fläche A wird als **magnetisches Dipolmoment** bezeichnet.
Im Fall sehr große Distanzen mit z $\gg R$ gilt: $\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{\mathbf{p}_m}{r^3}$

2.3.2 Zeitlich veränderliche Magnetfelder

Die Beschreibung von elektrischen und magnetischen Feldern wurde als zeitlich konstant angenommen. Diese Felder werden von ruhenden Ladungen (ϱ) und zeitlich konstanten Strömen ($\vec{j}$) erzeugt. Wie werden die Grundgleichungen, die auf experimentellen Erkenntnissen basieren, durch die zeitliche Änderung von $\varrho(t)$ $j(\vec{t})$ beeinflusst?

$$\begin{aligned} rot\vec{E} &= 0 & rot\vec{B} &= \mu_0 \cdot \vec{j} \\ div\vec{E} &= \frac{\varrho}{\varepsilon_0} & div\vec{B} &= 0 \\ \vec{E} &= -grad\phi & \vec{B} &= rot\vec{A} \\ & & \vec{j} &= \sigma \cdot \vec{E} \end{aligned}$$

2.3.2.1 Faradaysches Induktionsgesetz

Der englische Naturforscher Michael Faraday erkannte, dass in einem zeitlich veränderlichen Magnetfeld eine elektrische Spannung entlang eines Stromleiters erzeugt wird. Diese Spannung wurde **Induktionsspannung** genannt.

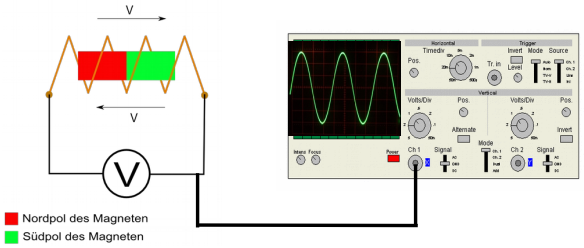


Abb. 2.11: Experimenteller Aufbau zum Nachweis der Induktionsspannung [18] [19] [20]

Wird der Stabmagnet, der in Abb. 2.11 veranschaulicht ist, durch eine Leiterschleife, die mit einer Anzahl von N Windungen versehen ist und deren Enden mit einem Oszilloskop verbunden sind, geschoben, so wird im Laufe der Bewegung des Stabmagneten eine Spannung U(t), die von mehreren Parametern abhängig ist, verzeichnet. Die induzierte Spannung U(t), die in Graphik 2.11 abgebildet ist, ist proportional zur Geschwindigkeit v(t) des Stabmagneten, zum Produkt $N \cdot A$ und zum Cosinus des Winkels α, der den Winkel zwischen Feldrichtung **B** und der Flächennormale $\mathbf{A}_N$ angibt. Wird die Polarität des Magneten geändert und der Vorgang wiederholt, so wird eine negative **Induktionsspanung U**(t) beobachtet. Im zweiten Experiment wird der Stabmagnet durch eine zylindrische Spule mit N Wicklungen, die von einem variablen Strom **I** durchflossen wird, ersetzt. Um die Induktionsspannung nachzuweisen wird eine Probespule, die bezüglich einer vertikalen Achse drehbar ist, in das innere der Feldspule gebracht. Am Oszilloskop werden das Magnetfeld B(t) [1], der Feldspulenstrom I(t) und die Induktionsspannung U(t) angezeigt.

Faradaysches Induktionsgesetz

$$U_{ind} = -\frac{d}{dt}\int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = -\frac{d\Phi_m}{dt} \tag{2.10}$$

Das elektrische Feld **E** kann durch die Spannung in Gleich. 2.10 beschrieben werden. Das Minus in Gl. 2.10 wird durch die Lenzsche Regel, welche besagt, dass die Spannung ihrer Ursache entgegen gerichtet ist, beschrieben.

$$U = \int \mathbf{E} \cdot ds \tag{2.11}$$

Die Integration in Gl. 2.11 wird über den Umfang der Leiterschleife durchgeführt und durch Anwenden des Stokeschen Satzes ergibt sich.

$$\oint \mathbf{E} \cdot ds = \int \mathbf{rot}\ \mathbf{E} \cdot dA \tag{2.12}$$

Nach dem dies für allgemeine Flächen gilt, ergibt sich aus dem Vergleich von Gleich. 2.12 mit der Gl. 2.10

$$\mathbf{rot}\ \mathbf{E} = -\frac{d\mathbf{B}}{dt} \tag{2.13}$$

Ein sich zeitlich änderndes magnetisches Feld erzeugt ein elektrisches Wirbelfeld

2.3.2.2 Maxwell Gleichungen

Die Grundgleichungen können mit Hilfe des Verschiebungsstromes und des faradayschen Induktionsgesetzes auf zeitlich veränderliche Felder umgeformt werden. **Maxwell-**

[1] $B(t) = \mu_0 \cdot n \cdot I(t)$

Gleichungen

$$rot\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{2.14}$$

$$rot\vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{2.15}$$

$$div\vec{E} = \frac{\varrho}{\varepsilon_0} \tag{2.16}$$

$$div\vec{B} = 0 \tag{2.17}$$

„Elektrische Felder werden von Ladungen (ρ) und zeitlich veränderlichen magnetischen Feldern ($\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \neq 0$) erzeugt.
Magnetische Felder werden von Strömen ($\vec{j}$) und zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern ($\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \neq 0$) erzeugt. “ [22]

Gemeinsam mit der Lorentzkraft $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$und der newtonschen Bewegungsgleichung $\vec{F} = \frac{\partial \vec{p}}{\partial t}$ können die elektromagnetischen Vorgänge beschrieben werden.

2.3.3 Materie im Magnetfeld

Das Bohr-van-Leeuwen-Theorem beschreibt den Magnetismus in Materie als rein quantenmechanischen Effekt. In der klassischen Physik kann keine magnetische Ordnung (Dia- oder Paramagnetismus, ...) beschrieben werden. Allerdings könnte mit der halbklassischen Methode ein brauchbares Ergebnis mit der Hilfe der klassischen Statistik für ein Atom, das ein nicht verschwindendes magnetisches Moment μ besitzt, erzielt werden. Die quantisierten Bewegungsvorgänge der Elektronen werden als Folge magnetischer Phänomene in Materialien angesehen. Damit die magnetischen Phänomene in Materie erklärt werden können, ist die Annahme der magnetischen Momente der lokalisierten und Leitungselektronen als wechselwirkungsfrei zu sehen. In der klassischen Beschreibung des Elektromagnetismus ist das magnetische Dipolmoment $\vec{\mu}_L$ als Produkt des eingeschlossenen Stromes I mal der eingeschlossenen Fläche definiert. Der Kreisstrom I ist über die Ladung q mal der Kreisfrequenz ν beschreibbar. Dementsprechend ist die Ladung mit einer Masse m verbunden, woraus sich der Bahndrehimpuls $\vec{L}$ ermitteln lässt. [25]

$$\vec{A} = r^2\pi\vec{e}_z \tag{2.18}$$

$$I = q \cdot \nu \qquad \nu = \frac{\omega}{2\pi} \tag{2.19}$$

$$\vec{\mu}_L = I \cdot \vec{A} = I\pi r^2 \vec{e}_z \tag{2.20}$$

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = m\omega r^2 \vec{e}_z \tag{2.21}$$

$$\gamma = \frac{|\vec{\mu}_L|}{|\vec{L}|} = \frac{e}{2m} \tag{2.22}$$

Als **gyromagnetisches Verhältnis des Bahndrehimpulses** wird der Quotient von magnetischem Dipolmoment μ_L zum mechanischen Bahndrehimpuls $\vec{L}$ bezeichnet. Dieses Verhältnis wurde durch das Einstein-de Haas Experiment nachgewiesen. Die potentielle Energie $E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ des magnetischen Dipolmoments $\vec{\mu}$ in einem externen Feld $\vec{B}$ wird minimal, wenn die Momente parallel zum externen Feld ausgerichtet sind. Ein Drehmoment $\vec{D}$ kommt zu Stande wenn das Moment nicht parallel zum Feld verläuft.

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{D} = \vec{\mu}_L \times \vec{B} \qquad \vec{\mu}_L = -\gamma_L \vec{L} \tag{2.23}$$

$$\frac{d\vec{\mu}_L}{dt} = -\gamma_L \vec{\mu}_L \times \vec{B} \tag{2.24}$$

Da die Änderung des Moments nach der Zeit sowohl zum Feld als auch zum Moment senkrecht steht, wird eine Präzession des Moments um die Feldrichtung geführt. Um Informationen über die Magnetisierungsdichte und intrinsische Materialeigenschaften zu bekommen, ist die Magnetisierung M einer Substanz auf ihr Volumen, ihre Masse und Anzahl der Atome bezogen. Das magnetische Moment eines Materials ergibt sich aus der Summe der atomaren Momente $\vec{\mu_i}$.

$$\vec{m} = \sum_i \vec{\mu_i} = \sum_i g_i \mu_B \frac{\vec{L}_i}{\hbar} \tag{2.25}$$

$$\vec{M} = \frac{\vec{m}}{V} \tag{2.26}$$

Die Flussdichte $\vec{B}$, die magnetische Feldstärke $\vec{H}$ und die Magnetisierung $\vec{M}$ bilden die drei Basisfelder im Magnetismus. Im SI-System werden die Einheiten von $\vec{H}$ und $\vec{M}$ in Am^{-1} angegeben. Die Flussdichte $\vec{B}$ hat die Einheit Vsm^{-2}. Da im Vakuum keine Magnetisierung erfolgt, ist die Relation zwischen der Flussdichte $\vec{B}_0$ und dem externen Magnetfeld $\vec{H}$ als $\vec{B}_0 = \mu_0 \cdot \vec{H}$ gegeben. In Materie kommt die Magnetisierung der Substanz noch dazu und dementsprechend ist der Zusammenhang zwischen $\vec{B}$, $\vec{H}$ und $\vec{M}$ über die Gl. 2.27

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \tag{2.27}$$

gegeben. Die magnetische Suszeptibilität ist eine Antwortfunktion (Responsefunktion) eines Materials auf ein externes Magnetfeld und ist durch

$$\chi = \frac{\partial M_z}{\partial H_z} \tag{2.28}$$

definiert. Die Definition vereinfacht sich falls die Magnetisierung $\vec{M}$ einen linearen Verlauf im Magnetfeld $\vec{H}$ aufweist.

$$\chi = \frac{M}{H} \tag{2.29}$$

In Materialien, wo die Suszeptibilität als feldunabhängig angesehen wird, kann Gl. 2.27 mit Hilfe von Gl. 2.29 vereinfacht werden.

$$\vec{B} = \mu_0(1+\chi)\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H} \tag{2.30}$$

Der dimensionslose Vorfaktor $\mu_r = (1 + \chi)$ wird als relative Permeabilität genannt. Das Magnetfeld an einem bestimmten Punkt $\vec{r}$ kann als lokales Feld berechnet werden. Das makroskopische Feld $\vec{H}_{mak}$ setzt sich aus dem externen Feld $\vec{H}_{ext}$ und dem Entmagnetisierungsfeld $\vec{H}_N$ zusammen. Das Feld $\vec{H}_L$, welches ein drittel der Magnetisierung $\vec{M}$ entspricht, wird als Lorentz-Feld bezeichnet.

$$\vec{H}_{mak} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_N \tag{2.31}$$

$$\vec{H}_N = -N\vec{M} \tag{2.32}$$

$$\vec{H}_L = \frac{\vec{M}}{3} \tag{2.33}$$

$$\vec{H}_{lok} = \vec{H}_{ext} - N\vec{M} + \vec{H}_L \tag{2.34}$$

$$\tag{2.35}$$

Der Faktor N in der Gleichung $\vec{H}_N = -N\vec{M}$ wird als Entmagnetisierungsfaktor, der von der Geometrie abhängt, bezeichnet. Mit der Beziehung aus Gl. 2.27 kann für eine dünne ferromagnetische Scheibe ohne ein externes Feld das Entmagnetisierungsfeld $\vec{H}_N$ ermittelt werden.

$$\vec{H}_N = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \qquad \textbf{Innenraum}$$

$$\vec{H}_s = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \qquad \textbf{Außenraum}$$

Das Feld im Inneren der Scheibe wir als **Entmagnetisierungsfeld** und das Feld im Außenbereich als **Streufeld** bezeichnet.

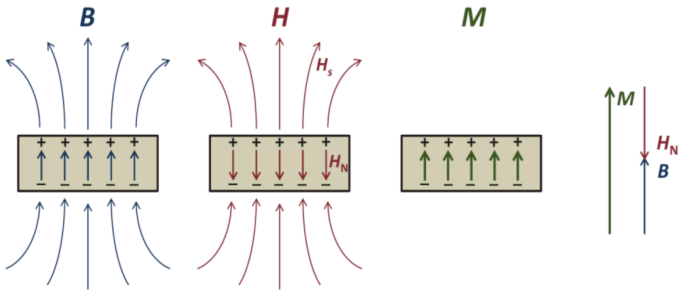


Abb. 2.12: Antiparalleles Entmagnetisierungsfeld $\vec{H}_N$, [25]

In Abb. 2.12 ist ersichtlich, dass das Entmagnetisierungsfeld $\vec{H}_N$ sowohl zum Streufeld $\vec{H}_s$) als auch zur Magnetisierung $\vec{M}$ antiparallel steht.

2.3.3.1 Diamagnetismus

In diamagnetischen Materialien kompensieren sich normaler Weise die magnetischen Momente. Es liegen keine magnetischen Momente vor. Durch die Wirkung eines externen Feldes treten die magnetischen Momente in der Materie zum Vorschein. Nach der Lenzschen Regel sind diese magnetischen Momente dem externen Feld entgegen gerichtet. Daher zeigen diamagnetische Stoffe eine negative Suszeptibilität.

$$\chi_{dia} < 0 \qquad \mu_r < 1$$

Im Diamagnetismus wird zwischen dem Larmor-Diamagnetismus, der die Phänomene von festgebundenen Elektronen an einem Atom in Isolatoren beschreibt, und dem Landau-Diamagnetismus, welcher den Effekt an frei beweglichen Elektronen in einem Metall erläutert, unterschieden. In einem inhomogenen Magnetfeld werden diamagnetische Stoffe (Cu, Bi, H_2O) verdrängt.
Der **Larmor-Diamagnetismus** wird zur Beschreibung von Isolatoren, deren Atome oder Ionen vollgefüllte Elektronenschalen im Grundzustand ($\mathbf{L} = \mathbf{S} = \mathbf{J} = 0$) besitzen, angewendet. Da die Larmor-Präzession in der x-y-Ebene verläuft und die vollgefüllte Schale kugelsymmetrisch ist, kann für $\langle x^2\rangle = \langle y^2\rangle = \frac{1}{3}\langle r^2\rangle$ gewählt werden. Um den Dia- und Paramagnetismus von Isolatoren zu beschreiben, wird ein System von wechselwirkungsfreien Atomen angenommen. Für ein System aus N unabhängigen unterscheidbaren Teilchen kann die freie Energie $\mathcal{F}$ über die Zustandsdichte Z ausgedrückt werden. Dabei wird der dritte Term der Energieänderung ΔE berücksichtigt. [25]

$$Z = \sum_n e^{-\beta E_n} \tag{2.36}$$

$$\frac{e^2 B_z^2}{8m}\langle n|\sum_i (x_i^2 + y_i^2)|n\rangle \qquad 3.Term\ von\ \Delta E_n \tag{2.37}$$

$$\mathcal{F} = U - TS \quad U = N\langle E\rangle \quad S = N(k_B lnZ + \frac{\langle E\rangle}{T}) \tag{2.38}$$

$$d\mathcal{F} = -SdT - pdV - VM \cdot dB_{ext} \tag{2.39}$$

Eine weitere Vereinfachung durch innere Energie U und Entropie S kann die frei Energie als

$$\mathcal{F} = -k_B T ln(Z^N) \tag{2.40}$$

dargestellt werden. Daraus kann bei konstantem Volumen und konstanter Temperatur die Magnetisierung M durch die partielle Ableitung berechnet werden.

$$M = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial B_{ext}}\right)_{T,V} \tag{2.41}$$

Die zweite Ableitung der freien Energie nach der Flussdichte B liefert die Suszeptibilität χ für den diamagnetischen Stoff.

$$\chi_{dia} = -\frac{\mu_0}{V}\left(\frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial B_{ext}^2}\right)_{V,T} = -\mu_0 \frac{e^2 N}{6mV}\sum_i \langle r^2 \rangle \tag{2.42}$$

$$\tag{2.43}$$

Nach dem die Elektronen in der äußersten Schale wegen dem größeren Radius einen höheren Beitrag liefern, kann für die Summe $\sum_i \langle r^2 \rangle$ eine gute Näherung durch $Z_a r_a^2$ getroffen werden. Z_a gibt die Anzahl der Außenelektronen und r_a den Außenradius an. Die Suszeptibilität nimmt folgende Form an:

$$\chi_{dia} \simeq -\mu_0 \frac{e^2}{6m}\frac{N}{V} Z_a r_a^2 \tag{2.44}$$

Der **Landau-Diamagnetismus** wird aus dem Pauli-Paramagnetismus abgeleitet. Dazu wird der orbitale Beitrag durch die Gesamtenergie der Leitungselektronen als Abhängigkeit des angelegten Feldes bestimmt. Es zeigt sich, dass die freie Energie $\mathcal{F}$ und die daraus abgeleitete Magnetisierung für Tieftemperaturbereich und Proben, die rein sind, eine oszillierende Funktion von B ergibt. Aus der Pauli-Suszeptibilität kann die Landau-Suszeptibilität, welche ein Drittel der Pauli-Suszeptibilität ist, ermittelt werden.

$$\chi_L = -\frac{1}{3}\chi_P \tag{2.45}$$

Für das Elektronengas ergibt sich insgesamt eine paramagnetische Suszeptibilität.

$$\chi = \chi_P + \chi_L = n\frac{\mu_0 \mu_B^2}{k_B T_F} \tag{2.46}$$

Eine Abweichung der Suszeptibilität stellt sich durch die Wechselwirkung der Kristallelektronen mit Gitterpotenzial und durch die Größe der effektiven Masse m^* der Leitungselektronen ein.

$$\chi_L = -\frac{1}{3}\chi_P \left(\frac{m}{m^*}\right)^2 \tag{2.47}$$

2.3.3.2 Paramagnetismus

Paramagnetische Substanzen weisen ohne ein externes Magnetfeld magnetische Momente auf. Die Bahnbewegung oder der Spin der Kristallelektronen können zum magnetischen Moment führen. Durch ein äußeres Feld werden die magnetischen Momente in Richtung des angelegten Magnetfeldes ausgerichtet. Daher zeigt die Suszeptibilität ein positives Vorzeichen.

$$\chi_{para} > 0 \qquad \mu_r > 1$$

Im Paramagnetismus wird auch zwischen dem Langvin-Paramagnetismus und dem Pauli-Paramagnetismus unterschieden. Der Langvin-Paramagnetismus beschreibt den Paramagnetismus in Isolatoren und ergibt sich aus dem Bahn- und Spinmoment der Kristallatome, die nur teilweise gefüllte Schalen aufweisen. Der Paramagnetismus der Leitungselektronen in Metallen wird durch den Pauli-Paramagnetismus beschrieben. Der Spin der Leitungselektronen im Metall führt zu einem Resultat.
Im **Langvin-Paramagnetismus** kann die klassische Boltzmannstatistik für N unterscheidbare wechselwirkungsfreie Teilchen zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit und die Magnetfeldabhängigkeit der Magnetisierung herangezogen werden. Ausgehend vom Gesamtdrehimpuls $\vec{J}$, vom magnetischen Moment $\mu_{Jz} = -g_J m_J \mu_B$ und vom Energieniveau $E_{mJ} = g_J m_J \mu_B B_0$, kann die Suszeptibilität kalkuliert werden. Mit der Boltzmannstatistik kann die Wahrscheinlichkeit ein Atom bei einer Temperatur T mit einer Zustandsenergie E_{mJ} zu finden, berechnet werden. [25]

$$W(m_J) = \frac{e^{-E_{mJ}/k_B T}}{Z_k} = \frac{e^{-E_{mJ}/k_B T}}{\sum_{mJ} e^{-E_{mJ}/k_B T}}$$

Zur Beschreibung der paramagnetischen Eigenschaften wird das Verhältnis von magnetostatischer Energie zu entgegenwirkenden thermischen Energie benutzt. Z_k ist die kanonische Zustandssumme

$$x = \frac{g_J J \mu_B B_0}{k_B T} \tag{2.48}$$

angegeben. Aus dem thermischen Mittelwert der Momente kann die Magnetisierung bestimmt werden.

$$M(T, B_0) = M_0 \mathcal{B}_J(x) \tag{2.49}$$

$$M_0 = N g_J J \mu_B \tag{2.50}$$

$$\mathcal{B}_J(x) = (1 + \frac{1}{2J}) coth[(1 + \frac{1}{2J})x] - \frac{1}{2J} coth[\frac{x}{2J}] \tag{2.51}$$

$$\tag{2.52}$$

M_0 ist die Sättigungsmagnetisierung, $\mathcal{B}_J(x)$ ist die Brillouin-Funktion. Im klassischen Grenzfall wenn J $\to \infty$ und $\mu_B \to 0$ streben, geht die Brillouin-Funktion in die Langevin-Funktion über. Die Magnetisierung lässt sich durch folgende Formel berechnen:

$$M(T, B_0) = M_0 \mathcal{L}(x) \tag{2.53}$$

$$\mathcal{L}(x) = \mathcal{B}_\infty(x) = coth(x) - \frac{1}{x} \tag{2.54}$$

Bei Raumtemperatur T = 300 K, $B_0 = 1$ T, J = 1 und $g_J = 2$ ergibt sich für x = 0.005 (x $\ll 1$). Aus der Formel für die Suszeptibilität kann das Curie-Gesetz ermittelt werden.

$$\chi = \frac{\partial M}{\partial H} \tag{2.55}$$

$$\chi = \frac{N g_j^2 J(J+1)\mu_B^2}{3k_B T} = \frac{C}{T} \qquad \textbf{Curie-Gesetz} \tag{2.56}$$

$$C = \frac{N g_j^2 J(J+1)\mu_B^2}{3k_B} \qquad \textbf{Curie-Konstante} \tag{2.57}$$

Beim **Pauli-Paramagnetismus** wird zunächst der Spin der Leitungselektronen berücksichtigt, der Bahnanteil wird vernachlässigt. Das magnetische Moment eines freien Elektrons ergibt mit den Werten $g_S = 2$, $S = \frac{1}{2}$ $\mu_s = g_S S \mu_B = \mu_B$. Da im externen Magnetfeld zwei Spinorientierungen $m_S = \pm 1/2$ möglich sind, werden die Elektronen in zwei Subbänder aufgespalten. Die Magnetisierung M lässt sich aus der Zustandsdichte des freien Elektronengases mal einer Vorkonstante berechnen.

$$M_{vol} = (n_\uparrow - n_\downarrow)\mu_B \tag{2.58}$$

$$(n_\uparrow - n_\downarrow)\mu_B = \frac{1\mu_B}{2V} \int_0^\infty \frac{dD}{dE} 2\mu_B B_{ext} f(E) dE \tag{2.59}$$

$$M = -\frac{\mu_B^2 B_{ext}}{V} \int_0^\infty D(E) \frac{df}{dE} dE \tag{2.60}$$

Für niedrige Temperaturen wird eine Näherung df/dE $\simeq \delta(E - E_F)$ getroffen. Für kleine Magnetfelder wird für $D(E \pm \mu_B B_0)$ eine Approximation um $B_0 = 0$ durchgeführt.

$$D(EF) = \frac{3}{2} \frac{nV}{k_B T_F} \tag{2.61}$$

$$M_{vol} = \frac{3n\mu_B^2 B_{ext}}{2k_B T_F} \tag{2.62}$$

Die Pauli-Suszeptibilität lässt sich aus der letzten Gleichung durch partielle Ableitung bei konstantem Volumen und konstanter Temperatur berechnen.

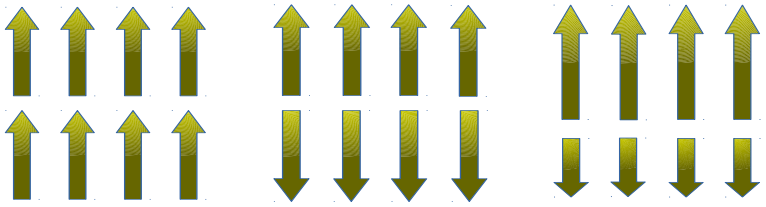
$$\chi_P = \mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial B_{ext}} \right)_{T,V} = n \frac{3\mu_0 \mu_B^2}{2k_B T_F} \qquad \textbf{Pauli-Suszeptibilität} \tag{2.63}$$

In weiterer Folge kann aus der Pauli-Suszeptibilität in der Landau-Theorie die Landau-Suszeptibilität für Diamagnetismus errechnet werden.

2.3.3.3 Ferro-, Ferri- und Antiferromagnetismus

Unterhalb einer spezifischen Temperatur macht sich bei diesen Materialien eine spontane Magnetisierung ohne ein externes Magnetfeld bemerkbar. Wegen der quantenmechanischen Austauschwechselwirkung innerhalb permanent magnetischen Momente kommt es

zur einer räumlichen Ordnung der Momente. In Abb. 2.13 a)-c) sind die magnetischen Momente der drei verschiedenen Substanzen angeordnet. Abb. 2.13 a) stellt die magnetischen Momente einer ferromagnetischen Substanz dar, die parallel zu einer ausgerichtet sind. In Abb. 2.13 b) wird das magnetische Moment eines antiferromagnetischen Stoffes abgebildet. Die beiden antiferromagnetischen Untergitter weisen eine gleich große entgegengesetzte Magnetisierung auf, daher kompensiert sich die Gesamtmagnetisierung. Wie in Abb. 2.13 c) verdeutlicht wird, ist in ferrimagnetischen Materialien eine effektive Gesamtmagnetisierung bemerkbar, da die Untergittermomente unterschiedliche Stärke aufweisen.



a) b) c)

Abb. 2.13: a) ferrromagnetischer Ordnung, b) antiferromagnetische Ordnung, c) ferrimagnetische Ordnung [25]

Durch die **Landau-Theorie** kann ein Übergang von einem ungeordneten zu einem geordneten Zustand, der bei einer kritischen Temperatur statt findet, beschrieben werden. Die quantenmechanische Austauschwechselwirkung ist für die Wechselwirkung der magnetische Momente in ferromagnetischen und antiferromagnetischen Stoffen verantwortlich. Eine Austauschwechselwirkung kann direkt oder indirekt erfolgen. Der indirekte Austausch erfolgt entweder über ein nichtmagnetisches Ion oder über Leitungselektronen. Wie die Coulomb-Wechselwirkung in Relation mit der Heisenbergschen Unschärferelation und dem Pauli-Prinzip zum magnetischen Effekt führt, wird anhand von zwei Elektronen gezeigt. Es wird der Hamiltonoperator, der spinunabhängig ist, für zwei Elektronen im elektrostatischen Potential betrachtet. [25]

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{i=1}^{2} \frac{p_i^2}{2m} + V(\vec{r}_2, \vec{r}_2) \tag{2.64}$$

Da in der Quantenmechanik zwischen zwei identischen Teilchen nicht unterschieden werden kann, führt eine Permutation der Ortskoordinaten in der Ortswellenfunktion dazu, dass das physikalische System gleich bleibt. Der Unterschied zwischen der neuen und der alten Wellenfunktion ist ein Phasenfaktor $e^{i\phi}$

$$\psi(\vec{r}_2, \vec{r}_2) = e^{i\phi}\psi(\vec{r}_2, \vec{r}_2)$$
$$e^{i\phi}\psi(\vec{r}_2, \vec{r}_2) = e^{2i\phi}\psi(\vec{r}_2, \vec{r}_2) = \psi(\vec{r}_2, \vec{r}_2)$$

Erfolgt eine nochmalige Permutation, ergibt sich die ursprüngliche Wellenfunktion, mit der Bedingung, dass $e^{2i\phi} = 1$ sein muss. Daher muss die Ortswellenfunktion entweder symmetrisch oder antisymmetrisch sein. Dies kann durch eine Linearkombination von Atomorbitalen ψ_a und ψ_b dargestellt werden.

$$\psi(\vec{r}_2, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_a(\vec{r}_1)\psi(\vec{r}_2) \pm \psi_a(\vec{r}_2)\psi_b(\vec{r}_1) \tag{2.65}$$

Elektronen haben als Fermion eine antisymmetrische Gesamtwellenfunktion Ψ bezüglich des Elektronenaustausches. Daher besteht die Gesamtwellenfunktion aus Produkt der Spinfunktion $\chi_{\sigma_1\sigma_2}$ und der Ortswellenfunktion$\psi(\vec{r}_2, \vec{r}_2)$

$$\Psi = \chi_{\sigma_1\sigma_2} \cdot \psi(\vec{r}_2, \vec{r}_2) \tag{2.66}$$

Aus der Entartung eines Zustandes mit S als Gesamtspin geht hervor, dass mit S=1 ein Triplett und S=0 ein Singulett bezeichnet wird. Als Gesamtwellenfunktion wird die symmetrische Ortswellenfunktion mit einer antisymmetrischen Spinwellenfunktion verknüpft und umgekehrt.

$$\Psi_S = \frac{1}{\sqrt{2}}\chi_S[\psi_a(\vec{r}_1)\psi(\vec{r}_2) + \psi_a(\vec{r}_2)\psi_b(\vec{r}_1] \tag{2.67}$$

$$\Psi_T = \frac{1}{\sqrt{2}}\chi_T[\psi_a(\vec{r}_1)\psi(\vec{r}_2) - \psi_a(\vec{r}_2)\psi_b(\vec{r}_1] \tag{2.68}$$

Die Wirkung des Hamiltonoperators auf die Gesamtwellenfunktion zeigt, dass die kinetische Energie von Singulet und Triplett gleich sein werden, nur die potentielle Energie führt zu $E_S \neq E_T$ Beitrag.

$$\mathcal{H}|\Psi_S\rangle = E_S|\Psi_S\rangle \tag{2.69}$$

$$\mathcal{H}|\Psi_T\rangle = E_T|\Psi_T\rangle \tag{2.70}$$

$$E_S = 2E_0 + \int \Psi_S^* V(\vec{r}_1, \vec{r}_2)\Psi_S \tag{2.71}$$

$$E_T = 2E_0 + \int \Psi_T^* V(\vec{r}_1, \vec{r}_2)\Psi_T \tag{2.72}$$

$$\int \Psi_S^* V(\vec{r}_1, \vec{r}_2)\Psi_S = U + \mathcal{J} \tag{2.73}$$

$$\int \Psi_T^* V(\vec{r}_1, \vec{r}_2)\Psi_T = U - \mathcal{J} \tag{2.74}$$

$$U = \int |\psi_a(\vec{r}_1)|^2 V(\vec{r}_1, \vec{r}_2)|\psi_b(\vec{r}_2)|^2 d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \qquad \textbf{Coulombintegral} \tag{2.75}$$

$$\mathcal{J} = \int \psi_a^*(\vec{r}_1 V(\vec{r}_1, \vec{r}_2)|\psi_b(\vec{r}_2)|^2 \qquad \textbf{Austauschintegral} \tag{2.76}$$

Für den Fall $\mathcal{J} > 0$ ist $E_S > E_T$, somit ist der Triplettzustand der Grundzustand und die Spins sind parallel ausgerichtet. Die Coulombabstoßung wird durch Kopplung der antisymmetrischen Ortswellenfunktion mit der symmetrischen Spinfunktion reduziert. Daher wird dieser Fall als ferromagnetische Kopplung bezeichnet. Im anderen Fall ist $\mathcal{J} < 0$ $E_S < E_T$ und der Singulettzustand ist der Grundzustand mit antiparallelen Spins, was als antiferromagnetische Kopplung bezeichnet wird. Dabei ist die symmetrische Ortswellenfunktion mit der antisymmetrischen Spinfunktion verknüpft [28].
Im **Heisenberg-Modell** ist der effektive Hamiltonoperator durch die Spin-Operatoren beschrieben.

$$\mathcal{H}_A = -\sum_{j\neq,i>j} J_A^{ij} \frac{1}{\hbar^2} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \tag{2.77}$$

Die Summe in Gl. 2.77 berücksichtigt alle Atome i und deren Nachbarn, mit der Bedingung i>j wird eine eine Doppelzählung eines Paares verhindert.
Der **Ferrimagnetismus** ist eine Verallgemeinerung des Antiferromagnetismus, der durch das Austauschintegral mit J < 0 gekennzeichnet ist. Die gleich großen magnetischen Momente sind anti-parallel orientiert. In einem Kristallgitter wird das antiferromagnetische Gitter in zwei Untergitter unterteilt. Dabei gilt im Antiferromagnetismus $M_A + M_B = M = 0$ für $T < T_N$. Beim Ferrimagnetismus ist $M_A \neq M_B$ und die Suszeptibilität ist mit der ferrimagnetische Curie-Temperatur als

$$\chi = \mu_0 \frac{\partial(M_A + M_B)}{\partial B_{ext}} = \frac{(C_A + C_B)T - 2|\gamma_{AB}|C_A C_B}{T^2 - T_C^2} \tag{2.78}$$

$$T_C = |\gamma_{AB}|\sqrt{C_A C_B} \tag{2.79}$$

angegeben.

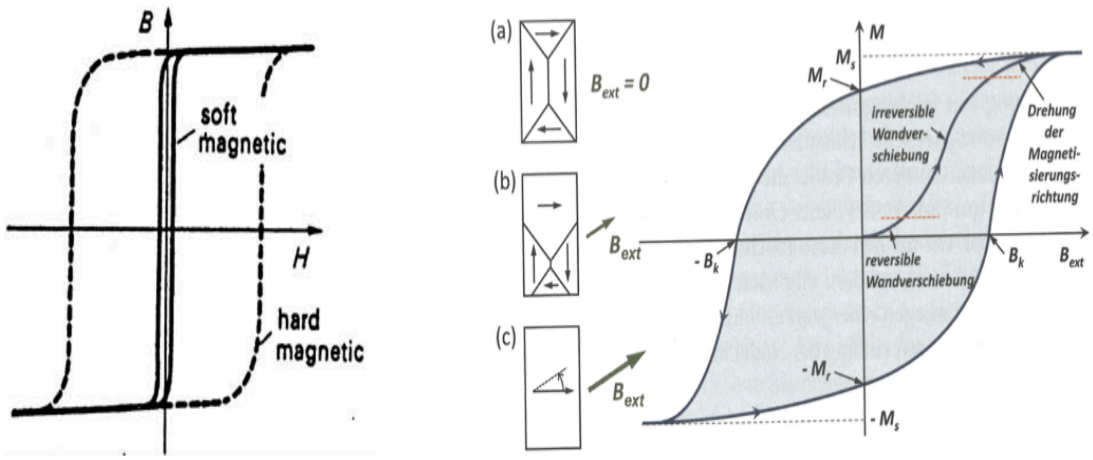
2.3.4 Magnetisierungskurve

Wird an einem ferromagnetischen Stoff ein externes Feld angelegt, ist die Berücksichtigung der Zeeman-Energie des äußeren Magnetfeldes zu den Energiebeiträgen der magnetischen Feldenergie, Wandenergie und der Anisotropieenergie notwendig. Durch die Zeeman-Energie wird versucht die Magnetisierung in Richtung des externen Feldes zu bringen. Eine Erhöhung des äußeren Feldes bewirkt aufgrund des zusätzlichen Energieterms eine Änderung der Domänenstruktur. In Abb. 2.14 b) ist erkennbar, dass am Anfang die Wandverschiebung reversibel ist und geht mit steigendem Feld in einen irreversiblen Zustand über. Die Übergangsstellen für den reversiblen und irreversiblen Zustand sind in Abb. 2.14 b) mit gelb gepunkteten Linien markiert. Die Anzahl der Domänen, deren Magnetisierungsrichtungen in Richtung des externen Feldes zeigen, steigen und die Anzahl der Domänen mit unvorteilhaften Richtungen sinken. Der Bereich mit steilem Anstieg geht aus der Wandverschiebung hervor und der abgeflachte Bereich wird durch Rotationsprozesse bewirkt. Bei Umpolung des externen Feldes geht die Magnetisierung nicht auf den ursprünglichen Wert zurück, sondern es bleibt eine Restmagnetisierung (Remanenz) übrig. Damit die Remanenz verschwindet, muss das umgepolte externe Feld bis zur Feldstärke B_k erhöht werden. Bei einem kompletten Durchlauf der Hystereseschleife wird die Verlustenergie

$$\oint \mu_0 M dH_{ext}$$

die der Fläche der Hysterese entspricht, in Wärme umgewandelt [27] [25].

In Abb. 2.14 a) ist die Hysteresekennlinie eines hartmagnetischen (strichliert) und eines weichmagnetischen (durchgezogen) Stoffes dargestellt. Hartmagnetische Stoffe haben eine höhere Koerzitivfeldstärke im Vergleich zu weichmagnetischen Stoffen.



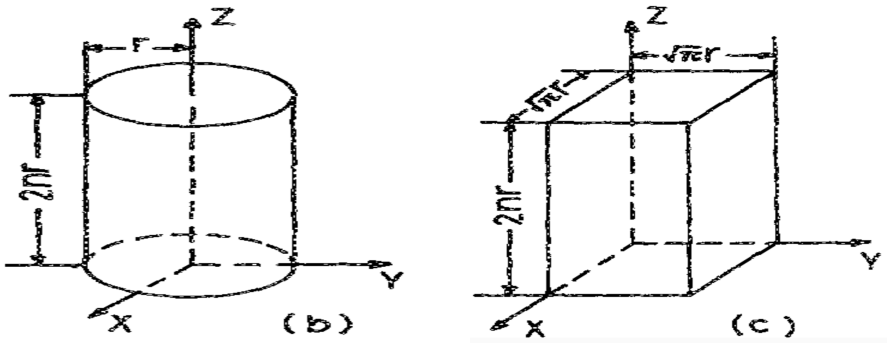
a) b)

Abb. 2.14: a) Hart- und Weichmagnetische Hysteresekennlinie, b) Hysteresekurve mit Darstellung der Änderung der Domänenstruktur eines Ferromagneten [25] [27]

2.3.5 Entmagnetisierungsfaktor N

Der Entmagnetisierungsfaktor N gibt die Stärke des Entmagnetisierungsfeldes an und hängt von der Geometrie ab. Desweiteren ist N nur für ellipsoidartigen Formen oder Formen, die durch ein Ellipsoid approximiert werden können, im homogenen externen Magnetfeld festgelegt. Gleichung 2.80 ist allgemein gültig und N_x, N_y, N_z sind Entmagnetisierungsfaktoren der Raumrichtungen längst der Hauptachsen des Ellipsoides. Um den Entmagnetisierungfaktor eines Zylinders zu bestimmen, wird dieser wie in Abb. 2.15 gezeigt wird, in kartesischen Koordinaten transformiert.

$$N_x + N_y + N_z = 1 \tag{2.80}$$



a) b)

Abb. 2.15: a) Zylinder, b) Transformierter Zylinder [24]

Daraus lässt sich der Entmagnetisierungsfaktor N_z für die gedruckte Scheibe aus Gl. 2.82 berechnen [24].

$$h = 2nr \tag{2.81}$$

$$N_z = \frac{1}{[2(\frac{2n}{\sqrt{\pi}}) + 1]} \tag{2.82}$$

Für alle anderen Geometrieformen (Quader, Würfel) wurde der Entmagnetisierungsfaktor über „magpar“ [16] ermittelt. Wie in Kapitel Messergebnisse zu sehen ist, wurden beim Plotten der Hysteresekennlinien der einfachen Geometrien (Würfel, Quader und Scheibe) das Produkt $N_z \cdot J$ (J=Polarisation) vom externen Feld H_{ext} abgezogen.

2.4 $Nd_2Fe_{14}B$ Magnet

Der $Nd_2Fe_{14}B$-Magnet gehört sowie $S_mC_o$zur Gruppe der Seltenenerden-$Re_2Fe_{14}B$-Magnete. $Nd_2Fe_{14}B$-Magnete haben die höchsten Energiedichten. Im Gegensatz zu S_mC_o sind die Rohmaterialien für N_dF_eB-Magnete besser verfügbar und kostengünstiger. Daher wächst die Produktion im industriellen Bereich rasant. Das Ziel von Dauermagnetwerkstoffen ist neben der hohen spontanen Polarisation auch eine große uniaxiale Anisotropie zu besitzen. $Nd_2Fe_{14}B$ hat eine hohe Kristallanisotropie aufgrund der Abschirmung der magnetischen 4f-Orbitale durch die äußeren $5s^25p^6$ Orbitale, dadurch bleibt das Bahnmoment der Schale aufrecht. Die Spin-Bahn-Kopplung bewirkt eine Kopplung des Spins an das anisotrope Kristallfeld, dadurch ist ein Verdrehen der Spins und der magnetischen Momente mit Energieaufwand verknüpft. Ein Einsatz eines $Nd_2Fe_{14}B$-Magneten, der für wichtigen Anwendungen eine Koerzitivfeldstärke bis 2700 kAm^{-1} erreichen kann, kommt dort zu Stande, wo starke Magnetfelder bei geringem Volumen benötigt werden. Sie besitzen auch eine hohe Sättigungsmagnetisierung. Dementsprechend ist das Energieprodukt zu anderen Magneten vergleichsweise groß. Die thermische Belastbarkeit liegt abhängig von der Legierungszusammensetzung, der Haltekraft, der Bauteilgeometrie bei 15°C. Der Einsatzlimit von 150°C ist für viele Materialzusammensetzungen nicht von hoher Bedeutung. Im Vergleich zu anderen Magneten wie S_mC_o oder $A_lN_iC_o$ hat der Neodym-Magnet drei besonders wichtige Vorteile [29] [30].

- Geringere Kosten als die anderen Legierungen
- Nicht so spröde
- Geeignete Schutzschicht verzögert die Korrosionsanfälligkeit

Neodym-Eisen-Bohr Magnete sind im Vergleich zu Ferrit-Magneten durch viel höhere Remanenz und Koerzitivfeldstärke gekennzeichnet. Als Dauermagnetwerkstoff besitzen NdFeB-Legierungen die höchsten Energiedichten [30]. Die Herstellung von NdFeB-Magnete ist wesentlich günstiger, da die Rohstoffe billiger und leichter verfügbar sind [30].

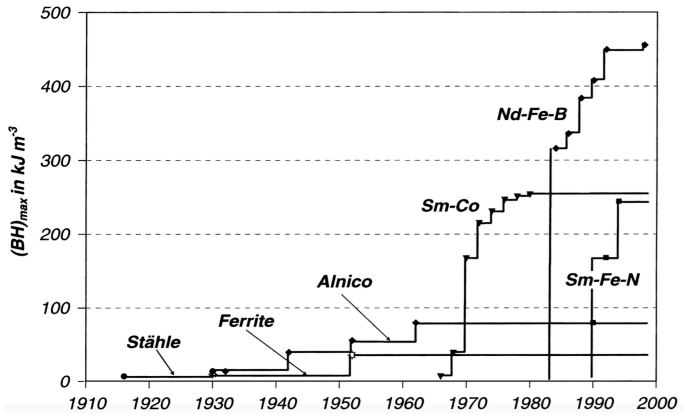


Abb. 2.16: Ablauf der maximalen Energiedichte in Dauermagnetwerkstoffen [29]

2.4.1 Herstellung

Für die Herstellung von Neodym-Magneten existieren zwei Methoden.

- Gießprozess
- Pulversintern.

Da die Seltenen Erde-Übergangsmetalle Verbindungen sehr oxidationsempfindlich und reaktiv sind, ist das Schmelzen in einem Vakuum-Induktionsofen vorgesehen. Die Abgußblöcke besitzen ein polykristallines Gefüge. Die magnetischen Momente, welche durch kristallelektrischer Felder parallel zur Kristallachse gerichtet werden, sind im Raum isotrop verteilt. Um anisotrope Magnete herzustellen, ist die Anwendung der Pulvermetallurgie notwendig. Unter einem Schutzgas werden die grobkristallinen Verbindungen in mehreren Schritten zerkleinert und in Fließbett-Gegenstrahlmühlen fein gemahlen. Der Prozess soll die Herstellung von Legierungspulvern, die aus einzelnen Kristallen bestehen, ermöglichen. Die Körner dieser Legierung weisen eine Korngröße zwischen 3 μm und 5 μm auf und sind in einem Magnetfeld ausrichtbar. Das Ausrichten der magnetischen Momente wird von einigen Pressverfahren unterstützt. Um die Magneteigenschaften zu optimieren, werden geringe Anteile an anderen Elementen wie (Pr, Ga, Nb, V, Cu, Sn, Ti) beigemischt. Ähnlich wie SmCo-Magnete werden auch NdFeB-Magnete durch pulvermetallurgisches Verfahren hergestellt.

Um Eigenschaften wie die Temperaturstabilität besser anpassen zu können, wird die Anwendung von nanokristallinen Pulvern bevorzugt. Unterschieden wird zwischen zwei Herstellungsverfahren.

- Sintern
- Herstellung von nanokristallinen Pulvern (durch Heißpressen und Heißumformung werden die Magnetkörner verdichtet)

Die Ausgangslegierungen werden wie in Abb. 2.17 beschrieben ist, durch zwei voneinander unabhängige Methoden hergestellt. Bei der ersten Variante wird das Material aus den Elementen der Vorlegierung wie N_dF_e und F_eB in einem Vakuuminduktionsofen geschmolzen. Die $Nd_2Fe_{14}B$-Phase bildet sich bei der peritektischen Umsetzung während der Erstarrung. Daher enthält noch der Abguss einen großen Anteil an freiem Fe , welches durch eine längere Hochtemperatur-Homogenisierung des Ingots in ein Lösungsmittel gegeben muss, um eine Weiterverarbeitung zu ermöglichen. Die zweite Variante wird mit Hilfe eines Reduktionsprozesses, die auch calciothermische Reduktion genannt wird, und einem Diffusionsprozess durchgeführt. Allerdings wird von Nd_2O_3, Fe und $Fe-B$ ausgegangen. Das Legierungspulver weist eine Korngröße von ≤ 200 μm auf und kann bis zur gewünschten Partikelgröße feingemahlen werden. Eventuell können auch die Grobpulver aus der Coreduktion zum Zwecke der Hochreinigung im Vakuumofen wieder umgeschmolzen werden [29] [30].

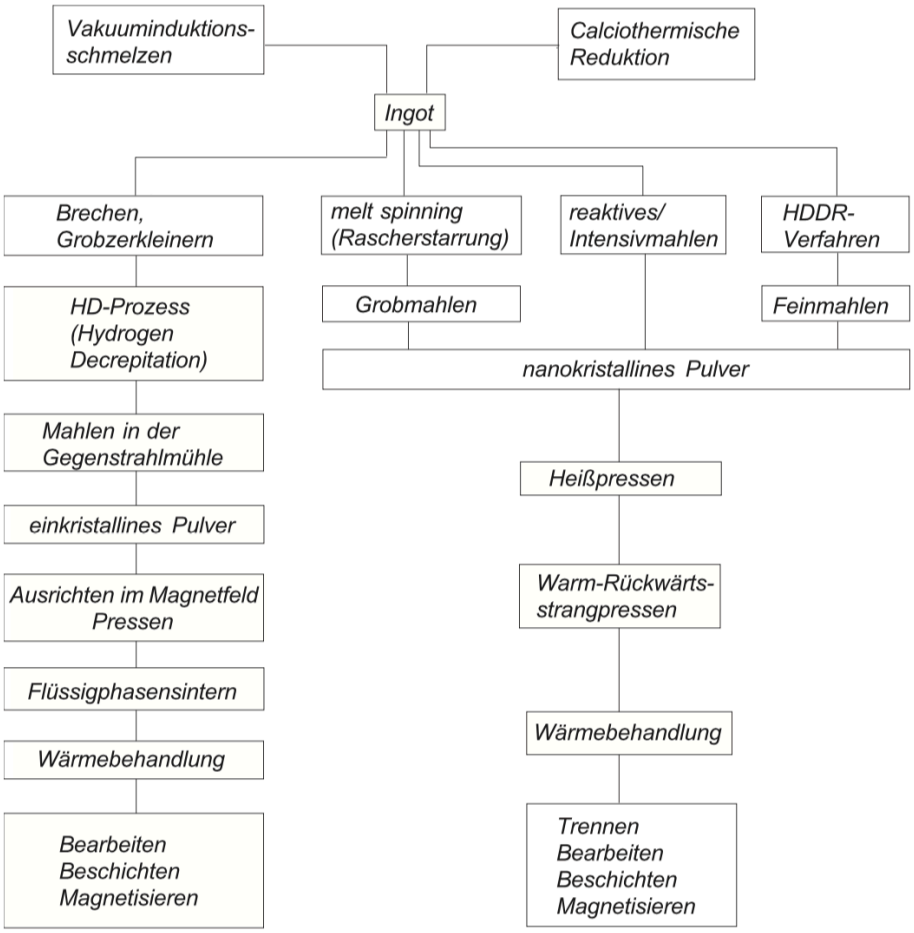


Abb. 2.17: Produktionsschritte von anisotropen Seltenen Erden (NdFeB) Magneten, die Wärmebehandlung von NdFeB-Magneten dauert 1-3 Stunden im Temperaturbereich zwischen 600°C- 900°C, die Sintertemperatur für NdFeB liegt bei 1100°C. [30]

2.4.2 Nd-Fe-B Magnete Gesintert

Wie in Abb. 2.17 ersichtlich ist, werden die Gussbrocken des Ingots, die durch Brechen geformt werden, in Hochenergie-Schlagmühlen unter Schutzgas (N_2)-Bedingung bis zu Korngrößen $\leq 500\ \mu$m zerkleinert. Wird Sm-Co-Legierung gegenüber gestellt, so zeigt die NdFeB-Legierung eine geringere Sprödigkeit, welche durch die $\alpha - Fe$ im Gefüge wirksam werden, daher ist die Zerkleinerung von NdFeB-Legierungen kräftezehrend. Die Montage von einem Hydrogen Decrepitation (HD-Prozess) kann in der technologischen Entwicklung von Vorteil sein. Dieser beinhaltet eine interstitielle Wasseraufnahme in der Struktur der einzelnen Phasen und die Folgen sind Versprödung. Desweiteren wird aufgrund der abweichenden Volumenzunahme der $Nd_2Fe_{14}B$-Phase und des Korngrenzenmaterials eine Zersprengung in Gang gesetzt. Der HD-Prozess läuft druck- und temperaturabhängig ab. Für den NdFeB-Magneten muss eine Temperatur zwischen 600°C und

800°C herrschen; ein H_2 Partialdruck von 1 bar reicht aus. Die Prozessparameter hängen von anwesenden Verbindungselementen ab. Durch Variation des Prozessparameters wird ein Einfluss auf die Korngröße und die Korngrößenverteilung des Pulvers ausgeübt. Um die Dimension der Partikelgröße ≤ 5 μm zu bekommen, wird das Material in einem Attritor oder bei einem andauerndem Durchsatz in Fließbett-Gegenstrahlmühlen durch das Feinmahlen gegeben. Da die Seltenenerdemetall-Verbindungen erhebliche Sauerstoffaffinität zeigen, muss das Mahlen unter hochreinem Schutzgas (N_2) oder unter einer Mahlflüssigkeit (Cyclohexan) durchgeführt werden. Das ein-kristalline Pulver wird bei einem Druck zwischen 100 MPa und 1000 MPa und simultanem starkwirkendem Magnetfeld, das die Pulverkörner kristallographisch ausrichtet, in Matrizen gepresst. Die Pulverteilchen im Matrizenhohl verdrehen sich beim Pressen im Magnetfeld mit der magnetokristallinen Vorzugsrichtung (c-Achse im tetragonalen $Nd_2Fe_{14}B$-Kristall) parallel zu den Magnetfeldlinien. Die durch Pressen kristallographische Orientierung wird im Formteil verankert und besteht nach dem Sintervorgang fort. Je nach Pressrichtung und Magnetfeldrichtung wird zwischen zwei Pressanordnungen, die in Abb. 2.18 dargestellt sind, unterschieden:

- Axialfeldpressen
- Querfeld- (Transversalfeld-)pressen

Je nach Orientierung der Magnetfeldrichtung ergeben sich anisotrope Magnete, deren Polarisation entsprechend der Druckrichtung entweder axial oder transversal gerichtet ist. Eine effektive Ausrichtung der Pulverteilchen wird beim isostatischen Verdichten der NdFeB- Sintermagnetblöcke, die Güteeigenschaften wie Energiedichte und Remanenz hohe Werte annehmen, unter Einwirkung eines Magnetfeldes realisiert. Die B_r-Größe der Magnete wird über den Grad der Ausrichtung der Pulverpartikel charakterisiert. Im Vergleich zu Sintermagneten, die durch isostatisches Verfahren entwickelt werden, weicht die Remanenz von querfeldgepressten Magneten um 2% ab. Jedoch erfahren die Pulverpartikel eine stärke Störung (Gittergeometrische Gegebenheiten Teilchenform-Beeinflussung) beim Axialfeldverfahren, dabei beträgt die Abweichung der Remanenz 6-8% . Je nach Art und Eigenschaften der Pulverpartikeln kann die Stärke des ausrichtenden Magnetfeldes zwischen $0,8$ MAm^{-1} und 1 MAm^{-1} betragen. Beim Pressen von größeren Blöcken beim kaltisostatischen Verdichten, das auf geregelt gepulste Magnete oder Wechselfelder abnehmbarer Amplitude basiert, sind Feldstärken bis 5 MAm^{-1}notwendig [29] [30].

2.4.3 Formteilpressen im Axialfeld

Aufgrund der Härte und der Sprödigkeit ist die Fertigung von SE-TM Formteilen zeit- und kostenaufwendig. Jedoch erweist sich die Fertigung von Formteilen in einem axia-

len Feld als wirtschaftlich. Die linke Graphik in Abb. 2.18 stellt das Axialfeldpressen dar. Die Matrize der Presse wird mit Legierungspulver beladen und dazu wird ein Magnetfeld, das parallel zur Pressrichtung gerichtet ist, angelegt und verdichtet. Wird die Verdichtung unaxial durchgeführt, so ist die Störung der Ausrichtung der Pulverkörner größer als beim isostatischen Verfahren. Im Vergleich ist die Remanenz im Mittel zwischen 6%-8% geringer als beim isostatischen Magneten. Nach dem Pressvorgang werden die Blöcke gesintert und getempert. Für Anwendungen im Antrieb- und Servomotorenbereich werden Magnete mit hoher Koerzitivfeldstärke von 36 kOe und Remanenz von $1,08$ T erschaffen. Magnete, die durch Axialfeldpressen verarbeitet wurden, finden ihren Einsatzbereich für Antrieben. Sie haben die Eigenschaft, dass Sie bei hohen Gegenfelder weder entmagnetisiert noch geschwächt werden [29] [30].

2.4.4 Formteilpressen im Transversalfeld

Um eine bessere Remanenz der Formteile zu erzielen, muss das Pressen, welches als Schema in Graphik 2.18 rechtes Bild illustriert ist, bei Anwesenheit eines transversalen Magnetfeldes geschehen. Im transversalen Magnetfeld formieren sich die Pulverpartikeln zu Fäden, die in der Presse einer transversalen Verdichtung in Vorzugsrichtung ausgesetzt sind. Die im Querfeld gepressten Magneten weisen eine Remanenz, die im Mittel um 2% geringere Remanenz als isostatisch gepresste Cluster hat, auf. NdFeB-Magnete, welche der transversalen Pressvorrichtung ausgesetzt sind, haben eine Remanenz im Bereich von $1,14$ T-$1,43$ T und deren Koerzitivfeldstärke H_{cJ} liegt im Bereich 36 kOe-12 kOe. Die maximale Energiedichte liegt im Rahmen von 32 MGOe-50 MGOe. Das Transversalfeldpressen ermöglicht nicht alle Formen der Geometrie, daher bilden sich Einschränkungen. Eine Nachverarbeitung der Konturen wird durch Schleifen oder Aufschneiden der Blöcke notwendig, um dünne Magnetplatten zu fertigen [29] [30].

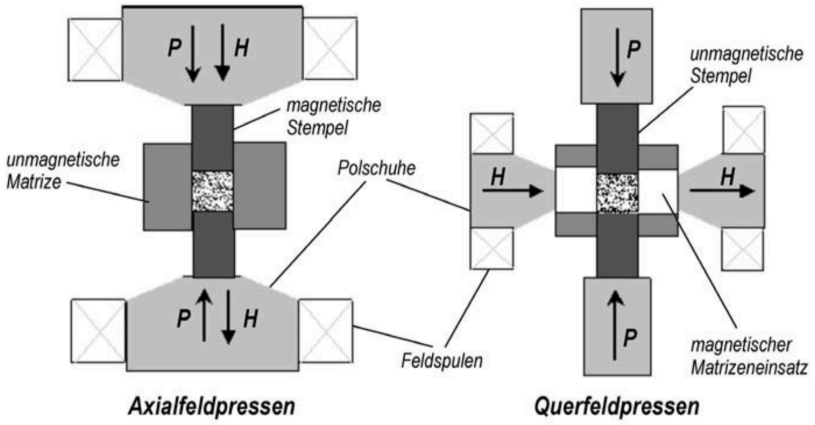


Abb. 2.18: Pressvorgang im Magnetfeld [30]

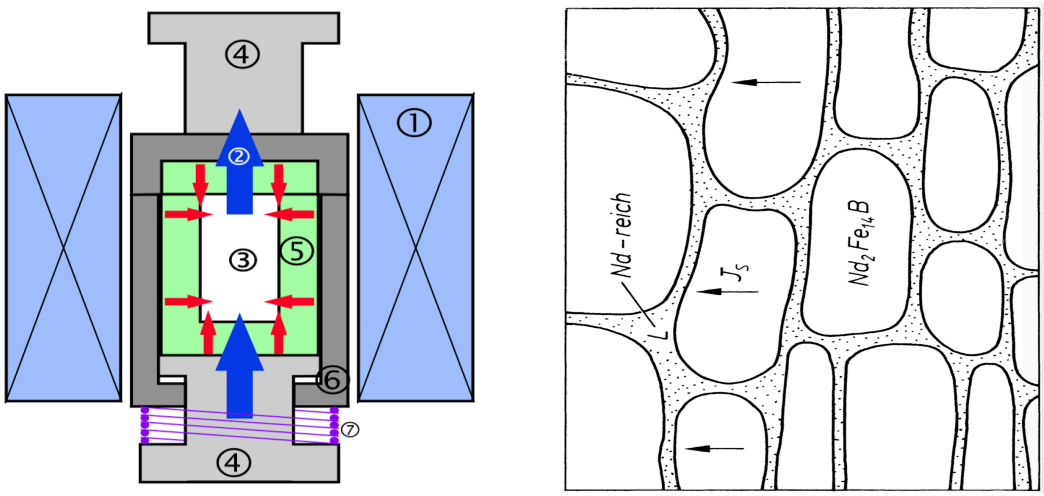
2.4.5 Isostatisches Pressen (CIP)

Beim kaltisostatischen Pressen (Cold Isostatic Pressing (CIP)) werden hochremanente Magnetblöcke produziert. Dabei erfolgt ein Verdichten der ausgerichteten Pulverkörner von allen Richtungen beinahe gleichmäßig. Die gut ausgerichteten Pulverteilchen bleiben bestehen und nach dem Sinterprozess werden große Blöcke erstellt, die zur Weiterverarbeitung dienen. Nach dem isostatischen Schritt werden die Blöcke, auf mehr als 98% ihrer theoretischen Dichte komprimiert. Mit der Wärmebehandlung werden die magnetischen Eigenschaften optimal präpariert. Zum Abschluss werden die Magnete je nach Anwendung und Forderung geschliffen und beschichtet, um Korrosion zu verhindern. Magnete, die durch isostatische Verfahren gepresst wurden haben eine Remanenz von $1,47$ T und eine Koerzitivfeldstärke von 12 kOe (das entspricht $9,6$ kAcm^{-1}) bei Raumtemperatur. Entsprechend beträgt die Energiedichte von 53 MGOe (420 Kjm^{-3}). Die Koerzitivfeldstärke H_{cJ} nimmt mit steigender Temperatur ab. So wird die maximale Einsatztemperatur dieser Magnetwerkstoffe auf 60°C limitiert.

2.4.6 Isostatisches Pressen im elastischen Modus (RIP)

Dieses Verfahren zur Fertigung von Formteilen mit guter Ausrichtung der Pulverpartikeln ist von M.Sagawa für NdFeB-Magnete geplant worden. In Abb. 2.19 a) ist der schematischer Aufbau des isostatischen Pressvorgangs von (1)-(7) nummeriert dargestellt. Dabei wird eine elastische Pressform (5), die in eine Stützform (6) eingebettet ist, mit Legierungspulver (3) befüllt. Nach dem Schließvorgang der Pressform werden durch

Magnetfeldpulse (1) in der Stärke von 30 kOe (24 $kAcm^{-1}$) die Pulverpartikeln ausgerichtet. Das Anlegen von mehreren Gleichfeldpulse führt zur einer besseren Ausrichtung des Pulvers. Durch einen Wechselfeldpuls mit abklingender Feldstärkenamplitude wird die Ausrichtung noch wirksamer. Um die Reibung zwischen den Pulverpartikeln besser zu überwinden, sind Wechselfeldpulse möglicherweise besser geeignet und können zu einer sehr guten Ausrichtung des Pulvers beitragen. Wenn das Ausrichten beendet ist, erfolgt durch einen axialen Pressstempel (4) das Verdichten. Die Presskräfte werden bei der elastischen Form mit passender Abmessung quasi auf alle Teilchen gleichmäßig verteilt, dadurch erfolgt eine isostatische Verdichtung. Die axialen Ausrichtungen der Pulverpartikeln werden nur gering beeinträchtigt. Sowohl die gesinterten als auch die getemperten Formen zeigen ähnliche Eigenschaften wie isostatisch gepresste Magnetteile [29] [30].



a) b)

Abb. 2.19: a) 1. Pulsfeld Spule, 2. Orientierungs-Feld, 3. Legierungspulver, 4. Pressstempel, 5. Elastische Form, 6. Stützform, 7. Feder, b) Gefügestruktur eines $Nd_2Fe_{14}B$ Magneten [29]

Der Sinterprozess wird entweder im Vakuum oder unter einer Schutzgasatmosphäre (hochreines Ar) bei 1080°C zwischen 20 Min-90 Min durchgeführt. Das Sintern ermöglicht das Entstehen von Dauermagneten mit einer ausgeprägten magnetischen Vorzugsrichtung. Dabei erreicht die Dichte der gesinterten NdFeB-Magnete einen Wert, der im Bereich von $7,5\ gcm^{-3}$ -$7,8\ gcm^{-3}$ liegt. Um für eine hohe Koerzitivfeldstärke H_{cJ} zu Sorgen, wird 1-3 Stunden wärmebehandelt. Sowohl das Sintern, als auch die Wärmebehandlung sind darauf ausgelegt ein gleichmäßiges feinkörniges Gefüge mit einer hochgradigen Ausrichtung der $Nd_2Fe_{14}B$-Teilchen entstehen zu lassen, dabei soll auch das anomale Kornwachstum verhindert werden. Die signifikanten Kenngrößen der Magnete werden über das enstandene Gefüge, das sich im Laufe des Sinterprozesses und

der Wärmebehandlung bildet, festgelegt. Abb. 2.19 b) zeigt, dass die Gefügestruktur eines $Nd_2Fe_{14}B$-Magneten aus der $Nd_2Fe_{14}B$-Grundphase, welche auch als Φ-Phase [2] bekannt ist, und der unmagnetischen Nd-reichen Bindephase zusammengesetzt ist [3]. Die Φ-Phase befindet sich auch mit der paramagnetischen Boridphase (η-Phase) Fe_4NdB_4, die sich bei der Erstarrung in der Korngrenze anordnet, im thermodynamischen Gleichgewicht. Die Bindephase wird zur magnetischen Entkopplung der $Nd_2Fe_{14}B$-Teilchen benutzt. Die Koerzitivfeldstärke ist abhängig von der homogenen Verteilung der Binde-Phase. Die Φ-Phase stellt die Basis der hartmagnetischen Kriterien im Magneten dar. Um die erwünscht hohen Werte der Remanenz und der Energiedichte zu erzielen, muss bei simultan gut ausgerichteten Partikeln der Anteil der $Nd_2Fe_{14}B$-Phase im Gefüge hoch sein. Im Gegensatz dazu wird eine nichtferromagnetische Korngrenzenphase, welche ein ausreichendes Volumen besitzen muss, zur magnetischen Entkopplung hoher Koerzitivfeldstärke benutzt. Ein hochremanenter NdFeB-Magnet besteht aus über 96% Φ-Phase und ungefähr 2% Korngrenzmaterial. Da die Nd-reiche Phase bei Temperaturen zwischen 630°C-650°C erstarrt, wird der Sinterprozess gefördert und Sinterdichten über 99% werden festgestellt [29] [30].

2.4.7 Temperaturstabilität

Um optimale Eigenschaften von gesinterten NdFeB-Magneten zu erzielen, muss auch die Temperaturabhängigkeit bei der Dimensionierung beachtet werden.

- „reversible Änderung der magnetischen Polarisation, die sich durch den Temperaturkoeffizienten der Remanenz bestimmen lassen."
- „durch irreversible Polarisationsänderung als Folge der Temperaturabhängigkeit der Koerzitivfeldstärke H_{cJ} und der thermischen Nachwirkung."
- „durch irreversible Polarisationsänderungen Schädigung der Magnetoberfläche oder durch Gefügeänderungen."

Die Verminderung der Remanenz bzw. der Koerzitivfeldstärke bei höher werdender Temperatur kann durch die Temperaturkoeffizienten TK(J_r) bzw. TK(H_{cJ}) approximiert werden.

$$TK(J_R) = \frac{J_R(T_1) - J_R(T_0)}{J_R(T_0) \cdot (T_1 - T_0)} \cdot 100 \qquad T_0 < T < T_1 \tag{2.83}$$

[2] Die Φ-Phase zeigt eine hohe Sättigungspolarisation $J_s = 1,6$ T bei 20° und eine starke magnetokristalline Anisotropie

[3] Im Temperaturbereich des Sintern ist die Bindephase flüssig

$$TK(H_{cJ}) = \frac{H_{cJ}(T_1) - H_{cJ}(T_0)}{H_{cJ}(T_0) \cdot (T_1 - T_0)} \cdot 100 \qquad T_0 < T < T_1 \tag{2.84}$$

Als Endtemperatur T_0 wird die Raumtemperatur von 20°C gewählt und T_1 ist die zweite Endtemperatur; die dazugehörigen Koeffizienten der remanenten Polarisation und der Koerzitivfeldstärke sind $J_R(T_1), J_R(T_0)$ und $H_{cJ}(T_1), H_{cJ}(T_0)$. Um die Temperaturbeständigkeit zu verbessern wird teilweise das Neodym durch Dysprosium (Dy) substituiert [30]. So können bei gleicher Temperaturabhängigkeit im höheren Temperaturbereich stärkere Koerzitivfeldstärken angelegt werden. Magnete, die dem höheren Temperaturbereich ausgesetzt sind, leiden an Polarisationsverlust ΔJ_{irr}, da die Gegenfelder und lokale inhomogene Streufelder einzelne Sektoren des Magneten entmagnetisieren. Verursacht werden diese Polarisationsverluste durch Temperaturabhängigkeit der Koerzitivfeldstärke H_{cJ}, diese können durch eine Neumagnetisierung behoben werden [29].

$$H_{cJ}(T) = \alpha \cdot H_A(T) - \frac{1}{\mu_0} \cdot N \cdot J_s(T) \tag{2.85}$$

H_A und J_s werden als Anisotropiefeldstärke und Sättigungspolarisation der hartmagnetischen Legierung genannt. Der Parameter α ist eine werkstoffabhängige Konstante und der Parameter N ist als Entmagnetisierungsfaktor bekannt.

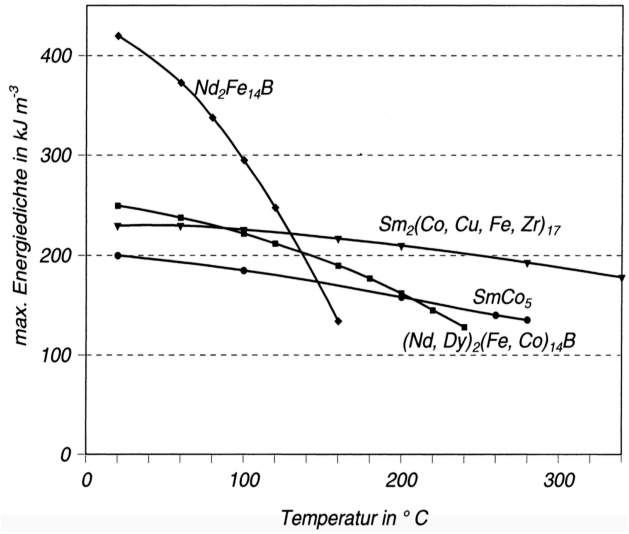


Abb. 2.20: Energiedichte als Funktion der Temperatur für verschiedene Dauermagnetwerkstoffe [30]

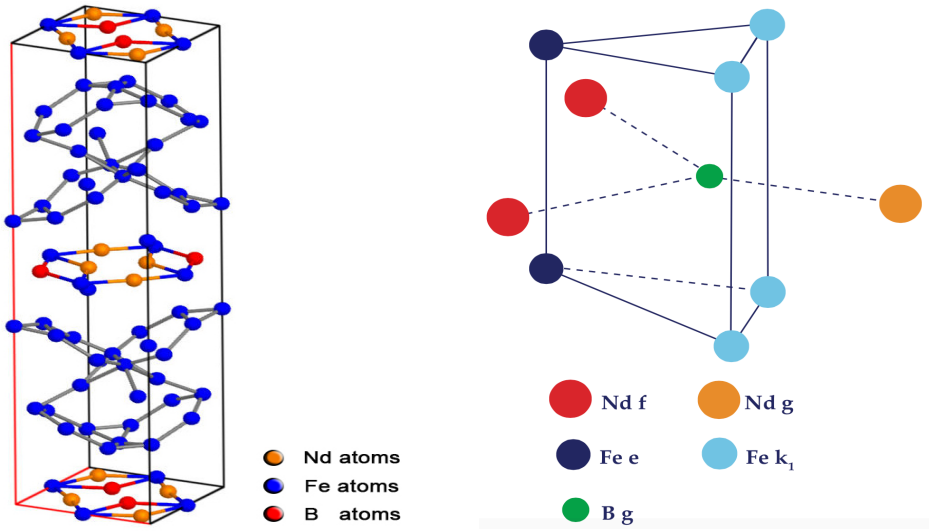
Abb. 2.20 zeigt, dass der $Nd_2Fe_{14}B$-Magnet bei Raumtemperaturen hervorragende magnetische Kenngrößen aufweist, doch mit steigender Temperatur sinken diese Werte sehr rasch ab. Die Polarisationskoerzitivfeldstärke H_{cJ} und die damit verbundene Energiedichte $(BH)_{max}$ sind betroffen.

2.4.8 Korrosionsbeständigkeit

Gesinterte NdFeB-Magnete zeigen in trockener Umgebung eine gute Beständigkeit und weisen keine Oberflächenveränderung auf. Wird die Umgebung schwül dann ist eine Oxidation der Nd-reichen Teile bei konventionellen NdFeB-Magneten zu beobachten. Der Grund dafür sind die stark negativen elektrochemischen Standardpotentiale der SE-Metalle, E_0=−2, 2 V bis −2, 5 V, die zu den unedlen und sehr reaktionsfreudigen Elementen gezählt werden. Nd-Element geht unter Normalbedingung mit Luftfeuchtigkeit oder mit Wasser zu Nd-Hydroxid über und dabei wird Wasserstoff freigesetzt. Der Wasserstoff bildet Nd-Metallhydrid und führt zur Versprödung der intergranularen Gefügebereiche an der Oberfläche. Folglich können ganze Kornschichten getrennt werden und dies führt zum Massenverlust. Die Korrosionsbeständigkeit bei gesinterten NdFeB-Magneten für schwüle Umgebungen kann durch simultane Substitution von Co und Cu geführt werden. Dabei wird die chemisch reaktive Binde-Phase (Nd-Phase), welche sich zwischen den hartmagnetischen Kornbereichen befindet, durch CoCu-Substitutionsverbindungen, die ein edleres chemisches Potential besitzen, ausgetauscht [29].

2.4.9 Kristallstruktur von $Nd_2Fe_{14}B$

Die exakte stöichiometrische und kristalline Struktur des $Nd_2Fe_{14}B$ Magneten wurde durch die Neutronen Pulver Diffraktion bestimmt. In Abb. 2.21 a) ist die Einheitszelle zu sehen, welche zur Space Group $P4_2/mm$ der tetragonalen Form gehört. Die Zelle selbst besteht aus vier untergeordneten Einheitszellen, deren Anzahl an Atome 68 betragen. Jedes Bor-Atom sitzt im Zentrum der tetragonalen Einheitszelle. Oberhalb und unterhalb des Bor-Atoms befinden sich jeweils 3 Eisen-Atome, die in Dreieckform angeordnet sind. Abb. 2.21 b) zeigt, dass die Prismenform mit den Eisenatomen oberhalb und unterhalb der Bor-Neodym-Ebene für die Stabilität der Struktur sorgt.



a) b)

Abb. 2.21: a) Einheitszelle von $Nd_2Fe_{14}B$, b) Tetragonale Bor-Einheitszelle [31] [32]

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Angebot und Bestellung

Die Kriterien zur Auswahl des richtigen 3D Druckers waren, dass der Drucker mit entweder zwei Düsen oder einer Düse und zwei Extrudern ausgestattet sein müsste. Nach kurzer Absprache mit Magnetfabrik Bonn wurden weitere Kriterien für die richtige Auswahl des Druckers festgelegt. Weitere Kriterien waren, dass die Düse zwei bis dreimal größer sein sollte als die Partikelgröße von Seltenenerdwerkstoffen, die sich im Bereich $< 100\ \mu$m befinden. Für Hartferrite stellt dies kein Problem, da die Partikelgröße von $< 1\ \mu$m bis maximal $2\ \mu$m betragen kann. Da die Düsendurchmesser normiert sind, liegt der nächste Düsendurchmesser bei $0,35$ mm. Damit die Düse nicht verstopft, wurde eine Düse mit $0,4$ mm Durchmesser gewählt. Ein Industriedrucker mit zwei Düsen, der auch mechanisch robuster und eine deutlich bessere Auflösung zeigt, war für die Anwendungen im Sinne der Dissertation- und Diplomarbeit platz- und kostenaufwendig. Ein 3D Drucker mit nur einer Düse war für diese Anwendung nicht geeignet, da das Drucken mit zwei Filamenten nicht durchgeführt werden konnte. Um mit mehreren Materialien zu drucken, müsste der Druckvorgang im laufenden Betrieb gestoppt werden für einen manuellen Filamentwechsel. Nach sorgfältiger Recherche war die Entscheidung auf einen 3D-Drucker mit zwei Extruder der Marke Builder 3D, der auf Fused Modeling Methode (FDM) Verfahren basiert, gefallen. Bei diesem Drucker mit nur einer Düse und zwei Extrudern ist das Mischen der Filamente durchführbar. Während bei 3D-Druckern mit zwei Düsen eine Mischung von Filamenten nicht möglich ist, da das Material der zweiten Düse als Stützelement dienen kann, um kompliziertere Bauteile zu drucken. Besitzt der Drucker zwei Extruder wird ein Filamentwechsel automatisch von der Software gesteuert. Im Vergleich zu industriellen Fertigungsverfahren entfällt das Herstellen von komplizierten Spritzgussformen und auch der Materialverlust ist geringer.

3.2 3D-Druck

Nach dem der Drucker, der in Abb. 3.1 dargestellt ist, von der Firma Builder geliefert wurde, konnten die ersten Test-Drucks mit PLA-Filament [1] vorgenommen werden. Bevor mit den von der Magnetfabrik Bonn gelieferten Materialien gedruckt werden konnte, mussten die richtigen Parametereinstellungen in der Slicer-Software angepasst werden. Die Hauptparameter, die den Druckprozess beeinflussten waren: Druckgeschwindigkeit, Drucktemperatur, Fluss, Schichtdicke und Füllgrad. In Abb. 3.2 sind die ersten Test-Drucks mit PLA-Filament illustriert.

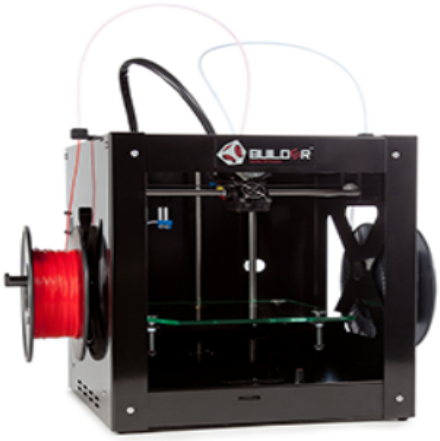
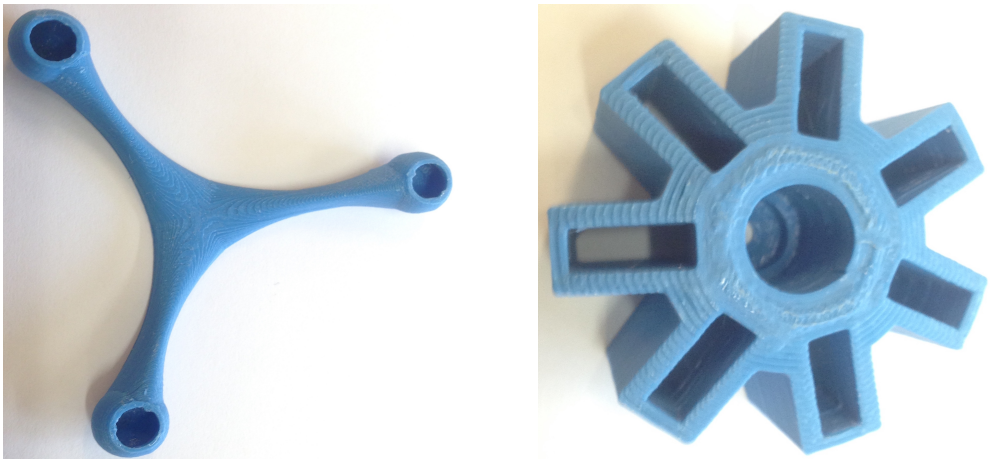


Abb. 3.1: 3D-Drucker der Marke Builder mit zwei Extrudern [21]



a) b)

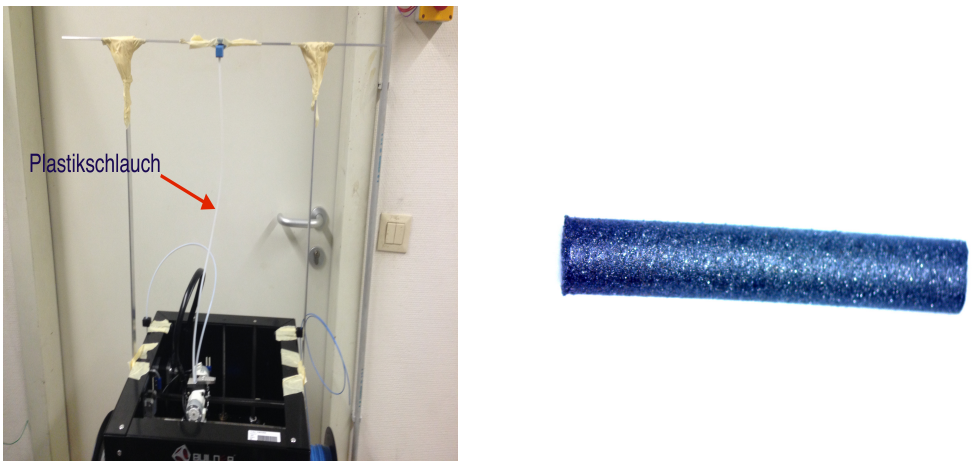
Abb. 3.2: a) und b) Gedruckte Formen nach der Inbetriebnahme

[1] polylactic acid

Eine Reduktion der Druckgeschwindigkeit und der Schichtdicke bewirkte eine detailreiche Ausführung. Verminderung des Füllgrads und Erhöhung des Flusses haben dazu geführt, dass die Druckzeit gesenkt wurde.

3.3 Provisorische Einrichtung

Von „Magnetfabrik Bonn“wurden die Magnet-Filamente Neofer 25/60 P und Neofer 37/60 P in Form eines Zylinders mit einem Durchmesser von 1, 75 mm und einer Länge von ungefähr 5 cm geliefert. Um zu überprüfen ob diese Materialien mit einem 3D-Drucker verarbeiten werden können, wurde eine provisorischen Einrichtung, die in Graphik 3.3 a) zu sehen ist, für die Zuführung der Magnetmaterialien gebaut. Ein möglicher Ansatz um die kurzen Magnet-Filament zuzuführen war die Entwicklung eines Magazins. Die Fehleranfälligkeit wäre bei einem Magazin höher gewesen und daher wurde auf eine einfache Lösung zurück gegriffen. Bei der Einrichtung, die in Abb. 3.3 a) ersichtlich ist, wurde die Schwerkraft zu Nutze gemacht und die kurzen Magnetfilamenten in einem Plastikschlauch zu Fall gebracht. Der Plastikschlauch wurde an einem zusätzlichen Gerüst, welches in Abb. 3.3 a) dargestellt ist, montiert. Abb. 3.3 b) zeigt das Magnet-Filament mit einem Durchmesser von 1.75 mm und einer Länge von 5 cm.



a) b)

Abb. 3.3: a) Provisorische Einrichtung zur Einführung der kurzen zylinderförmigen Magnetfilamente, b) Neofer 25/60 P Material in Form eines Zylinders mit einer Länge von 5 cm und einem Durchmesser von 1.75 mm

3.4 Erstdruck

Um die kurzen Magnetfilamente aus Bonn zu testen wurde mit einer CAD-Software (Google Sketchup) ein Quader konstruiert und die entsprechenden STL-File in das Slicer-Programm Cura hochgeladen. Die Dimensionen wurden in der Slicer-Software so angepasst, dass der 3D-Druck mit möglichst wenigen Filamenten zu einem gewünschten Ergebnis geführt werden kann. Beide Magnet-Filamente haben einen Polyamid 11 (PA 11)-Binder. Zum Drucken standen zwei verschiedene Neofer-Magnet-Filamente zur Verfügung. Beim Material Neofer handelt es sich um NdFeB Partikeln, die mit dem Kunststoff Polyamid 11 vermischt sind. Abb. 3.4 a) zeigt, dass das Material Neofer 37/60 P zu keinem guten Ergebnis geführt hat. Die Illustration 3.4 a) und b) zeigen das Ergebnis des 3D-Druckvorganges. Wie in Abb. 3.4 b) verbildlicht ist, war der 3D-Druckvorgang mit dem Magnet-Filament 25/60 P erfolgreich. Die Dimensionen des gedruckten Quaders aus Abb. 3.4 b) ist in Tab. 3.1 aufgelistet.

- Neofer 25/60 P
- Neofer 37/60 P

a) b)

Abb. 3.4: a) 3D-Druck des Magnet-Filaments Neofer 37/60 P, b) 3D-Druck des Magnet-Filaments Neofer 25/60 P

Länge [mm]	20.4
Breite [mm]	2.6
Höhe [mm]	1.4

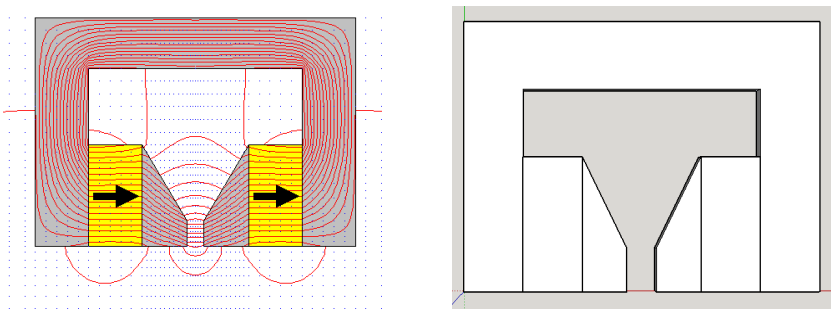
Tab. 3.1: Dimensionen des 3D gedruckten Quaders aus Abb. 3.4 b)

3.5 Magnetjoch

Nach dem die ersten Magnet-Filamenten gedruckten werden konnten, war im nächsten Schritt das Drucken eines zwei-komponentigen Magnetkreises als mögliches Ziel gedacht. Dazu wurde von „Magnetfabrik Bonn“als Beispiel ein Magnetjoch, das in Abb. 3.5 a) gezeigt ist, mit frei wählbarer Abmessungen vorgegeben. Mit dem Programm Google Sketchup wurde ein dreidimensionales Modell des Magnetjochs, welches in Abb. 3.5 b) erkennbar ist, erstellt. Die Dimensionen des Magnetjochs wurden so gewählt, um eine möglichst kompakte Fläche zu bekommen. Anschließend wurde die Datei im STL-Format zum Drucken mit der Slicer-Software (Cura) geladen. An so einem System wären folgende Eigenschaften zu bestimmen.

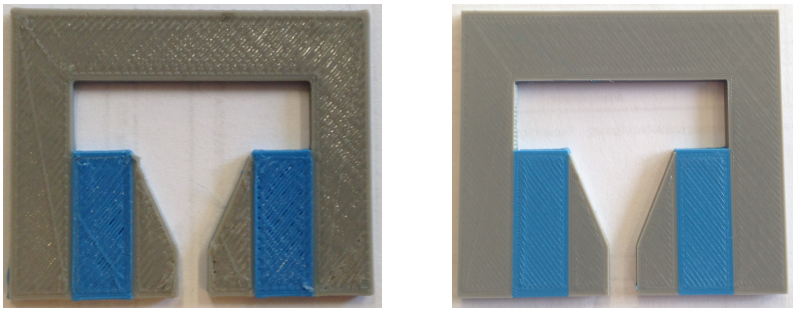
- Magnetische Eigenschaften beider Komponenten
- Grenzen des Füllgrades der Komponenten
- Mechanische Toleranzen
- Verschleiß am Druckkopf
- Festigkeit

Für einen optimalen 3D-Druck mit Magnet-Filamen wurde das Magnetjoch vorher mit PLA-Filament, welche in Abb. 3.6 a)-b) ersichtlich ist, gedruckt. Wie in Abb. 3.6 a) zu sehen ist, mussten einige Parameter des 3D-Druckers in der Slicer-Software optimiert werden, damit ein gewünschtes Ergebnis, das in Abb. 3.6 b) gezeigt wird, zu bekommen. Eine detaillierte Zeichnung des Magnetjochs mit den entsprechenden Abmessungen befindet sich im Anhang B.



a) b)

Abb. 3.5: a) Vorgabe von „Magnetfabrik Bonn“, b) 3D-Modell des Magnetjochs in Google Sketchup

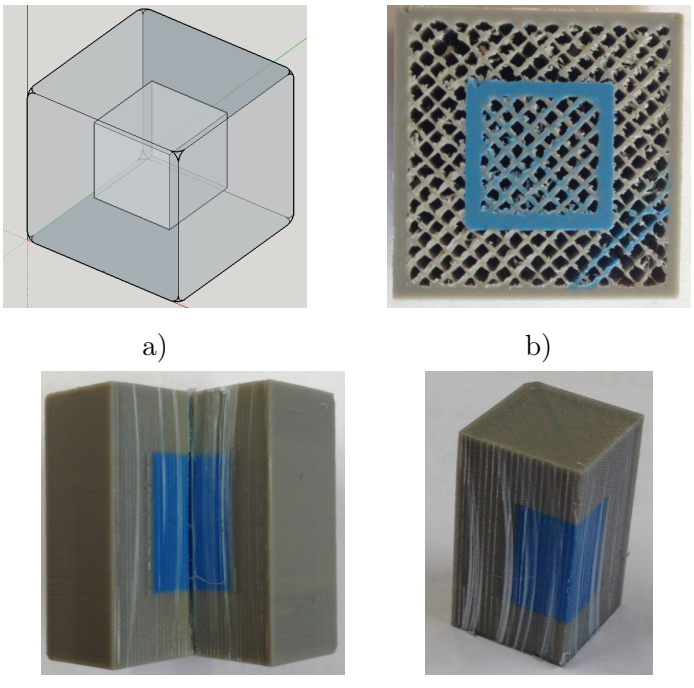


a) b)

Abb. 3.6: a) Erste Version des Magnetjochs nach dem Druckvorgang, b) Erweitertes Magnetjoch nach dem Druck

3.6 Würfel

Die Annahme, dass ein magnetischer Körper, der außen aus einem hartmagnetischen Stoff und im Kern aus einem weichmagnetischen Stoff besteht, soll das gleiche Verhalten wie ein hartmagnetischer Stoff haben, sollte überprüft werden.



a) b)

c) d)

Abb. 3.7: a) Dreidimensionale Ansicht des Würfels mit Google-Sketchup im Transparentmodus, b) Querschnitt des Würfels mit 26% Füllgrad, c) Geschnittener Würfel, d) Herausgeschnittener Würfelsegment

Daher wurde mit dem Konstruktionsprogramm Google Sketchup ein 3D Modell des Würfels erschaffen. In Abb. 3.7 a) ist das durchsichtige Modell sichtbar gemacht. Es ist ersichtlich, dass ein kleiner Würfel im Zentrum des großen Würfel positioniert ist. Auch dieses Modell wurde vorher mit PLA-Filament gedruckt um die richtigen Parameter anzupassen. Aus dem ersten Test-Druck, der in Abb. 3.7 b) erkennbar ist, musste das Modell in Sketchup verbessert werden, da der Innenraum im kleinen Würfel mit dem selben Material des äußeren Würfels gefüllt wurde, was nicht gewünscht war. Abb. 3.7 c)-d) zeigen den geschnittenen Würfel und das dazugehörige Würfelsegment der richtig gedruckten Form.

3.7 Neofer 25/60 P Filament

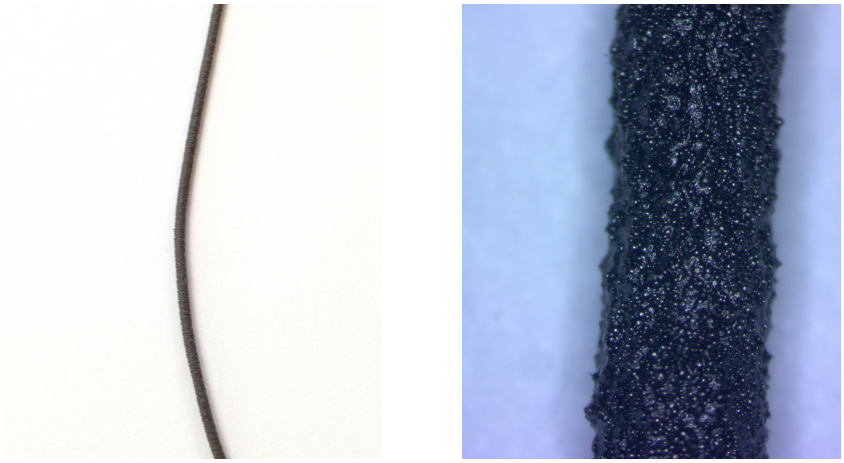
Nach dem sich die ersten Testversuche mit den Neofer 25/60 P als erfolgreich erwiesen haben, wurden von der Magnetfabrik Bonn neue längere und flexiblere Magnet-Filamente, die in Abb. 3.8 a) gezeigt werden, produziert und gesendet. Die Materialstücke hatten einen Durchmesser, der sich im Bereich von $1,25$ mm bis $< 1,7$ mm erstreckte. Filamentstücke mit einem Durchmesser im Bereich von $1,4$ mm-1.6 mm ließen sich vom 3D Drucker verarbeiten, alle anderen Filamente, deren Durchmesser $<$ 1.4 mm waren, konnten vom 3D Drucker nicht gezogen werden. Eine genaue Betrachtung der Magnet-Filamente unter einem Mikroskop zeigt, dass die neuen Neofer 25/60 P Magnet-Filamente eine höhere Rauigkeit aufweisen als das Vorgängermaterial. Dies ist in Abb. 3.8 b) erkennbar. In Tab. 3.2 sind die geometrischen Abmessungen der gedruckten Formen angegeben. In Tab. 3.3 sind die wichtigsten Druckparametern aufgelistet.

Form	d [mm]	h [mm]	a[mm]	b[mm]
Scheibe	12,17	2,09	-	-
Quader	-	3,15	7	7

Tab. 3.2: Geometriesche Abmessungen der Scheibe und des Quaders, d = Durchmesser, h=Höhe, a, b Seitenlänge

Temperatur [° C]	245
Druckgeschwindigkeit [mm/s]	25
Fluss [%]	150

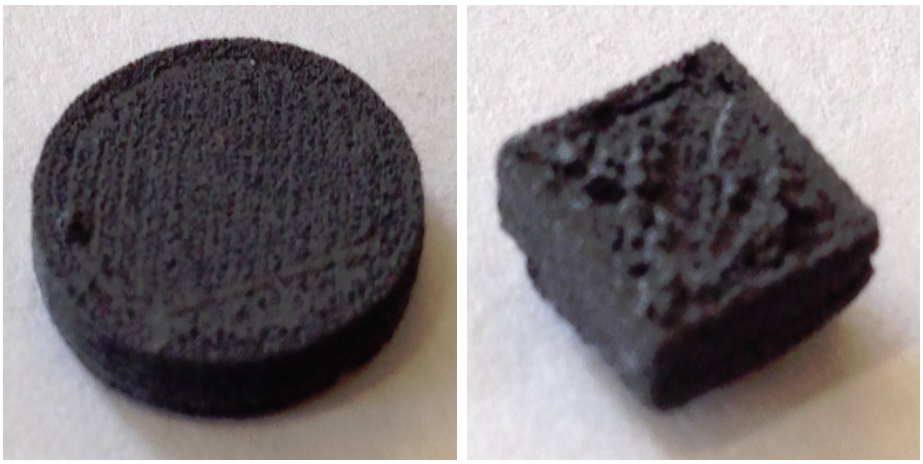
Tab. 3.3: Parametereinstellungen für den 3D-Druck der Zylinderscheibe



a) b)

Abb. 3.8: a) 25/60 P Material in Form eines flexiblen langen Filamentstücks b) Nahaufnahme mit einem Mikroskop

Mit den entsprechenden Filamentstücken, die in Abb. 3.8 ersichtlich sind, wurde mit dem 3D-Drucker eine Scheibe gedruckt und anschließend mit dem Pulsed Field Magnetometer (Funktionsweise in Kapitel 2.2 und Bedienungsanleitung A.1) magnetisiert und die Hysteresekennlinie aufgenommen. Die gedruckte Scheibe ist in Abb. 3.9 a) dargestellt. Die dazugehörige Kennlinie ist im Abschnitt Messergebnisse zu finden.

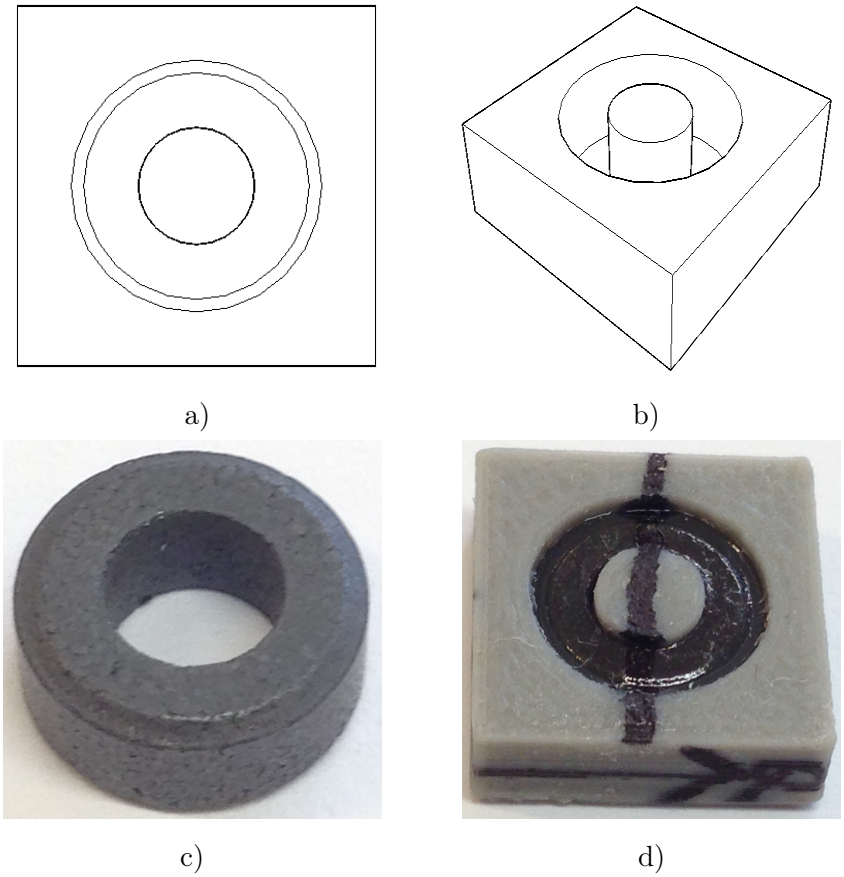


a) b)

Abb. 3.9: gedruckte Scheibe und Quader aus Neofer 25/60 P Magnet-Filament

3.8 Ferrit-Ring

Um die transversale Suszeptibilität χ von isotropen Ferrit-Magneten zu bestimmen, wurde für einen unmagnetisierten Ferrit-Ring eine Halterung, die das Bewegen des Ferrit-Ringes im Magnetfeld verhindern soll, mit dem Programm Sketchup konstruiert und anschließend mit PLA-Filament gedruckt. Der Ferrit-Ring hat einen Innendurchmesser von $3,9$ mm und einen Außendurchmesser von $8,2$ mm.



a) b)

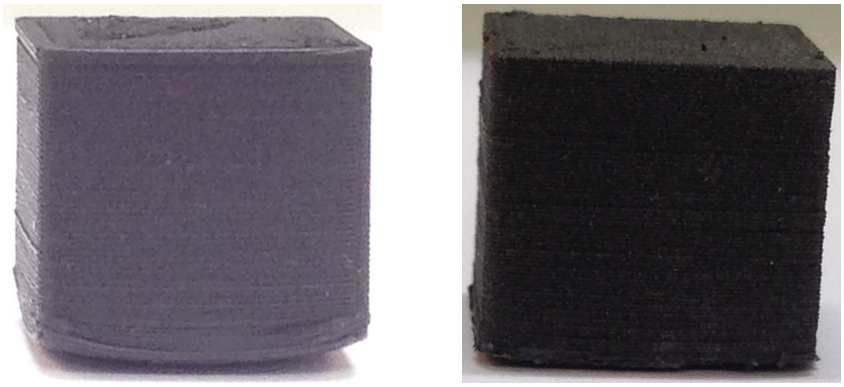
c) d)

Abb. 3.10: a) 2D Ansicht der Magnethalterung, b) 3D Ansicht der Magnethalterung, c) Ferritring, d) Ferrit-Ring mit gedruckten Halterung

In Abb. 3.10 a)-b) sind die 2D und 3D Ansichten des konstruierten Modells der Halterung sichtbar. In Abb. 3.10 c) ist der Ferrit-Ring und in Abb. 3.10 d) ist der Ferrit-Ring mit der Halterung veranschaulicht.

3.9 Neofer 25/60 P und Sprox 8/25 p-M

Es wurden von Magnetfabrik Bonn die Magnetfilamente Neofer 25/60 P und Sprox 10/20 P und zeitgleich aus Japan ein Ferrit-Filament 8/21 p-M mit einer Länge von 0.5 m hergestellt und geliefert. Die Materialien Sprox 10/20 P und Sprox 8/21 p-M setzen sich aus Ferrit-Partikeln, die mit dem Kunststoff Polyamid 6 und Polyamid 11 vermischt sind, zusammen.
Beim ersten Druck dieser Materialien traten sowohl beim Neofer 25/60 P als beim Sprox 8/21 p-m der Warping-Effekte zum Vorschein. Um diese Nebenerscheinungen zu untersuchen und zu unterdrücken, mussten mit dem Binde-Material des jeweiligen Magnet-Filaments einige Tests durchgeführt werden.



a) b)

Abb. 3.11: a) 3D gedruckter Würfel aus Sprox 8/21 p-M, b) 3D gedruckter Würfel aus Neofer 25/60 P

In Abb. 3.11 a)-b) ist ersichtlich, dass der Warping-Effekt beim Sprox 8/21 p-M höher ist als im Vergleich zum Neofer 25/60 P. Dies könnte durch den höheren Polyamid-Gehalt in Sprox 8/21 p-M verursacht worden sein. Beim Neofer 25/60 P ist der Warping-Effekt geringer.

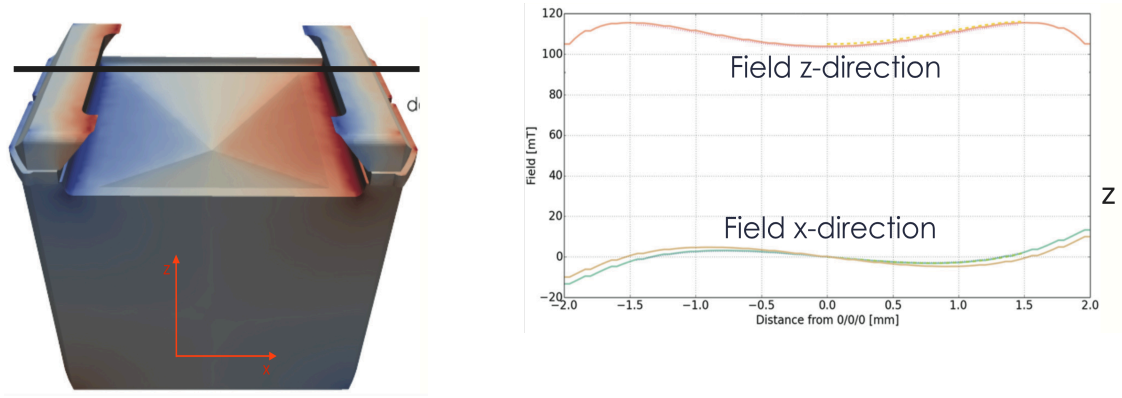
3.9.1 3D-Drucken mit PA-6 und PA-12 Filamenten

Das Druckverfahren beim FDM (Fused Deposition Modeling 2.1.3), welches in Kapitel 2.1.3 beschrieben wurde, ist darauf basiert das zu druckende Objekt Schicht für Schicht aufzubauen. Die einzelnen Schichten des Objekts werden ungleichmäßig gekühlt und Kunststoffe haben zusätzlich die Eigenschaft, dass sie beim Abkühlen schrumpfen. Dies hat zur Folge, dass zwischen den Schichten des Objekts Spannungen entstehen. Die Oberfläche wird in Folge dieser Spannungen nach oben gezogen. Je höher die Temperaturdifferenz zwischen den einzelnen Schichten, desto größer ist der Schrumpfvorgang.

Damit der Warping-Effekt soweit wie möglich reduziert werden kann, musste die Druckplatte mit verschiedenen Materialien beschichtet werden, um zu einem gewünschten Ergebnis zu kommen. Da das Bindematerial sowohl beim Neofer als auch beim Sprox Polyamid ist, wurde eine Reihe an 3D-Testdrucks mit dem PA-12 und PA-6 Filament durchgeführt und analysiert.
Bei jedem Versuch wurde die Bauplattform mit dem einer anderen Substanz beschichtet und in den Drucker montiert. In Tab. C.1-C.5 sind die einzelnen Beschichtungen und Druckparametern aufgelistet. Druck-Parameter wie Temperatur, Geschwindigkeit und Füllgrad des zu druckenden Objekts wurden konstant gehalten. Zusätzliche Parameter im Register Printsetting und im Unterregister Skirt and Brim haben die Anzahl der Loops, Distanz zum Objekt und die Skirthöhe ebenfalls zu einem besseren Ergebnis beigetragen. Die Parametereinstellungen sind im Anhang in Tab. C.1-C.5 aufgelistet. In Tab. C.7 und in Tab. C.8 ist die Berechnung der Abweichung dargestellt.

3.9.2 Simpler (Integrated Back Bias)-Magnet

Der (Integrated back bias)-Magnet ist ein isotroper Permanentmagnet, der eine hohe Genauigkeit zum Berechnen des X-Feldes erfordert. Für den 3D-Druck wurde die vereinfachte Form des (integrated back bias)-Magnets gedruckt. In Abb. 3.12 a) ist das 3D Modell des komplexen (integrated back bias)-Magneten und in Abb. 3.12 b) ist der simulierter Feldverlauf in x-Richtung und z-Richtung dargestellt.

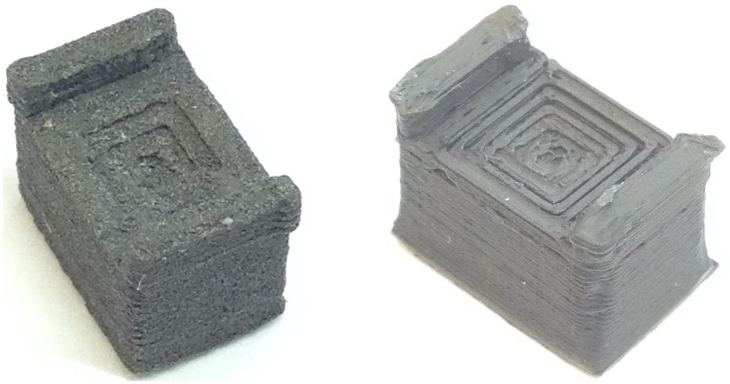


a) b)

Abb. 3.12: a) Modell des (integrated back bias)-Magneten, b) Simulierter Feldverlauf entlang der z-Richtung und der x-Richtung;

Nach dem die richtigen Parametern zur Verminderung des Warping-Effekts angepasst

wurden, konnte das 3D-Drucken mit Magnet-Filamenten fortgesetzt werden. So wurde der in Abb. 3.13 a)-b) dargestellte (Integrated back bias)-Magnet aus Neofer 26/60 P und Sprox 8/21 p-M realisiert. Der (Integrated back bias)-Magnet in Abb. 3.13 zeigt auch einen verminderten Warping-Effekt. Die fertig gedruckten (Integrated back bias)-Magnete aus Neofer und Sprox wurde anschließend mit dem Pulsed Field Magnetometer auf 4 T in z-Richtung magnetisiert. Der (Integrated back bias)-Magnet aus Neofer wurde in Originalgröße gedruckt. Analog zum Neofer wurde auch der fertig gedruckte (Integrated back bias)-Magnet aus Sprox anschließend mit der Pulsed Field Magnetometer auf 4 T in z-Richtung magnetisiert. Die dazugehörige Hysterese-Kennlinie ist im Kapitel Messergebnisse dargestellt.



a) b)

Abb. 3.13: a) 3D gedruckter BP-Magnete aus Neofer 25/60 P, b) 3D gedruckter (Integrated back bias)-Magnet aus Sprox 8/21 p-M;

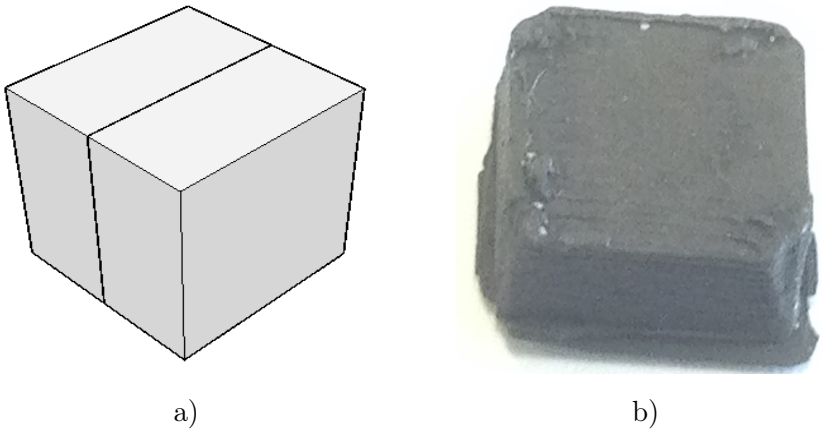
In Tab. 3.4 sind die wichtigsten Druckparametern der (Integrated back bias)-Magneten aufgelistet.

Parameter	Neofer 25/60 P	Sprox 8/21 p-M
Drucktemperatur [° C]	245	245
Druckgeschwindigkeit [mm/s]	25	30
Skalierung [1]	0.001	0.00175
Fluss [%]	100	85
Cooling [an/aus]	aus	aus
Loops / Skirthöhe	-	20/2

Tab. 3.4: Parametereinstellungen für den 3D-Druck des (Integrated back bias)-Magneten

3.10 Zwei-komponentiger Würfel

Ziel dieses Versuchs war es zu überprüfen ob die Magnet-Filamente, die mit unterschiedlichen Binde-Polymeren ausgelegt sind, beim 3D-Druck miteinander verschweißt werden können. Damit der Würfel gedrückt werden kann, wurde analog zu den anderen Figuren ein 3D Sketchup Modell erstellt. Ziel dieses Versuchs war es einen Magneten aus zwei Komponenten drucken zu lassen. Einfachheitshalber wurde der Würfel um 90° gekippt, dann erfolgte das 3D-Drucken mit den Sprox- und Neofer- Filamenten der Reihe nach. Die untere Hälfe wurde mit Sprox und die obere Hälfte mit Neofer gedruckt.



a) b)

Abb. 3.14: a) 3D Ansicht des zwei-komponentigen Würfels, b) Versuchsdurchführungen auf der Bauplattform

In Abb. 3.14 a) ist das 3D Modell des zweit-komponentigen Würfels zu sehen. Der zwei-komponentige Würfel wurde auf einen Skalierfaktor von 0.125 gesetzt, um einen Filamentwechsel zu verhindern. Es stellte sich dabei heraus, dass das Material Neofer sich mit dem Material Sprox nicht verbinden lässt. Daher konnte der zweiteilige Würfel nicht vollständig gedruckt werden, das Ergebnis ist in Abb. 3.14 b) ersichtlich.

Kapitel 4

Messergebnisse

4.1 Hysteresekurve [J,H]

Das Magnetisierungsverhalten eines Werkstoffes wird im ersten Quadranten der Hysteresekennlinie beschreiben. Beim Anlegen einer magnetischen Felstärke H werden die magnetischen Momente parallel zum angelegten Feld ausgerichtet (entspricht der magnetischen Polarisation J). Die Sättigungsmagnetisierung kommt zum Vorschein wenn alle magnetischen Momente ausgerichtet sind. Die Entmagnetisierungskennlinie wird durch den zweiten Quadranten der Hystererseschleife dargestellt. Durch den Start- und Endwert des Funktionsverlaufs werden die wichtigsten Eigenschaften eines Werkstoffs mit der Remanenz B_r und der Koerzitivfeldstärke H_{cJ} bezeichnet. Ausgehend von der Auslegung, dass für die Pulsed Field Magnetometer 500 V≈1 T entsprechen, wurden die Magnetisierungskennlinie mit der Pulsed Field Magnetometer (ermöglicht eine 4 Tesla Feld) aufgenommen und anschließend die Daten ausgewertet. Die erste Messung der Hysterese stellt die Neukurve dar. Die weiteren Messungen zeigen einen vollständigen Verlauf der Hystereseschleife. Zwischen jeder Messung wurde auch ein Leersignal aufgenommen und bei der Bildung der Hysteresekennlinie zur Verarbeitung herangezogen. Aus den Messdaten wurden die Ausreißer entfernt und schließend durch einen Filter geglättet. Aus den resultierenden Daten wurde die Remanenz B_r und Koerzitivfeldstärke H_{cJ} abgeleitet. Um die magnetischen Eigenschaften der gedruckten Formen (**Scheibe** und **Quader**, Geometrieabmessung in Tab. 3.2 in Kapitel 3.7 aufgelistet) zu bestimmen, wurde mit dem Pulsed Field Magnetometer, die Hysteresekennlinien aufgenommen. Nach jeder Messung wurde auch ein Leersignal registriert. Damit die entsprechende Hysteresekennlinie geplottet werden kann, wurden die Daten der Probe und das Leersignal zur Verarbeitung herangezogen. Wie in Abb. 4.1 a) und Abb. 4.1 c) ersichtlich ist, stellt die von Nullpunkt beginnende blaue Kennlinie die Neukurve dar. Die rote und die grüne Kennlinie stellen eine vollständige Hysterese dar. Die Kennlinie erreicht ab

einer Feldstärke von ungefähr 2 T den Sättigungsbereich. Wird das externe Feld umgepolt, so folgt die Hysteresekennlinie einen Verlauf in Richtung der negativen x-Achse. Der Schnittpunkt mit der y-Achse wird als Remanenz und der Schnittpunkt mit der x-Achse als Koerzitivfeldstärke bezeichnet. Aus den vollständigen Hysteresekennlinien konnte eine Mittelwertbildung durchgeführt werden. In Abb. 4.1 b) und Abb. 4.1 d) ist die gemittelte Hystersekennlinie, aus der die Remanenz und die Koerzitivfeldstärke bestimmen werden konnte, dargestellt. In Tab. 4.1 sind die Werte für Remanenz und Koerzitivfeldstärke eingetragen und sind für beiden Formen identisch. In Abb. 4.1-4.14 ist ersichtlich, dass die Hysteresekennlinien nicht ihren maximalen Wert von 4 T, der in der Legende verzeichnet ist, erreichen. Wie in Abb. 2.7 a) bemerkbar ist, wird beim Entladen der Kondensator-Bank ein gedämpfter Sinus-Puls, der nicht den vorgegeben Wert erreicht, gesendet. Dadurch könnte die Hysteresekennlinien nicht ihren maximalen Feldwert auf der x-Achse erreichen. Ein weiterer Grund könnte Kalibrierung sein, da die Feldhomogenität der Puls-Magnete, die in Abb. 2.7 b) skizziert sind, nicht exakt übereinstimmen. Die Hysteresekennlinien der gedruckten Scheibe in Abb. 4.1 a) wurden mit N_z=0,72 entschert und danach gemittelt. Die Hysteresekennlinien des gedruckten Quaders in Abb. 4.1 c) wurden mit N_z=0,52 entschert und danach gemittelt.

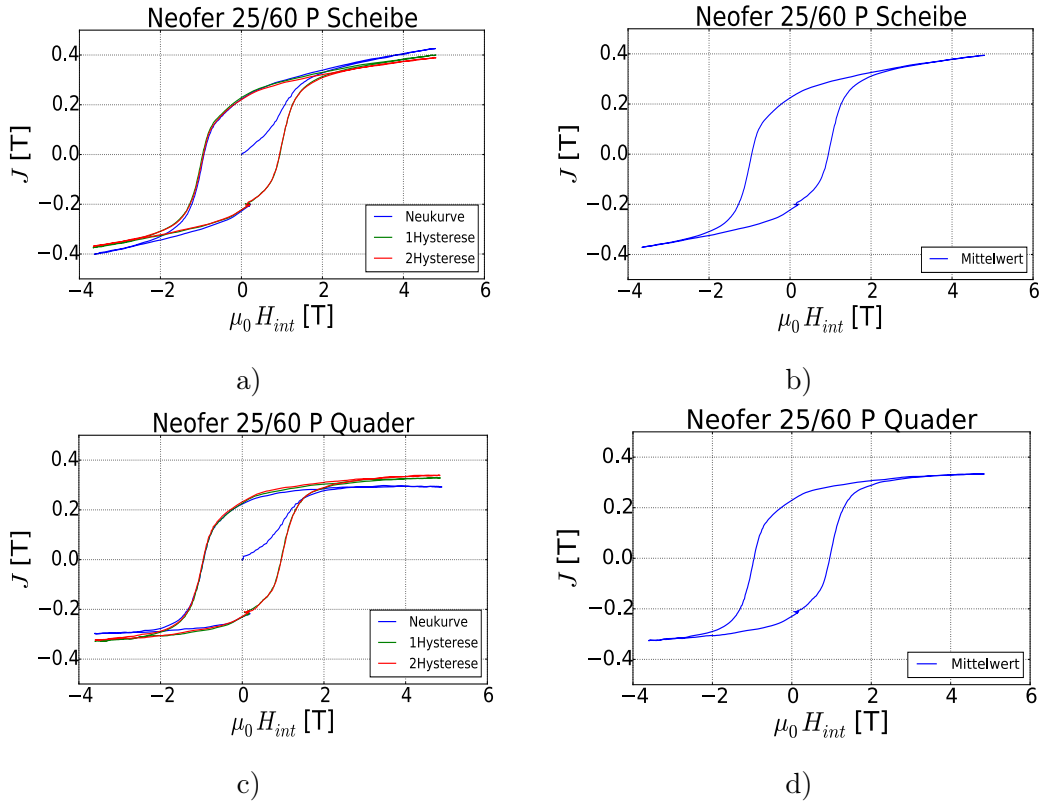
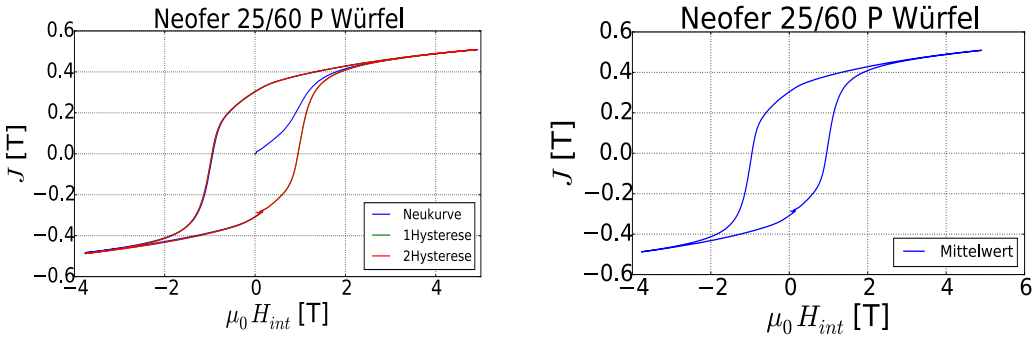


Abb. 4.1: a) Einzelmessungen der Hysteresekennlinie der gedruckten Scheibe, b) Gemittelte und zentrierte Hysteresekennlinie der Scheibe, c) Einzelmessungen der Hysteresekennlinie des gedruckten Quaders, d) Gemittelte und zentrierte Hysteresekennlinie des Quaders

Form	B_r [T]	H_{cJ} [T]	H_{cJ}[kA/m]
Scheibe	0.22	0.95	756
Quader	0.23	0.95	756

Tab. 4.1: Remanenz und Koerzitivfeldstärke der gedruckten Scheibe und des Quaders bei 4T-Magnetisierung

Damit die magnetischen Eigenschaften der neuen Materialien, die von „Magnetfabrik Bonn “geliefert wurden, charakterisiert werden können, wurde ein Würfel aus Neofer 25/60 P (NdFeB) und ein Quader aus Sprox 8/21 p-M (Ferrit) gedruckt. In Abb. 4.2 a) und Abb. 4.3 a) sind die Hysteresekennlinien der gedruckten Formen dargestellt. Die blaue Kennlinie stellt die Neukurve dar und die Kennlinien in Rot,Grün und Türkis entsprechen der vollständigen Hysteresekennlinie. Die Hysteresekennlinien des gedruckten Würfels in Abb. 4.2 a) wurden mit N_z=0,33 entschert und danach gemittelt.



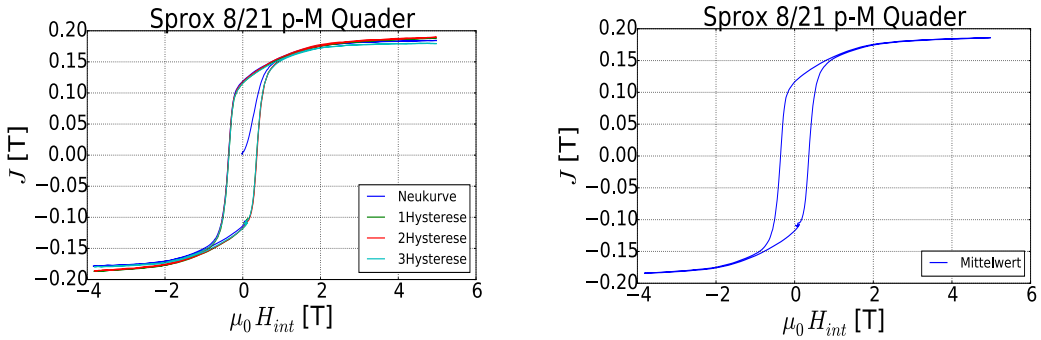
a) b)

Abb. 4.2: a) Einzelmessungen der Hysteresekennlinie des gedruckten Würfels (Neofer 25/60 P), b) Gemittelte und zentrierte Hysteresekennlinie

In Abb. 4.2 b) und Abb. 4.3 b) sind die gemittelten zentrierten Hysteresekennlinien abgebildet. Ein Vergleich der beiden gemittelten Hysteresekennlinien zeigt, dass das Material Sprox 8/21 p-M eine deutlich niedrigere Koerzitivfeldstärke besitzt. Die dazugehörige Remanenz und Koerzitivfeldstärke sind für beide Materialien in Tab. 4.2 aufgelistet. Die Werte für Neofer 25/60 P sind 2,5 mal höher als die Werte für Sprox 8/21 p-M. Die Hysteresekennlinien des gedruckten Quaders in Abb. 4.3 a) sind mit N_z=0,50 entschert und danach gemittelt.

Material	B_r [T]	H_{cJ} [T]	H_{cJ}[kA/m]
Neofer 25/60 P	0.31	0.95	756
Sprox 8/21 p-M	0.12	0.36	286

Tab. 4.2: Remanenz und Koerzitivfeldstärke der Materialien Neofer 25/60 P und Sprox 8/21 p-M

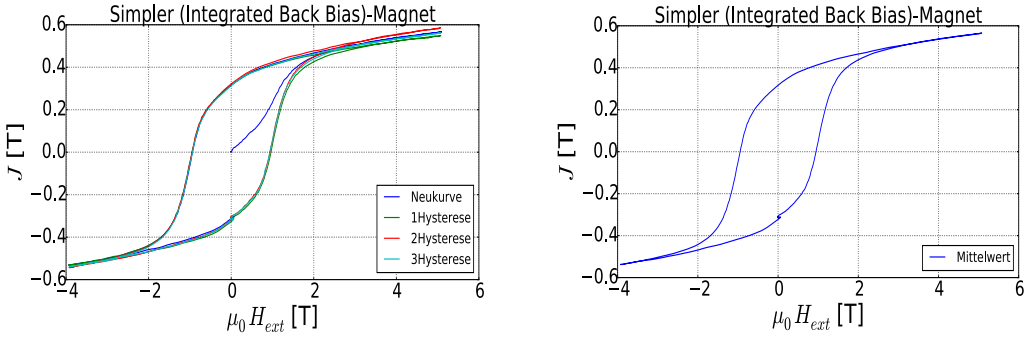


a) b)

Abb. 4.3: a) Einzelmessungen der Hysteresekennlinie des gedruckten Quaders aus Sprox 8/21 p-M, b) Gemittelte und zentrierte Hysteresekennlinie

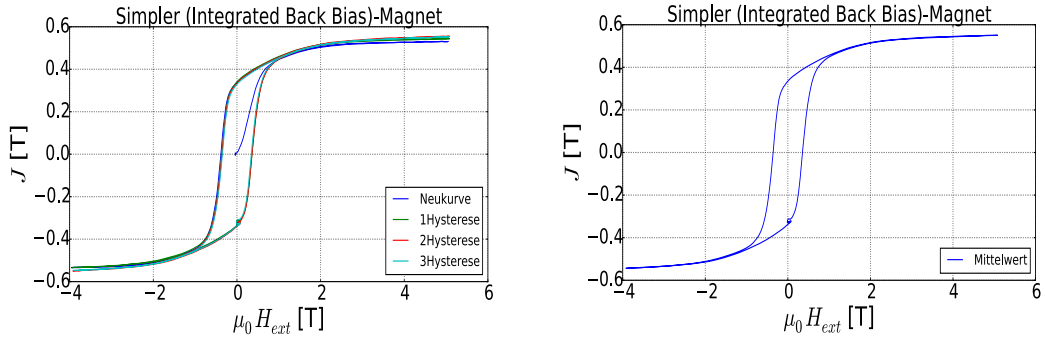
4.1.1 Simpler(Integrated Back Bias)-Magnet

Für ein Vergleich der Messdaten wurde eine einfache Form des (Integrated back bias)-Magneten aus zwei verschiedenen Materialien (Neofer 25/60 P und Sprox 8/21 p-M) gedruckt. Anschließend erfolgte eine 4 T Magnetisierung mit Hilfe des Pulsed Field Magnetometers. In Abb. 4.4 a) und 4.5 a) sind die Hysteresekennlinien der Einzelmessungen der Materialien Neofer 25/60 P und Sprox 8/21 p-M dargestellt. Die Neukurve, die durch einbringen eines unmagnetisierten Materials im Magnetfeld ergibt, wird als blaue Kennlinie angegeben. Wie in Abb. 4.4 a)-b) und Abb. 4.5 a)-b) ersichtlich sind, wurden die Kennlinien bei der Auswertung nicht entschert, da der Entmagnetisierungsfaktor N_z für diese Probengeometrie weder bekannt war noch berechnet werden konnte. Aus Tab. 4.3 ist zu entnehmen, dass die Remanenz beim Sprox 8/21 p-M einen fast dreifachen Wert aufweist im Vergleich zu Tab. 4.2.



a) b)

Abb. 4.4: a) Einzelmessungen der Hysteresekennlinie des gedruckten (integrated back bias)-Magneten aus Neofer 25/60 P in Originalgröße, b) Gemittelte und zentrierte Hysteresekennlinie



a) b)

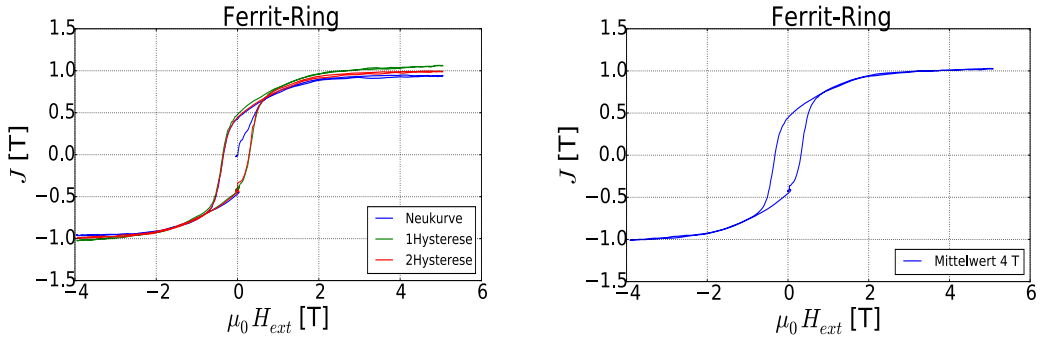
Abb. 4.5: a) Einzelmessungen der Hysteresekennlinie des gedruckten (Integrated back bias)-Magneten aus Sprox 8/21 p-M in 1.75-facher Vergrößerung, b) Gemittelte und zentrierte Hysteresekennlinie

Material	B_r [T]	H_{cJ} [T]	H_{cJ}[kA/m]
Neofer 25/60 P	0.32	0.95	756
Sprox 8/21 p-M	0.34	0.36	286

Tab. 4.3: Remanenz und Koerzitivfeldstärke der simplen (Integrated back bias)-Magneten

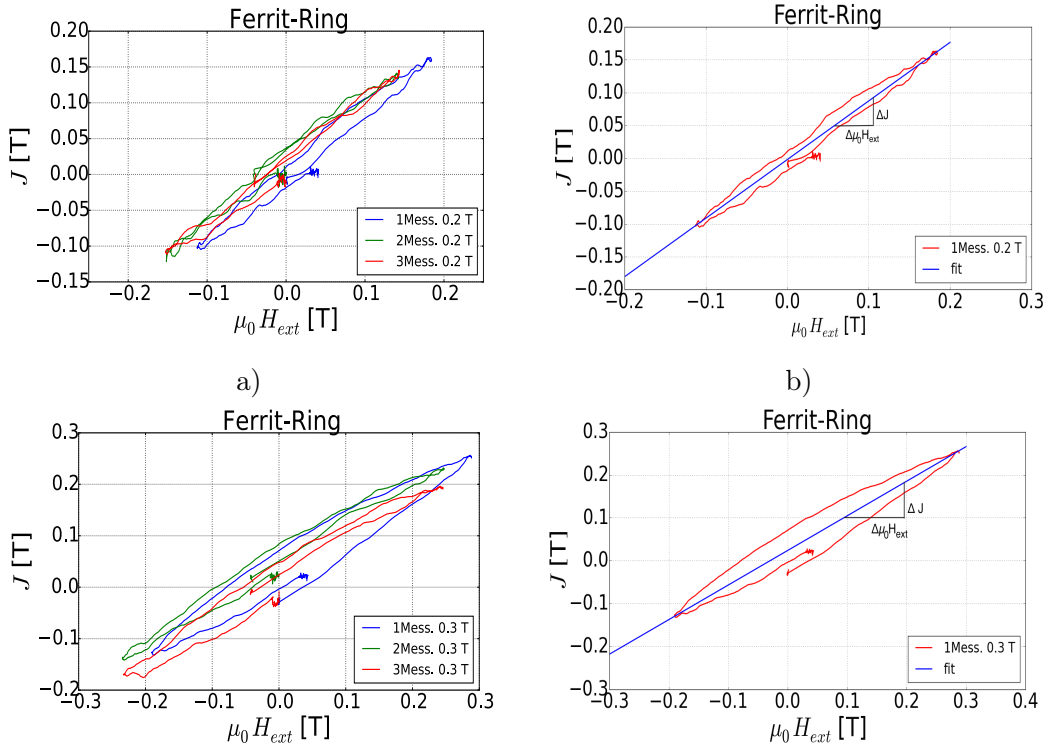
4.1.2 Ferrit-Ring

Um die transversale Suszeptibilität $\chi_\perp$ von isotropen Ferrit-Magneten zu bestimmen wurde die Hysteresekennlinie eines Ferrit-Rings aufgenommen. Der Ferrit-Ring wurde mit dem Pulsed Field Magnetometer auf 4 T magnetisiert und die Hysteresekennlinien, die in Abb. 4.6 a)-b) dargestellt sind, aufgenommen. Die in Abb. 4.6 b) dargestellte Hysteresekennlinie ist die gemittelte zentrierte Hysteresekennlinie der ersten und zweiten Hysterese aus Abb. 4.6 a). Die Kennlinie der Neukurve wurde zur Mittelwertbildung nicht berücksichtigt, da die Hysteresekennlinie nicht vollständig ist. Nach der 4 T-Magnetisierung wurde die Probe um 90° gedreht und ein Querfeld angelegt. Die Remanenz und die Koerzitivfeldstärke der 4 T Magnetisierung sind in Tab.4.4 aufgelistet. Beginnend von $0,2$ T-1 T wurde in $0,1$ T Schritten ein Querfeld angelegt und die Hysteresekennlinie des Querfeldes aufgenommen. Bei jedem Querfeldschritt von $0,1$ T wurden drei Hysteresekennlinien aufgenommen. Zwischen jedem 0.1 T Schritt wurde die Probe wieder um 90° zurück gedreht (Ausgangslage) und erneut auf 4 T magnetisiert. In Abb. 4.7 a), c) sind die Einzelmessungen der Hysteresekennlinien des Querfeldes von $0,2$ T und $0,3$ T verbildlicht. Da die Daten für das Querfeld von $0,2$ T und $0,3$ T sehr verrauscht waren, wurde kein Mittelwert gebildet und in weiterer Folge konnte die Koerzitivfeldstärke und die Remanenz dieser Felder nicht ermittelt werden. In Graphik 4.8 a), c), e), g) sind die Hysteresekennlinien der Querfelder von $0,4$ T-$0,7$ T dargestellt. Entsprechend befindet sich in der rechten Spalte der Graphik 4.8 b), d), f), h) die dazugehörige Mittelwertbildung aus der zweiten und dritten Hysteresemessung. Aus den gemittelten zentrierten Hysteresekennlinien konnte die Remanenz und die Koerzitivfeldstärke abgelesen werden. In Graphik 4.9 a), c), e) sind die Hysteresekennlinien der Querfelder von $0,8$ T-1 T abgebildet. Die dazugehörige Mittelwertbildung ist ebenfalls in der rechten Spalte der Graphik 4.9 b), d), f) zentriert illustriert. In Abb. 4.10 a)-b) sind die alle Hysteresemessungen der Querfelder von $0,2$ T und $0,3$ T mit der 4 T-Magnetisierung in türkis veranschaulicht. In Graphik 4.10 c)-h) sind alle gemittelten zentrierten Querfelder von $0,4$ T - $0,9$ T in blau mit 4 T-Magnetisierung in grün dargestellt. In Tab. 4.5 ist die Remanenz und die Koerzitivfeldstärke der Hysteresemessungen der Querfeldern von $0,4$ T-1 T aufgelistet. Da der Entmagentisierungsfaktor N_x für den Ferrit-Ring nicht bekannt war, wurden die Hysteresekennlinien nicht entschert.



a) b)

Abb. 4.6: a) Einzelmessungen der Hysteresekennlinie des Ferrit-Rings beim Magnetisieren auf 4 T, b) Gemittelte und zentrierte Kennlinie



a) b)

c) d)

Abb. 4.7: a), c) Einzelmessungen der Hysteresekennlinie bei einem Querfeld von $0,2$ T und $0,3$ T; b), d) Einzelmessung der Hysteresekennlinie bei einem Querfeld von $0,2$ T und $0,3$ T mit der Fit Funktion

Für die Berechnung der transversalen Suszeptibilität $\chi_\perp$ wurde die erste Messung aus Abb. 4.7 a) und c) durch einen Gerade approximiert. Aus der Steigung der Gerade, die durch Gl. 4.1 beschrieben wird, konnte der Wert der Suszeptibilität ermittelt werden.Um die die transversale Suszeptibilität $\chi_\perp$ zu ermitteln, wurde wie in Abb. 4.7 b) und d) ersichtlich ist, die Hysteresekennlinien durch eine Gerade $y = k \cdot x + d$ gefittet . Aus der Steigung k der Gerade

$$k = \chi = \frac{1}{\mu_0} \frac{\Delta J}{\Delta H} \tag{4.1}$$

konnte der Wert für die Suszeptibilität angegeben werden. Die Parameter der Fit Funktion sind in Tab. 4.5 in der Spalte $k = \chi$ und d aufgelistet. Die ermittelten Werte befinden sich in Tab. 4.5.

Material	B_r [T]	H_{cJ} [T]	H_{cJ}[kA/m]
Ferrit-Ring	0.45	0.33	263

Tab. 4.4: Remanenz und Koerzitivfeldstärke des Ferrit-Rings bei 4T-Magnetisierung

Querfeld [T]	B_r [T]	H_{cJ} [T]	H_{cJ}[kA/m]	k=$\chi_\perp$	d
0.2	-	-	-	0.892	-0,002
0.3	-	-	-	0.806	0,024
0.4	0.074	0.088	70	-	-
0.5	0.165	0.179	142	-	-
0.6	0.283	0.245	195	-	-
0.7	0.351	0.281	224	-	-
0.8	0.393	0.296	236	-	-
0.9	0.408	0.303	241	-	-
1.0	0.404	0.312	248	-	-

Tab. 4.5: Remanenz und Koerzitivfeldstärke der Querfelder für den Ferrit-Ring im Intervall von 0.4 T-1 T, Fitparametern der Querfelder von 0.2 T und $0,3$ T

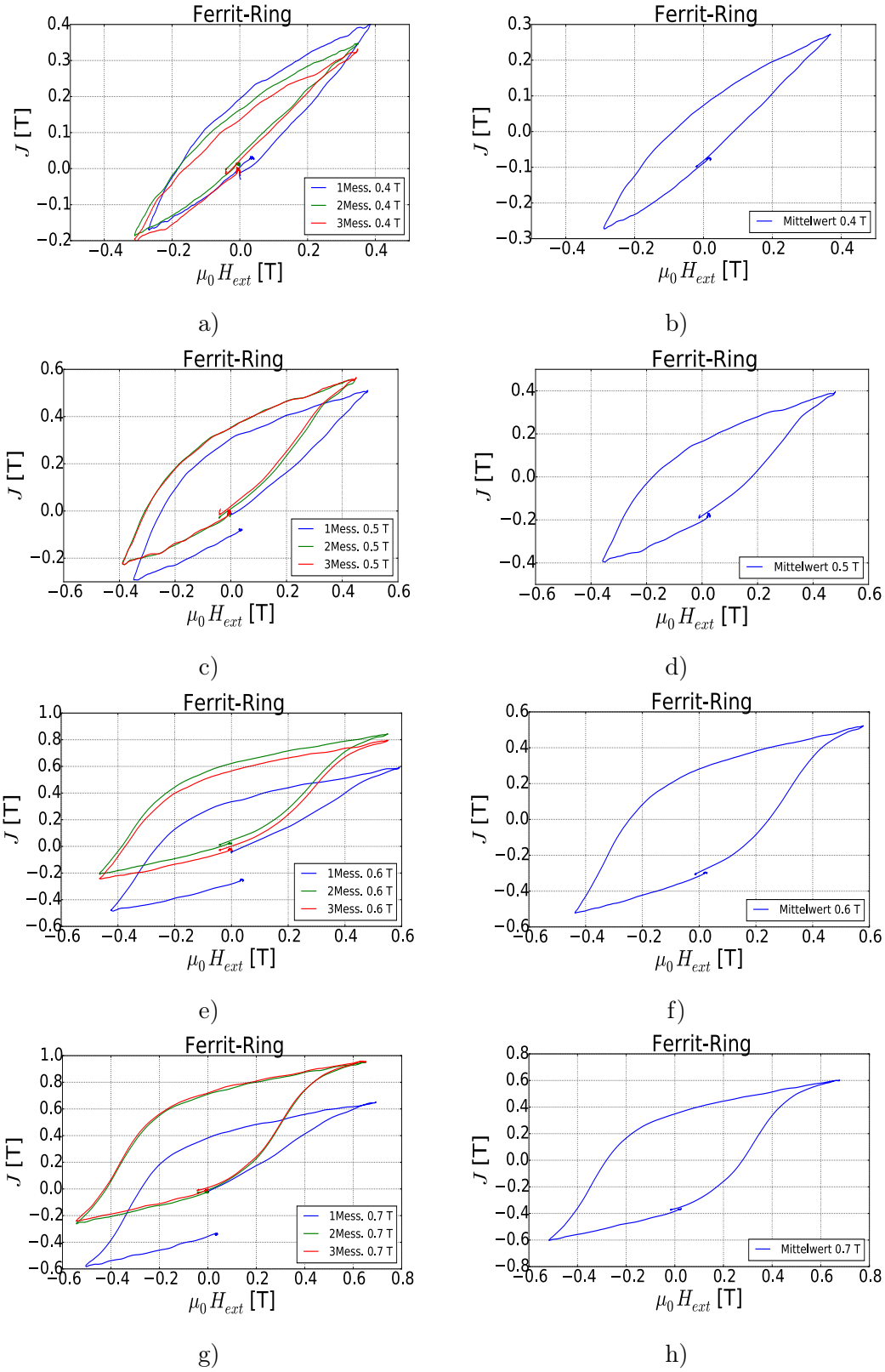


Abb. 4.8: linke Spalte: Einzelmessungen der Querfelder (0, 4 T-0, 7 T), rechte Spalte: Gemittelte und zentrierte Hysteresekennlinie der Einzelmessungen

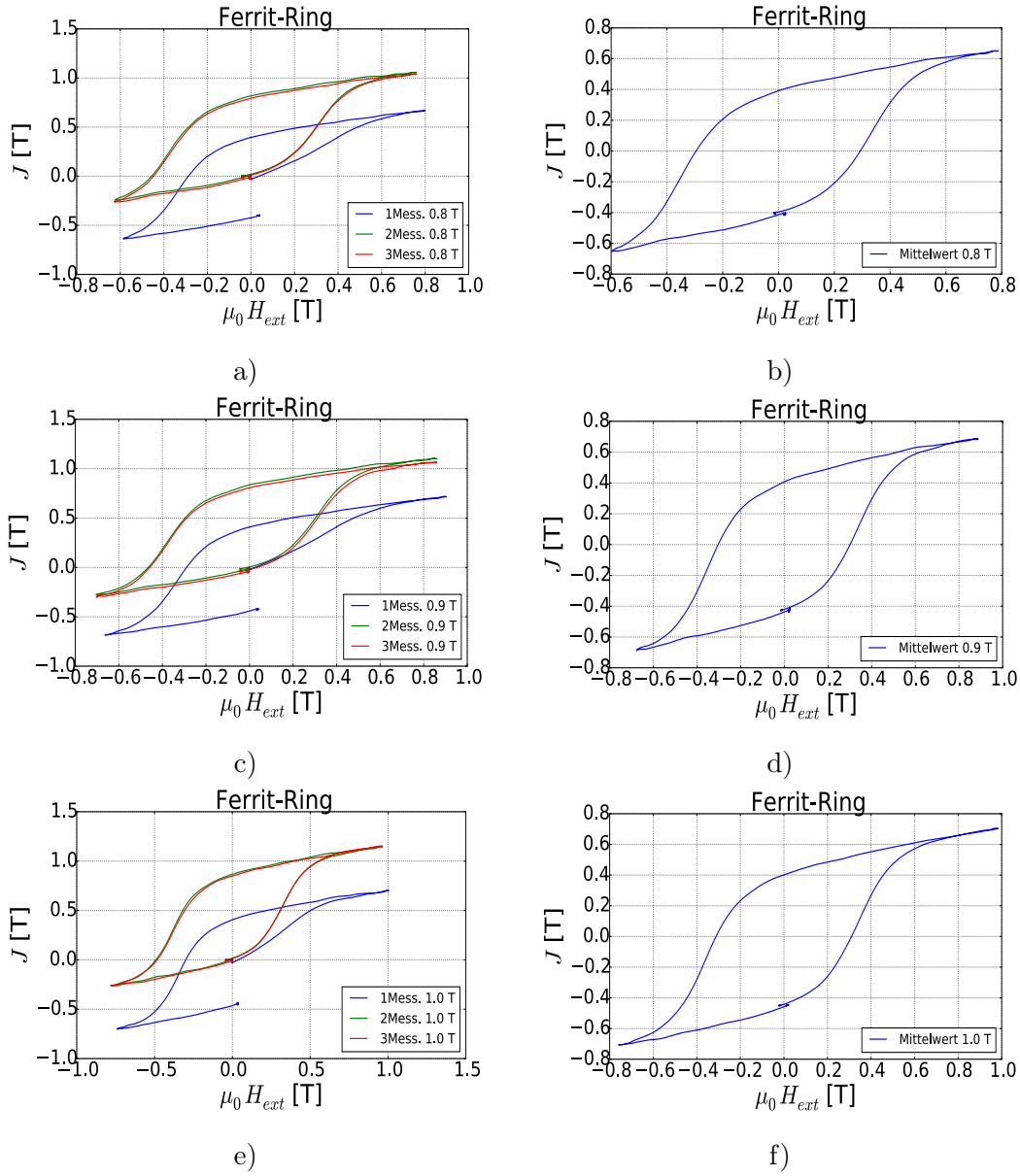


Abb. 4.9: linke Spalte: Einzelmessungen der Querfelder (0, 8 T-1 T), rechte Spalte: Gemittelte und zentrierte Hysteresekennlinie der Einzelmessungen

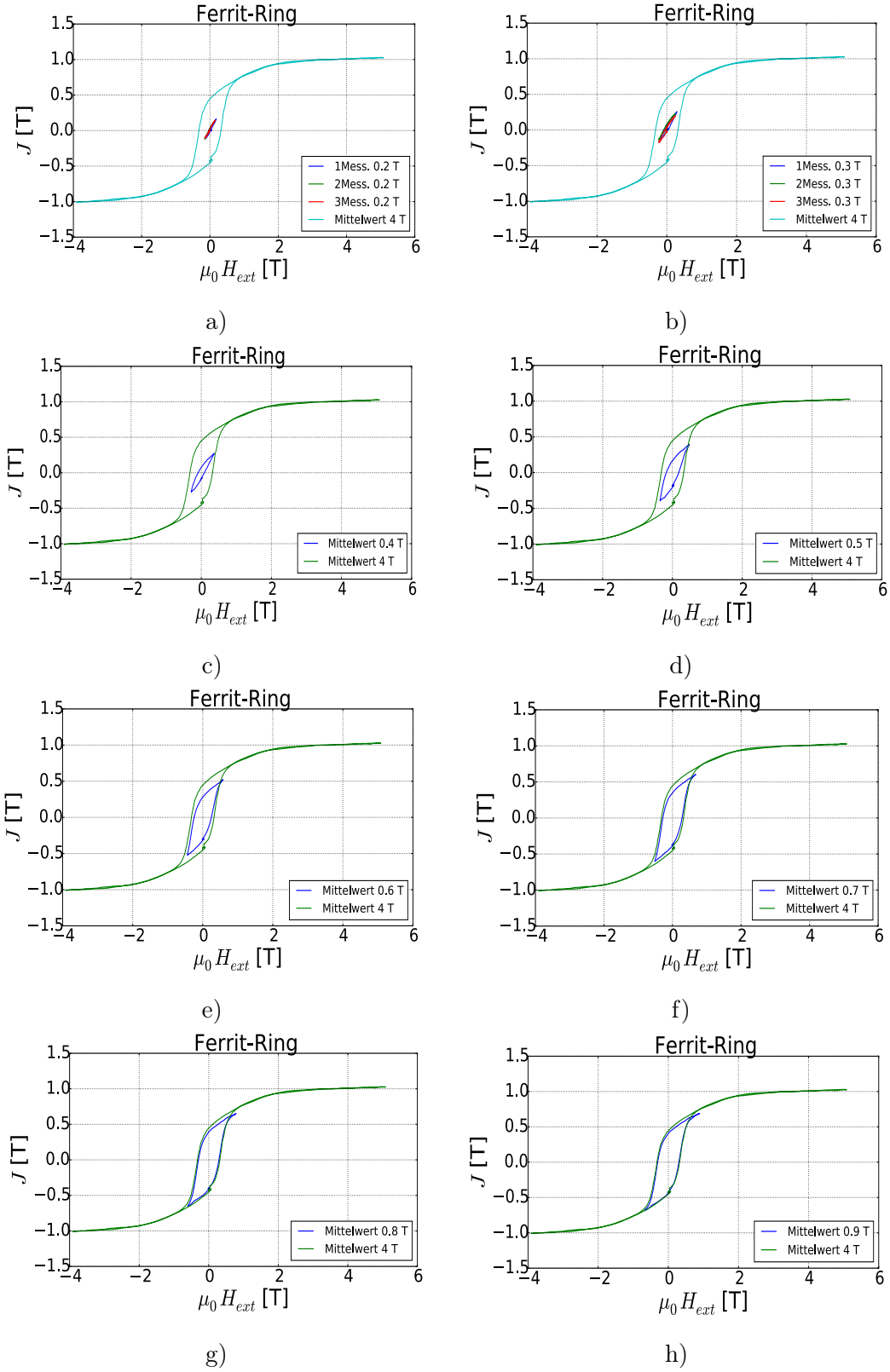


Abb. 4.10: Zentrierte Querfelder (0,4 T-1 T; 0,2 T und 0,3 T nicht gemittelt, 0,4 T-0,9 T gemittelt) inklusive einhüllender 4 T-Magnetisierungskennlinie

Wie in Graphik 4.11 a) und b) ersichtlich ist, wurden alle Neukurven der Querfelder beginnend von 0, 2 T-1 T geplottet. Die Parameter der angelegten Tangente bei $\mu_0 H_{ext}$=0 sind in Tab. 4.6 aufgelistet. Die Werte der Suszeptibilität liegen für die Querfelder von 0, 2 T-0, 4 T noch in der Fehlergrenze. Ab dem Querfeld von 0, 5 T-1 T sinken die Werte. Ein möglicher Grund wären dynamische Effekte, die das verursachen könnten. Ein Vergleich der Neukurven der Querfelder mit den simulierten Hysteresekennlinien, die in Abb. 4.11 c) veranschaulicht wird, zeigt, dass bei kleinen Feldern eine nahezu reversible Hysteresekennlinie zu beobachten ist. Die simulierte Hysteresekennlinie wurde auf Basis eines Stoner Wohlfarth Modells erstellt. Die rote Kennlinie in Abb. 4.11 c) ist für ein Feld von 0, 5 T ausgelegt und zeigt ein reversibles Verhalten. Die grün punktierte Kennlinie markiert das Verhalten der Hysterese für ein Feld von 0, 6 T. Die blau punktierte Kennlinie weist das Verhalten für das Feld von 0, 7 T auf. Beim Stoner Wohlfarht Modell haben die magnetischen Momente eine zufällige Verteilung. Die Energie des Stoner Wohlfarth Modells wird in zwei Dimensionen durch die Gleichung 4.2 beschrieben.Der Winkel zwischen der Magnetisierung $\vec{M}$ und dem Feld $\vec{H}$ in Gl. 4.2 wird durch ϕ repräsentiert. Der Winkel zwischen der magnetischen Vorzugsrichtung (easy axis) und dem Feld $\vec{H}$ wird durch θ, der im Raum zufällig verteilt ist, angegeben.

$$E = K_{unax} \cdot V \cdot sin^2(\phi - \theta) - \mu_0 J_s V H cos(\theta) \tag{4.2}$$

Gl. 4.3 beschreibt die Energie des Stoner Wohlfarth Modells in 3 dimensionen des kartesischen Koordinatensystems.

$$E_{unax} = K_{unax} \cdot V \cdot [1 - (\vec{m} \cdot \vec{k})^2] \tag{4.3}$$

$$\vec{m} = \frac{\vec{M}}{M_s}$$

Der Vektor $\vec{k}$ ist ein drei dreidimensionaler Vektor, der in Form der von Kugelkoordinaten umgeschrieben wird . Die Variablen u, v in Gl. 4.5 sind gleich verteilte Zufallsvariablen zwischen [0,1]. Der Winkel ϕ variiert zwischen [0,2π] und θ zwischen [0,π]

$$\phi = 2\pi u \tag{4.4}$$

$$\theta = cos^{-1}(2v - 1) \tag{4.5}$$

In Abb. 4.11 a)-b) ist deutlich erkennbar, dass mit steigendem Feld die Lücke zwischen Start- und Endwert auf der y-Achse immer größer wird. Die Parameter wurden auf J_s = 1 T, $K_{unax} = 4{,}5 \cdot 10^5$ gesetzt. In Graphik 4.11 d) sind alle gemittelten Hysteresekennlinien der Querfelder von 0, 4 T-1 T, die in der rechten Spalte der Graphen 4.8 und 4.9 einzeln geplottet sind, gemeinsam aufgetragen.

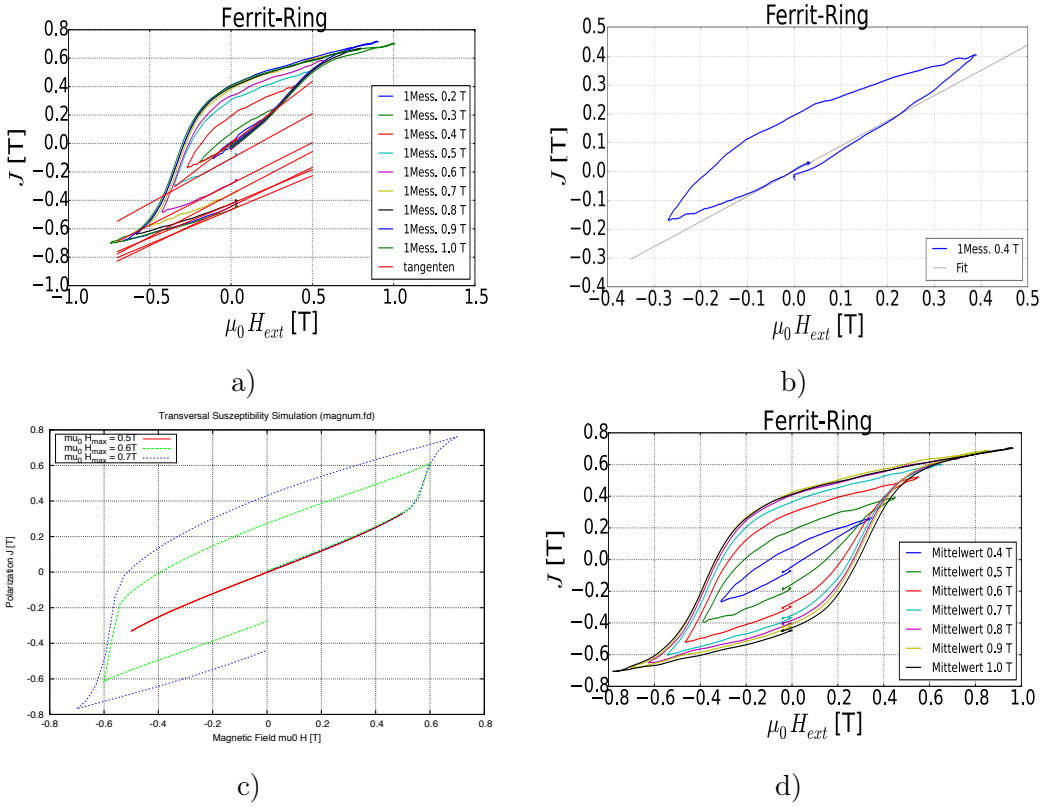


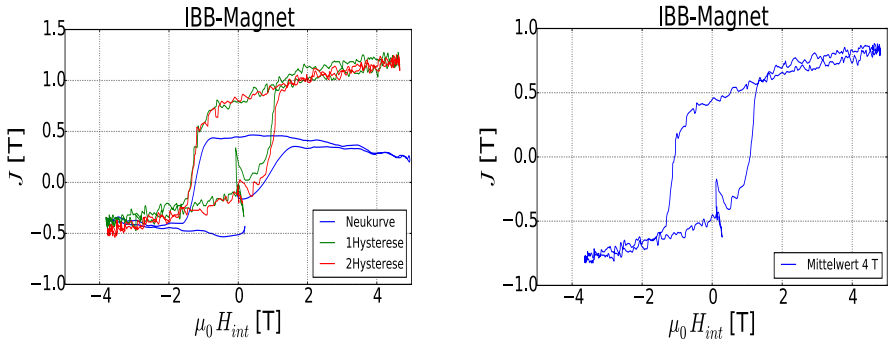
Abb. 4.11: a) Neukurven der Querfelder (0,2 T-1 T) mit Tangenten an $\mu_0 H_{ext}$ =0, b) Neukurve des Querfeldes von 0,4 T mit Fit Funktion, c)Simulation der transversalen Suszeptibilität, d) Gemittelte Querfelder (0.4 T-1 T)

Querfeld [T]	k=χ	d
0,2	0,892	-0,001
0,3	0,807	0,024
0,4	0,874	0,066
0,5	0,630	-0,106
0,6	0,580	0,284
0,7	0,600	-0,357
0,8	0,480	-0,424
0,9	0,550	-0,443
1	0,480	-0,467

Tab. 4.6: Parameter der Fit Funktion (y=k $\cdot$ x +d) zur Bestimmung der Suszeptibilität χ der Querfelder (Neukurve) von 0.2 T-1 T

4.1.3 (Integrated Back Bias (IBB))-Magnet

Für eine weitere Messung der transversalen Suszeptibilität $\chi_{\perp}$, wurden die Hysteresekennlinien eines kunststoffgebundenen Magneten NdFeB 43/80 p (isotrop, gespritzt) der Firma Schramberg erfasst. In Abb. 4.12 a) sind die Hysteresekennlinien der 4 T-Magnetisierung und in Abb. 4.12 b) ist der zentrierte Mittelwert der ersten und zweiten Hysterese aus Abb. 4.12 a) geplottet. Die in Abb. 4.13 geplotteten Kennlinien stellen die Hysteresekennlinien bei einem angelegten Querfeld von $0,8$ T-$1,8$ T dar. Da die Hysteresekennlinien in Abb. 4.13 a)-f) sehr verrauscht sind, konnte keine Mittelwertbildung durchgeführt werden. In weiterer Folge konnte das Ablesen der Remanenz und der Koerzitivfeldstärke nicht erfolgen. Erst ab einem Querfeld von $1,6$ T-$1,8$ T konnte der Mittelwert gebildet werden. In Graphik 4.14 a)-b) sind die zentrierte Mittelwerte der Querfelder von $1,6$ T und $1,8$ T geplottet. Zusätzlich befindet sich in Abb. 4.14 c)-d) die gemittelter Hysteresekennlinie der Querfelder von $1,6$ T und $1,8$ T mit der einhüllenden 4 T-Magnetisierungskennlinie. Die Hysteresekennlinien des (Integrated back bias)-Magneten wurden mit dem Entmagnetisierungsfaktor N_z=0,33 entschert.



a) b)

Abb. 4.12: a) Einzelmessungen der Hysteresekennlinie des (Integrated Back Bias (IBB))-Magneten beim Magnetisieren auf 4 T, b) Gemittelte und zentrierte Hysteresekennlinie

In Graphik 4.13 b) und d) sind die Einzelmessungen und die Fit Funktion (y=k $\cdot$ x +d) dargestellt. Die transversale Suszeptibilität $\chi \perp$ wurde aus Gl. 4.1 ermittelt. Die Parameter der Fit Funktion sind in Tab. 4.7 aufgelistet.

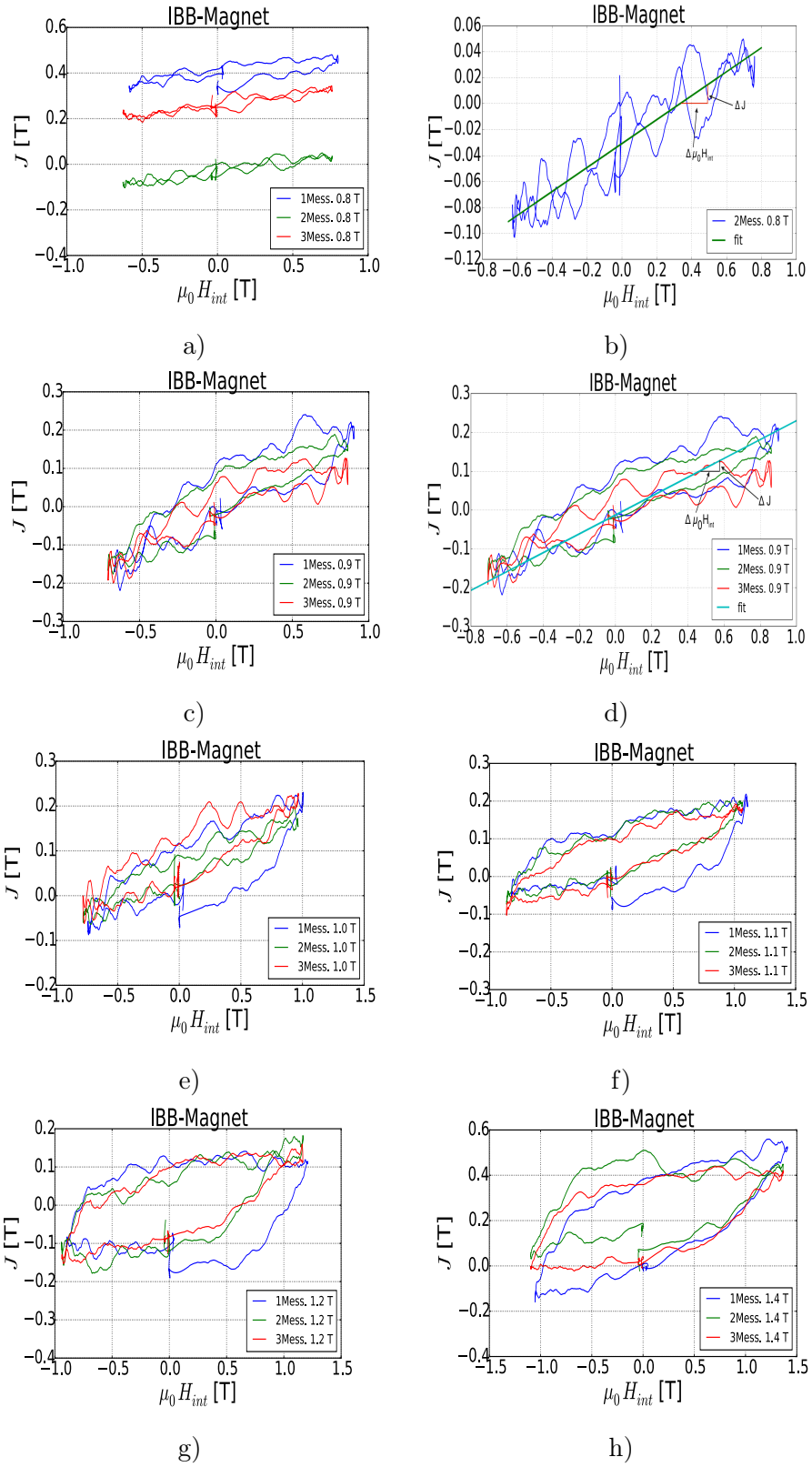


Abb. 4.13: Einzelmessungen der Querfelder von 0,8 T - 1,8 T, b) und d) Einzellmessung mit Fit Funktion,

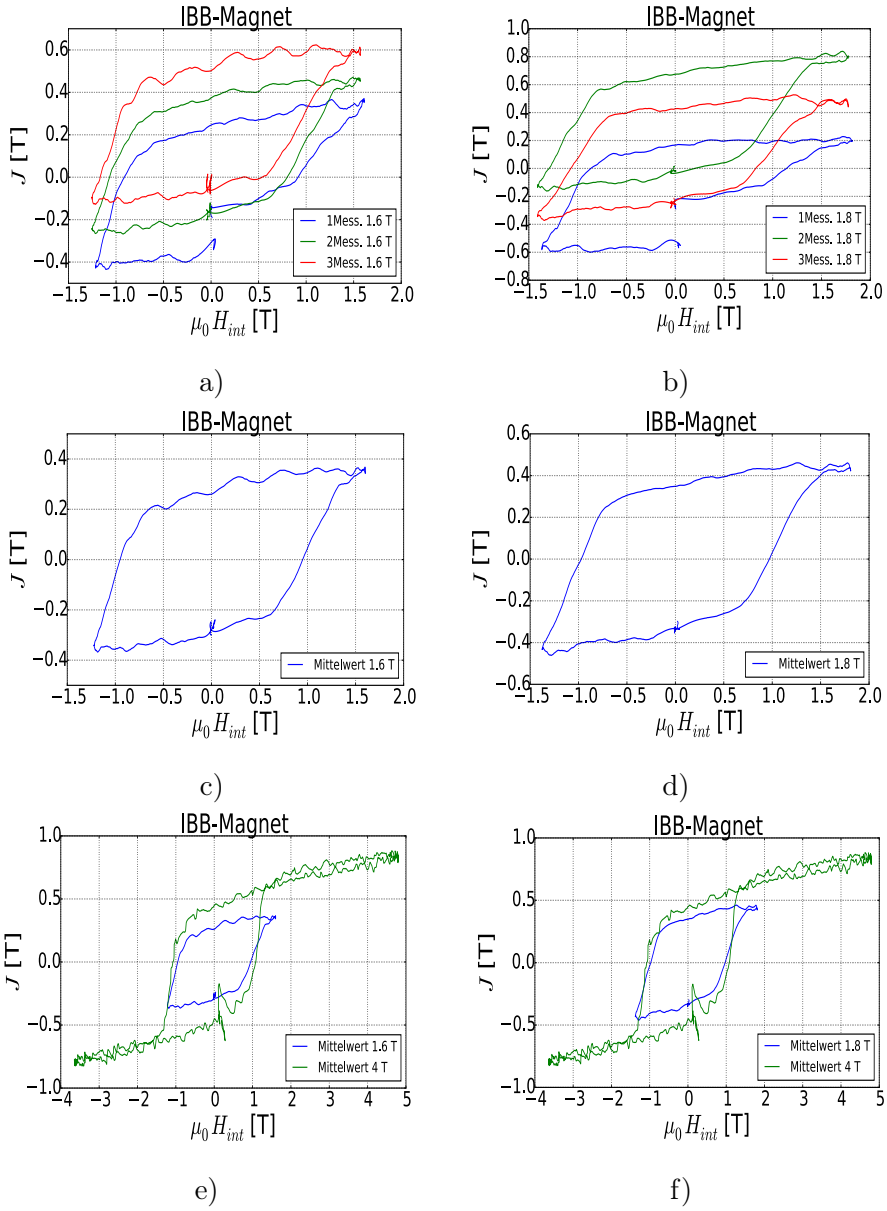


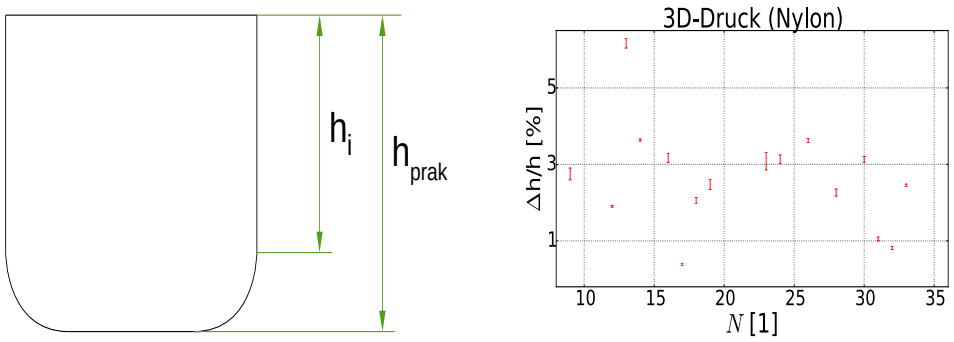
Abb. 4.14: a) und b) Einzelmessungen der Querfelder von 1, 6 T und 1, 8 T, c) und d) Gemittelte und zentrierte Querfelder von 1, 6 T und 1, 8 T, e) und f) Gemittelte und zentrierte Querfelder inklusive einhüllender 4 T-Magnetisierungskennlinie

Querfeld [T]	k = $\chi \perp$	d
0,8	0,092	0,031
0,9	0,243	-0,014

Tab. 4.7: Parameter der Fit Funktion bei angegebenem Querfeld

4.2 Warping Effekt

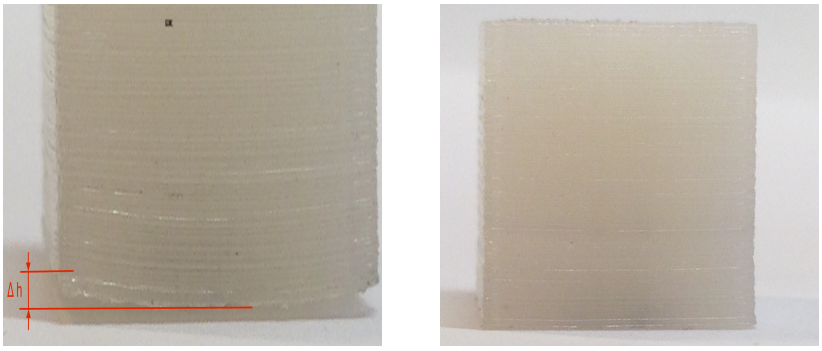
Damit die optimale Beschichtungsmethode heraus gefunden werden kann, wurden die Probegeometrien der gedruckten Würfeln abgemessen. Wie in Abb. 4.15 a) ersichtlich ist, wurde bei allen Würfeln die Höhe h und die Höhe h_i (i=1-4) an allen 4 Kanten mit einer Mikrometerschraube abgelesen und eine Statistik aufgestellt. Das Ergebnis dieser Statistik ist in Form eines Fehlerbalkens in Graphik 4.15 b) dargestellt. Auf der y-Achse ist die Abweichung ($\frac{\Delta h}{h} = \frac{(h_{prak} - h_{1234mittel})}{h_{prak}}$) aufgetragen. Auf der x-Achse wird die nummerierte Versuchsdurchführung N beschrieben.



a) b)

Abb. 4.15: a) Geometrie-Abmessungen, b) Funktionsverlauf der Abweichung in Abhängigkeit der Beschichtungsmethode

Die Versuche 1-8, 10, 11, 21, 22 und 25 konnten in die Statistik nicht einbezogen werden, da die Beschichtung von Beginn an beim 3D-Drucken versagt hat. Auch die Versuche 15, 20, 27, 29 und 34 mussten wegen technischem Versagen (z.B Verstopfung der Düse) während des Druckvorganges abgebrochen werden. Deshalb konnten die Daten ebenfalls nicht in die Statistik einbezogen werden, da die Formen unvollständig gedruckt worden sind. Aus Graphik. 4.15 b) ist zu sehen, dass bei der Versuchnummer 17, 31 und 32 die Abweichungen am geringsten sind. Bei Versuch 17 ergibt sich eine Besonderheit: der Würfel hat einen Füllfaktor von ca. 75%, was den Warping-Effekt drastisch verringert, ebenso wie bei den vollgefüllten Würfeln von den Versuchen 31 und 32. Das Ergebnis dieser Testreihe lässt sich in Abb. 4.16 a) (vorher) und Abb. 4.16 b) (nachher) mit den bestmöglichen Parametereinstellungen zeigen. Beim 3D-Drucken von Magnet-Filamenten hatte Versuch 30 im Vergleich zu Versuch 31 und 32 eine geringere Abweichung Δh. Ein möglicher Grund für die bessere Haftung der gedruckten Formen beim Versuch 30 wäre der Anteil an Copolymeren beim Sprühkleber und die Rauigkeit des Klebebandes.

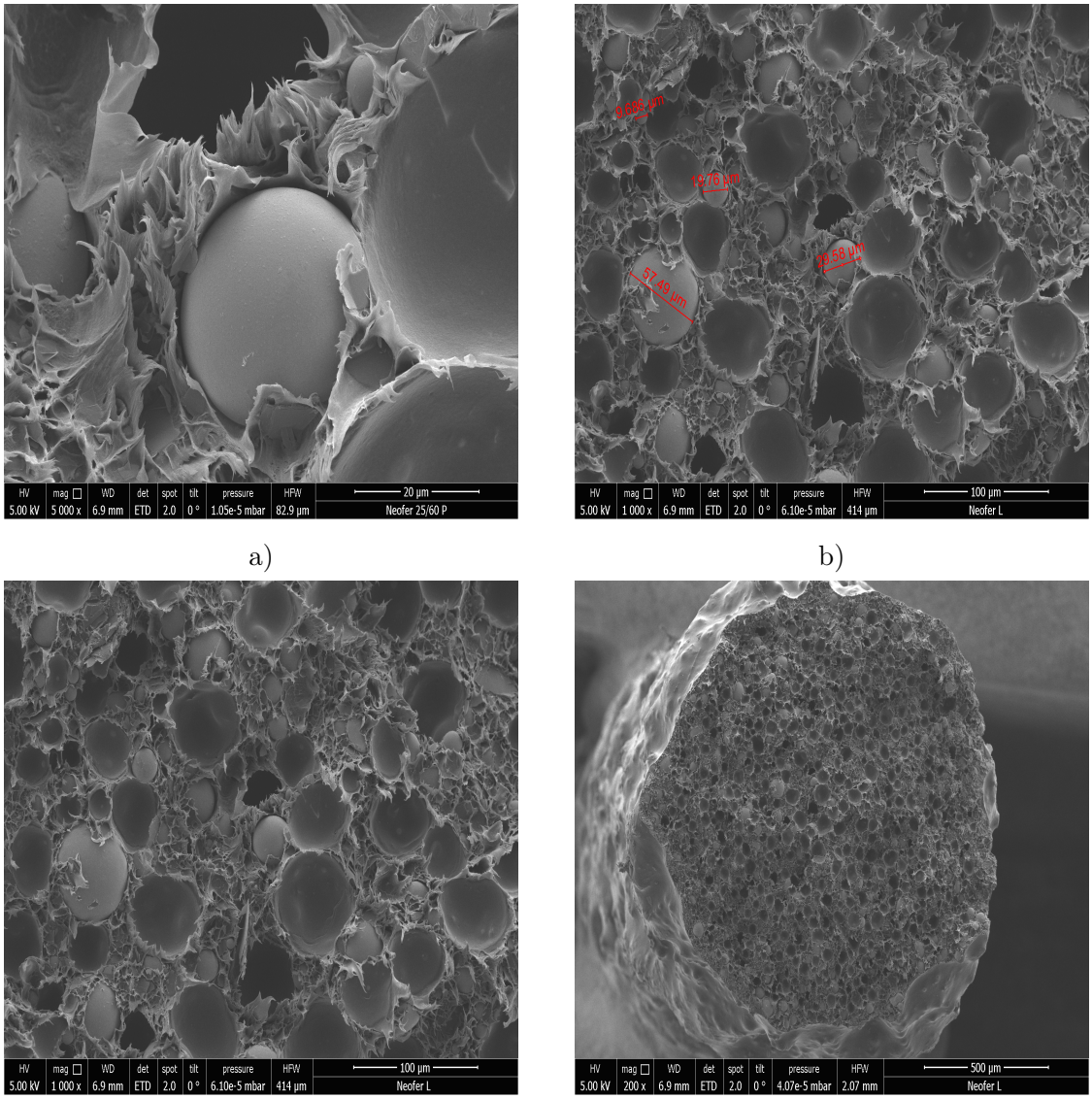


a) b)

Abb. 4.16: Verminderung des Warping-Effekts

4.3 Rasterelektronenmikroskop (SEM)

Für eine genauere Untersuchung der Materialien wurde die Partikelgröße bestimmt. Im Zuge dessen wurden alle drei Magnetwerkstoffe einer Untersuchung mittels Rasterelektronenmikroskop unterzogen. In Abb. 4.17 ist der Werkstoff Neofer 25/60 P von 200- bis 5000-facher Vergrößerung dargestellt. Im Linken oberen Bild der Abb. 4.17 ist auch ersichtlich, dass der Werkstoff Neofer 25/60 P (NdFeB) im Grundmaterial Kunststoff PA 11 als Partikel in der Größe von 10 - 60 μm eingebettet ist. In Abb. 4.18 und Abb. 4.19 sind die Werkstoffe Sprox 8/21 p-M und Sprox 10/20 P von 1000- bis 30 000-facher Vergrößerung veranschaulicht. Die Werkstoffe zeigen eine Partikelgröße zwischen 0.1 - 3 μm und kann als Pulver betrachtet werden.



a) b)

c) d)

Abb. 4.17: Rasterelektronenmikroskop-Untersuchung von Neofer 25/60 P mit, a) 5000-facher Vergrößerung, b) 1000-facher Vergrößerung inklusive Bemaßung, c) 1000-facher Vergrößerung, d) 200-facher Vergrößerung

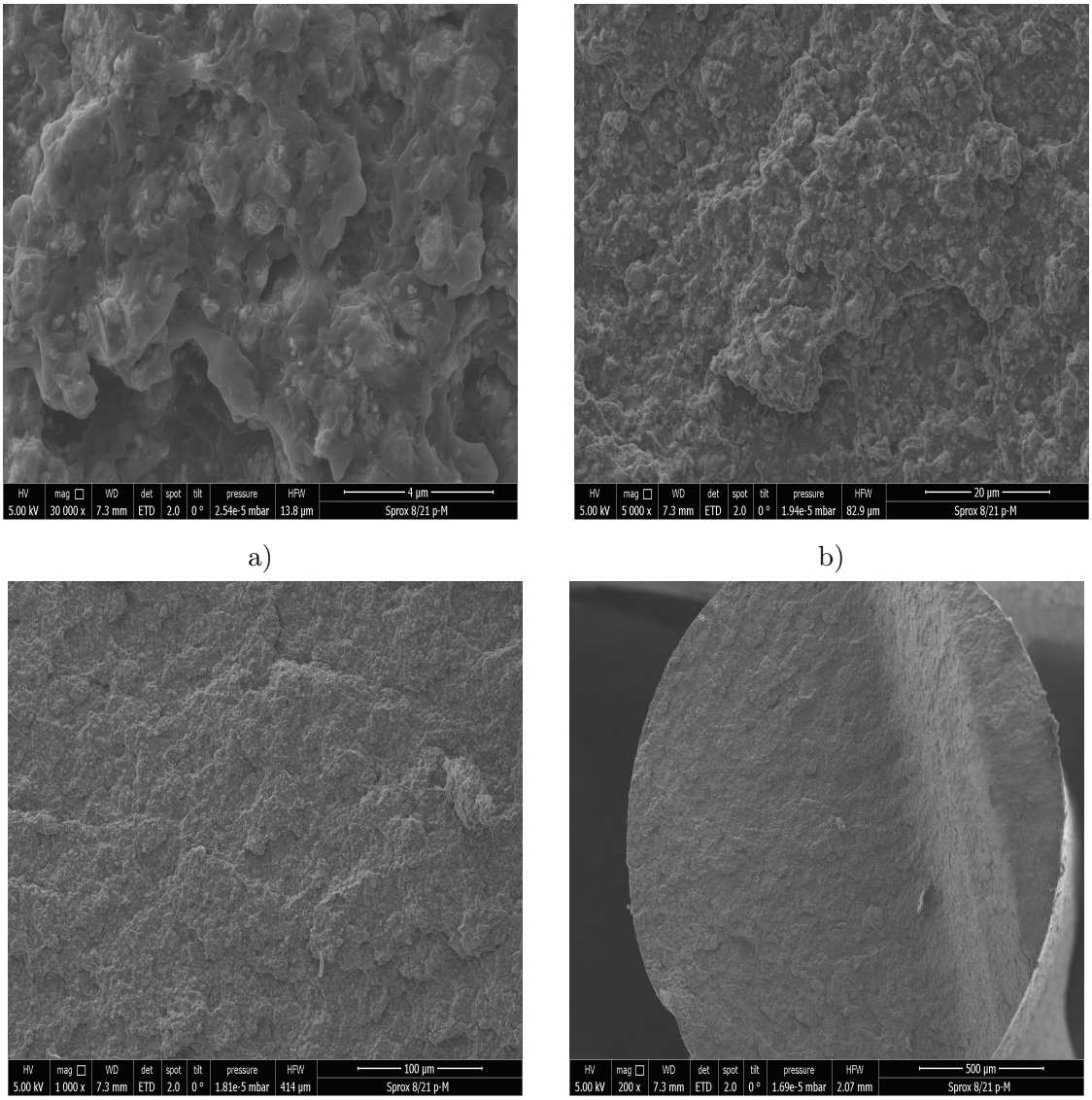


Abb. 4.18: Rasterelektronenmikroskop-Untersuchung von Sprox 8/21 p-M mit, a) 30000-facher Vergrößerung, b) 5000-facher Vergrößerung, c) 1000-facher Vergrößerung, d) 200-facher Vergrößerung

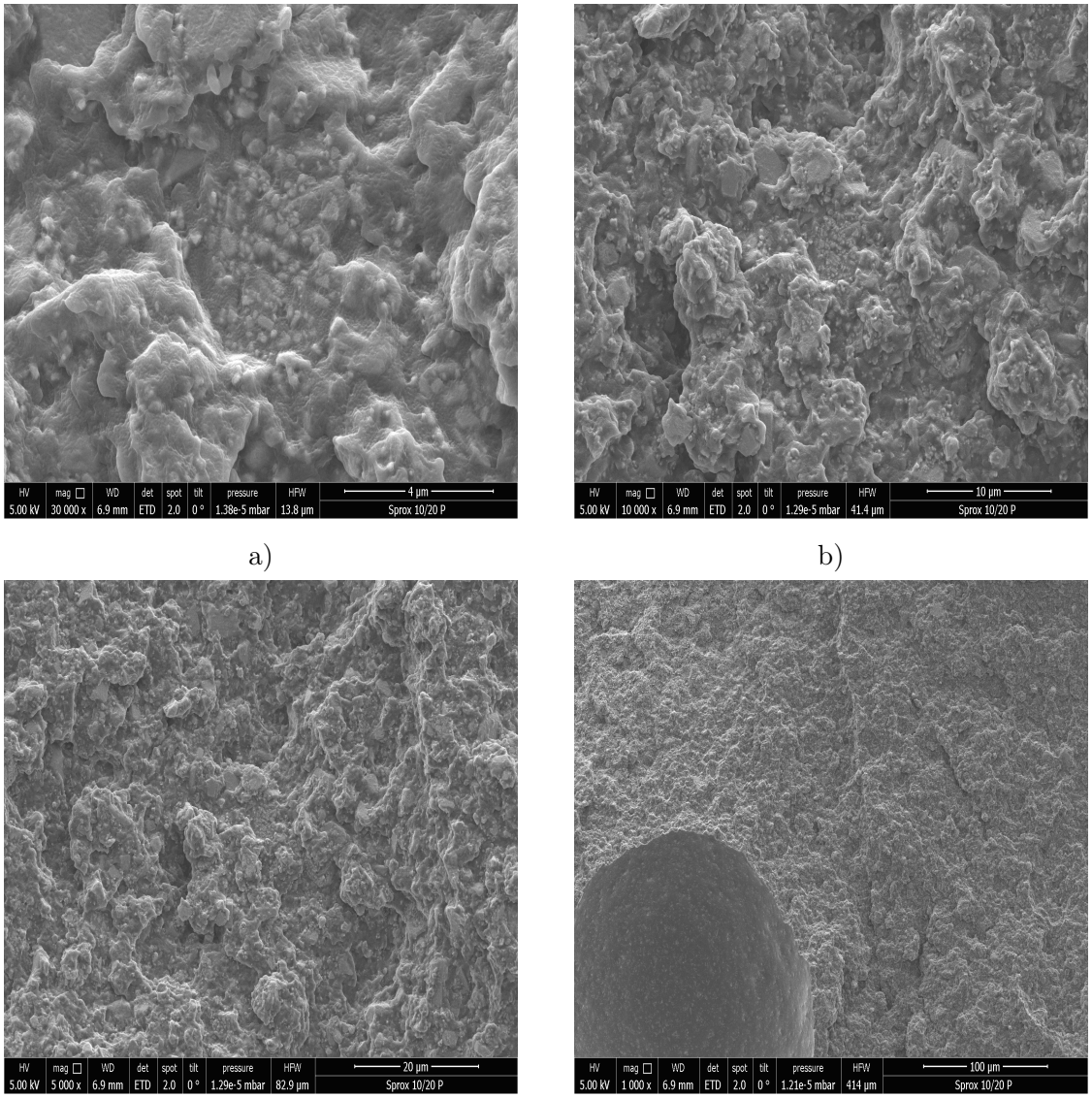


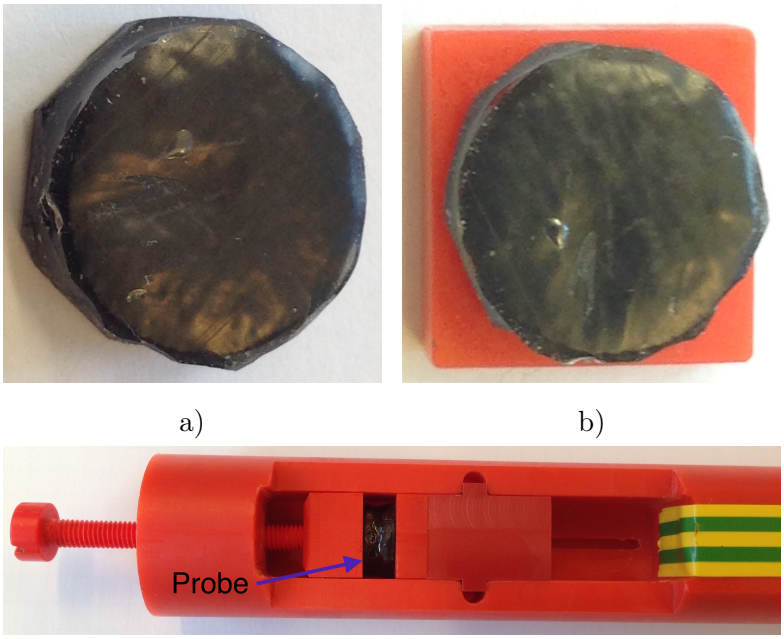
Abb. 4.19: Rasterelektronenmikroskop-Untersuchung von Sprox 10/20 P mit, a) 30000-facher Vergrößerung, b) 10000-facher Vergrößerung, c)5000-facher Vergrößerung, d) 1000-facher Vergrößerung

Anhang A

Bedienungsanleitung

A.1 Pulsed Field Magnetometer

Um die Hysterese-Kurve einer unbekannten Probe zu messen, sollte die Probe nicht größere Dimensionen als 14 mm x 14 mm x 16 mm haben. Wie in Abb. A.1 ersichtlich ist, wird die Probe [Abb. A.1 a)] auf dem Probenhalter [Abb. A.1 b)] mit einem doppelseitigen Klebeband befestigt und in den Probenstab, der in Abb. A.1 c) gezeigt wird, platziert. Anschließend wird die Schraube, die am Ende der Probenstange montiert ist, festgeschraubt um eine Bewegungen der Probe zu verhindern. Die unbekannte Probe ist auf ähnliche Art und Weise auf wie die Referenzprobe zu präparieren. Vor jeder Messung der Hysterese-Kurve einer unbekannten Proben ist die Hysterese-Kurve der Referenzprobe zu messen. Aus den Daten der Referenzprobe lässt sich der Faktor für die Umrechnung der Polarisation ermitteln.

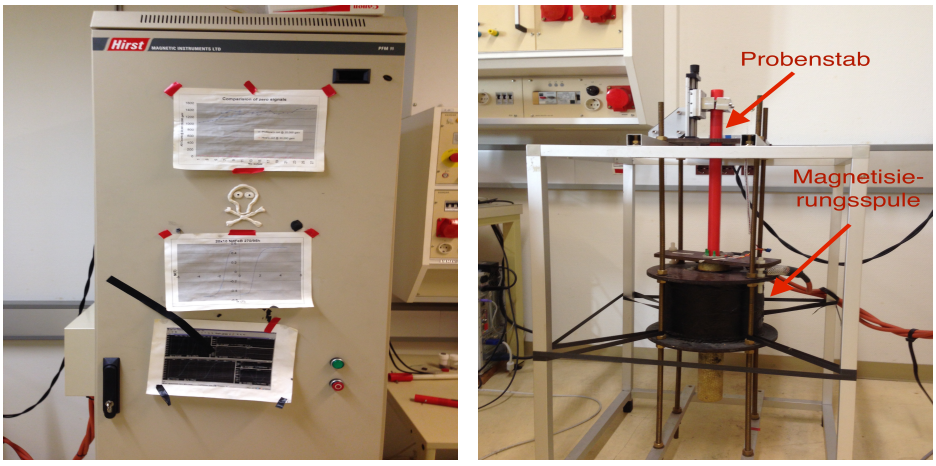


a) b)

c)

Abb. A.1: a) Referenzprobe, b) Referenzprobe mit Probenhalter, c) Probenstab mit Referenzprobe

In Abb. A.2 a) ist der Schaltschrank der Marke HIRST-Maschine, der die gesamte Elektronik beinhaltet dargestellt. In Darstellung A.2 b) ist die Magnetisierungsspule, die an einem Standgerüst befestigt ist, abgebildet. Der Probenstab wird im Zentrum der Spule positioniert.



a) b)

Abb. A.2: a) Schaltschrank der HIRST-Maschine, b) Magnetisierungsspule und Probenstänge

Wird die Probe mit einem doppelseitigen Klebeband auf den Probenhalter befestigt, so muss die Probentiefe auf $124,5\,\text{mm}+1/2$ Probenlänge auf der Höhenverstellskala eingestellt werden. Wird die Probe ohne den Probenhalter in den Probenstab platziert, so muss die Probentiefe auf $119,5\,\text{mm}+1/2$ Probenlänge auf der Höhenverstellskala justiert werden. In Abb. A.3 ist der Marker und die Höhenverstellskala zur Justierung des Probenstabs dargestellt.

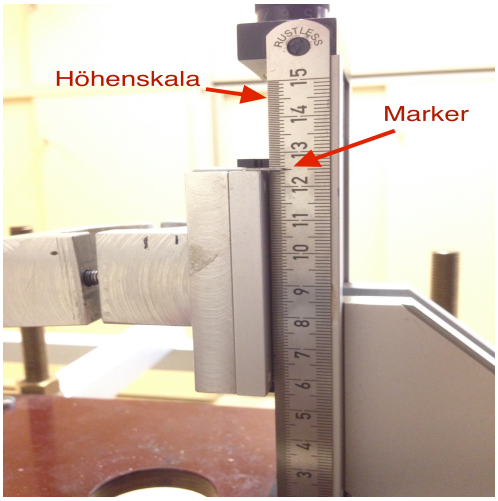


Abb. A.3: Höhenverstellskala der HIRST-Puls-Maschine

A.1.1 Bedienung der Bediensoftware

Wie in Abb. A.4 gezeigt wird, kann die Spannung im Feld „Charge Up Voltage "selektiert werden. Um ein gutes Signal-Rausch Verhältnis zu bekommen wird für die Einstellung der Polarisation als Amplitudenverstärkung J-Amp (1/RC) üblicherweise auf 5000 gesetzt. Die Einstellung H-Amp (1/RC) ermöglicht eine bessere Auflösung der Feldstärke H und wird auch üblicherweise auf den Wert von 500 gesetzt. Des weiteren ist im Programm die Anzeige im rechten oberen Bereich auf „Line "gestellt. Im Feld „Charge Up Voltage "darf nicht eine höhere Spannung als 3000 V eingestellt werden, da die HIRST-Maschine beschädigt werden kann.

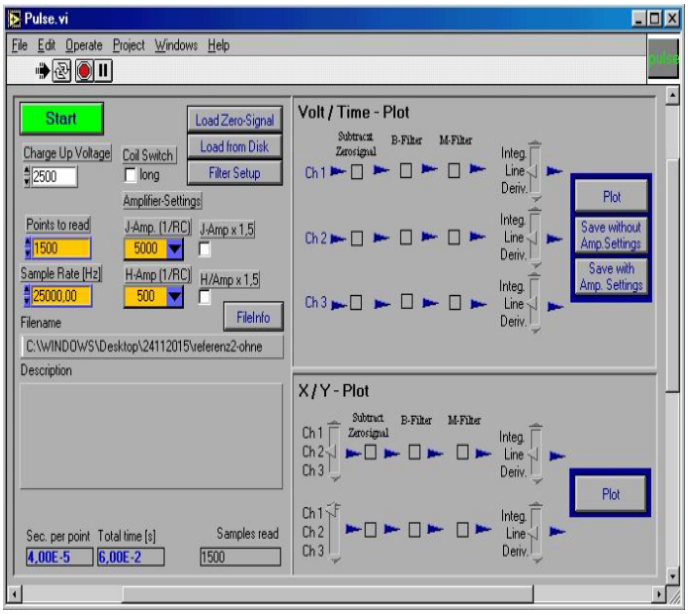
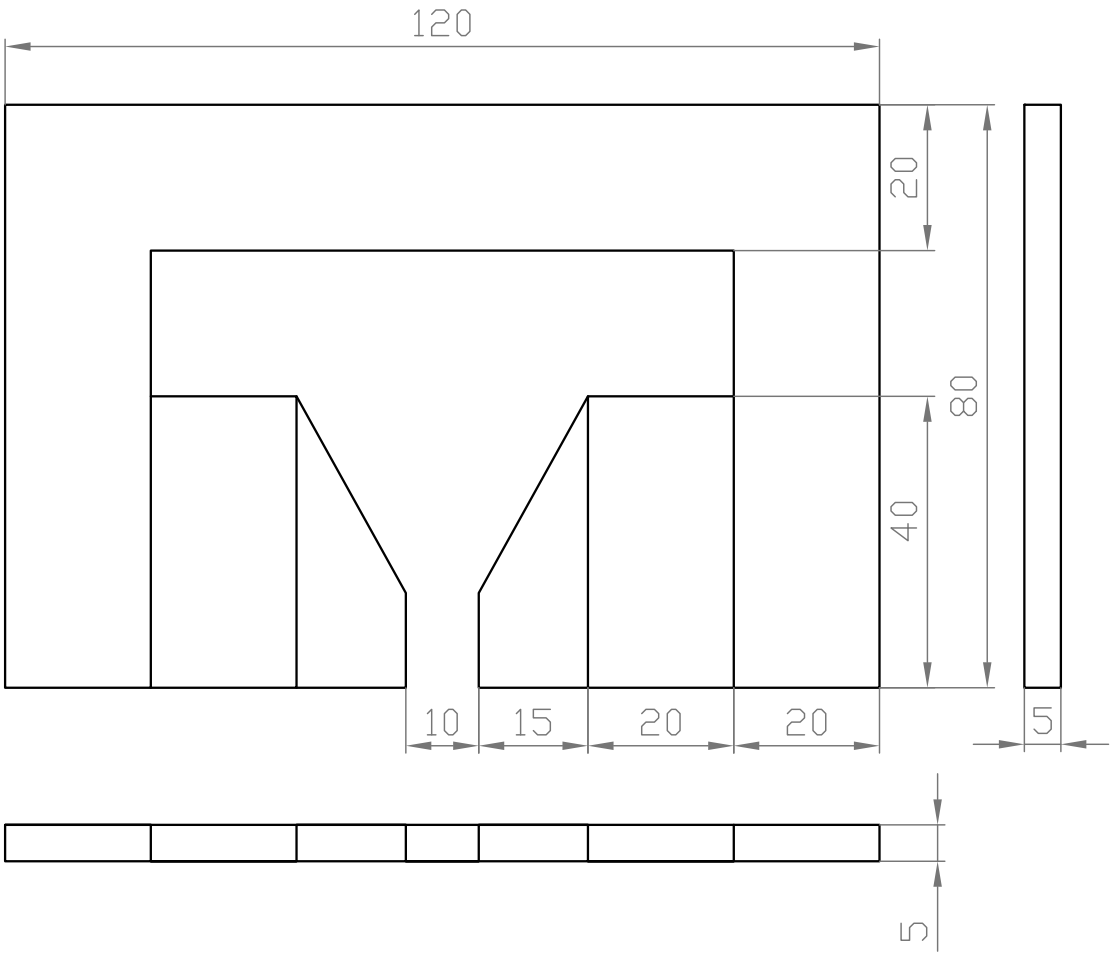


Abb. A.4: Hirst Pulsed Field Magnetometer Labview-Bedienoberfläche

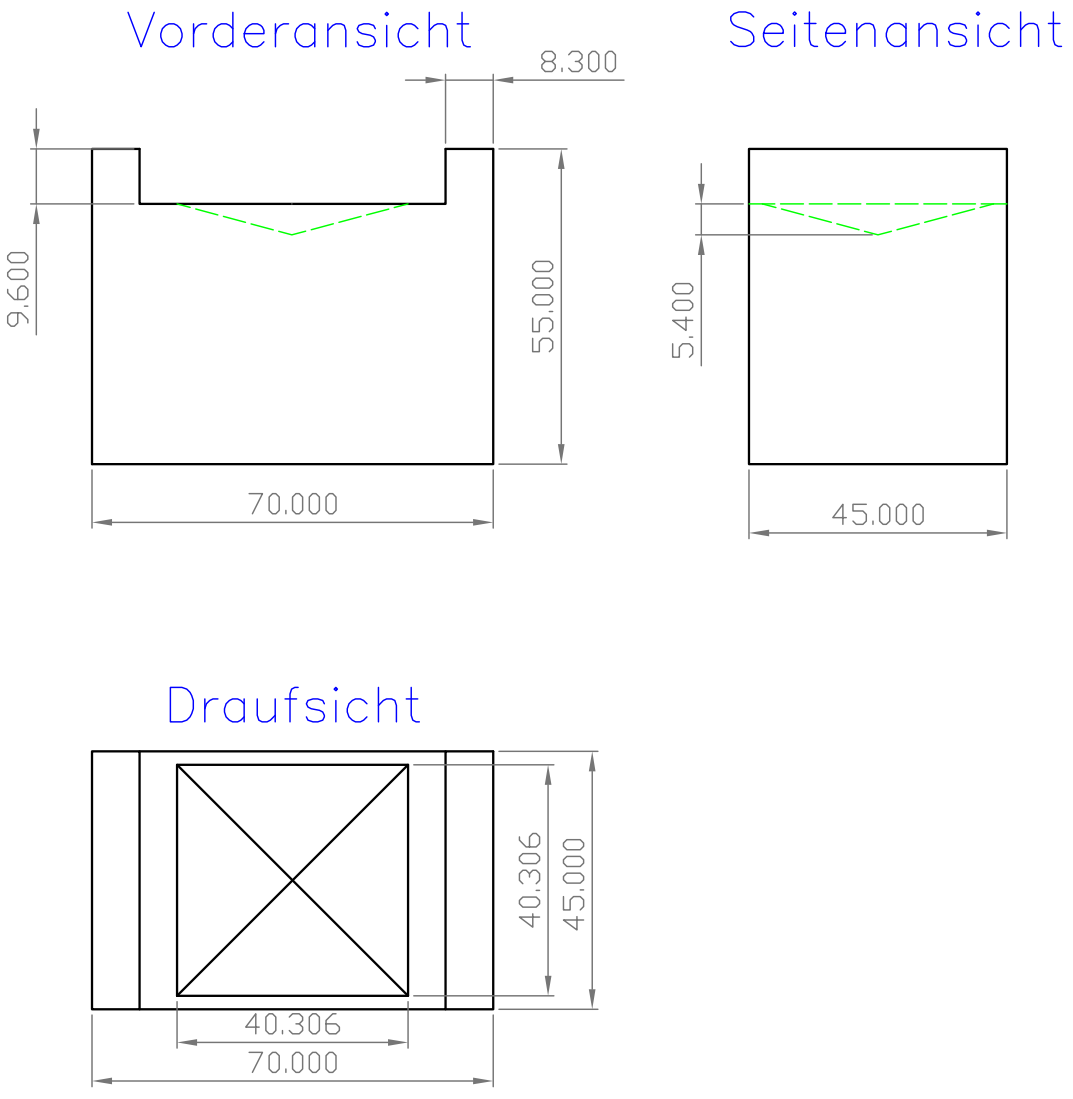
Über die Software Pulsve.vi, welches in Abb. A.4 illustriert wurde, ist auch die Möglichkeit einer Plot-Funktion gegeben. Dazu wird das gemessene Signal der Probe über den Button „Load from Disk “geladen und mit dem Button „Load Zero Signal “wird das Leersignal gewählt. Um den Graphen anzeigen zu lassen muss im X/Y- Plot Bereich in der unteren Reihe die Markierung „CH 1“gewählt werden. Durch ein Klick auf den Plot-Button wird das entspreche Ergebnis dargestellt.

Anhang B

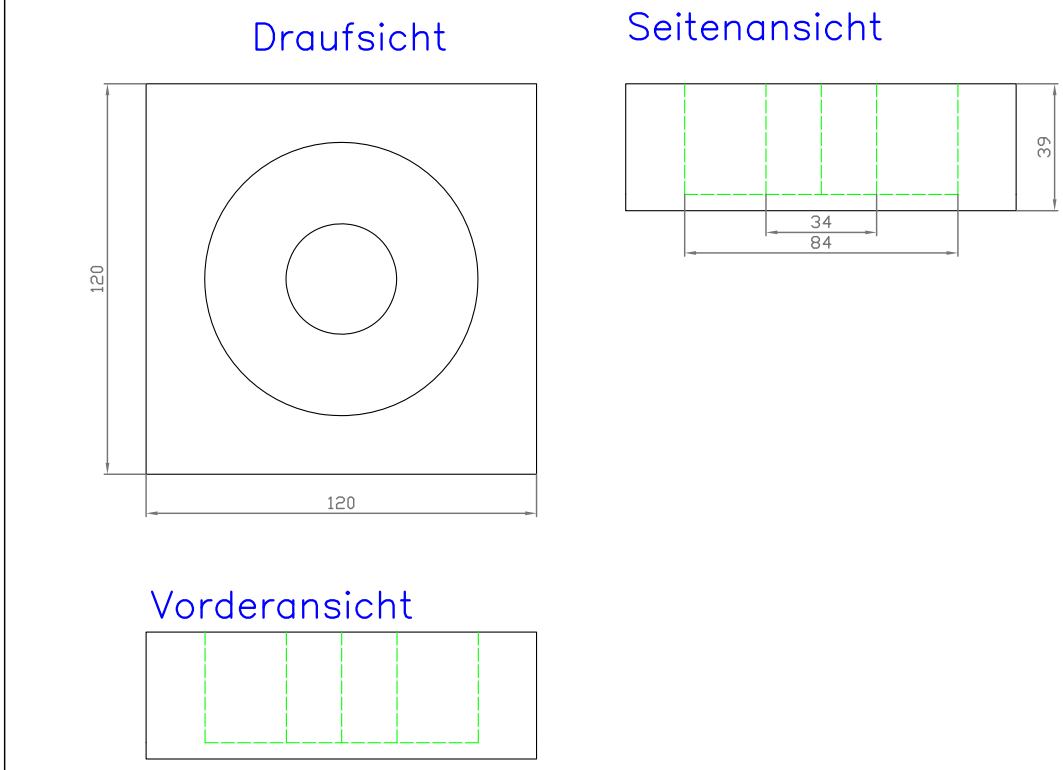
Technische Zeichnung



16.09.2015	Khan Sirak	Benennung	TU WIEN TECHNISCHE UNIVERSITÄT WIEN Vienna | Austria	Institut für Festkörperphysik E138	Zeichn.–Nr.
Datum	Bearbeiter	Magnetisches Joch			
Anlage	Kunde				Blatt 1
	Maßstab: 1:1				



08.04.2016	Khan Sirak	Benennung	TU WIEN TECHNISCHE UNIVERSITÄT WIEN Vienna | Austria	Institut für Festkörperphysik E138	Zeichn.–Nr.
Datum	Bearbeiter	BP–Magnet			
Anlage	Kunde				Blatt 1
	Maßstab: 10:1				



10.04.2016	Khan Sirak	Benennung	TU WIEN TECHNISCHE UNIVERSITÄT WIEN Vienna | Austria	Institut für Festkörperphysik E138	Zeichn.–Nr.
Datum	Bearbeiter	Magnet–halterung			
Anlage	Kunde				Blatt 1
	Maßstab: 10:1				

Anhang C

Messtabelle

C.0.2 Messtabelle: PA-12 Filament

PA-12	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Beschichtung	KTF	KTF	KTF	KTF	KTF	KTF + HS	KTF +HS	KTF+HS	KB	KB	KB
Temp.[°C]	250	250	250	250	250	250	250	250	250	250	250
Geschw.[mm/s]	25	25	25	25	25	25	25	25	25	25	25
Füllung[%]	33	33	33	33	33	33	100	100	100	80	80
Heizbett[°C]	RT	20	40	60	80	RT	100	RT	RT	RT	RT
Anmerkung	cu	cu	cu	cu	cu	cu-bp	cu-bp	cu-zyl.	cu-w4	w2	w3

Tab. C.1: 3D-Testdrucks mit Nilon (PA 12)- Filament zur Optimierung des Warping-Effekts

PA-12	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
Beschichtung	KB	KB	KB+HS	KB+HS	KB+HS	KB + HS	KB + HS	KTF+HS	KB + HS	KB+HG
Temp.[°C]	250	250	250	250	230	225	225	225	225	225
Geschw.[mm/s]	25	25	25	25	25	25	25	25	25	25
Füllung[%]	85	100	100	100	100	80	90	100	100	100
Kühlung	an	an	an	an	5%	aus	aus	aus	aus	aus
L/H	10/3	10/3	10/3	18/3	18/3	18/3	18/3	18/3	18/3	18/3
Anmerk.	w5	w6	w7	w8	w9	10	w11	w12	w13	w14nd

Tab. C.2: 3D-Testdrucks mit Nilon (PA 12)- Filament zur Optimierung des Warping-Effekts

PA-12	22	23	24	25	26	27	28	29
Beschichtung	KTF+KST	KTF+KST	KTF+KST	BMT	BMT+KST	KTF KST	KTF+KST	KTF+KST
Temp.[°C]	225	235	225	225	235	235	230	235
Geschw.[mm/s]	25	25	25	25	25	25	25	25
Füllung [%]	100	100	100	100	100	100	100	100
Kühlung	an	aus	aus	an	aus	aus	aus	aus
L/H	-	18/3	18/3	18/3	18/3	18/3	20/8	20/8
Anmerk.	w15nd	w16	w17	w18nd	w19	w20	w21	w22

Tab. C.3: 3D-Testdrucks mit Nilon (PA 12)- Filament zur Optimierung des Warping-Effekts

PA-12	30	31	32	33	34
Beschichtung	KB+HS	KB+KST	KTF+KST	KTF + KST	KTF + ES
Temp. [°C]	225	225	225	225	225
Geschw. [mm/s]	30	30	30	30	32
Füllung[%]	100	100	100	100	100
Kühlung	aus	aus	aus	aus	aus
L/H	20/8	25/8	30/8	30/8	30/8
Anmerk.	w23	w24	w25	w26	w36

Tab. C.4: 3D-Testdrucks mit Nilon (PA 12)- Filament zur Optimierung des Warping-Effekts

C.0.3 Messtabelle: PA-6 Filament

PA-6	1	2	3	4	5	6	7	8
Beschichtung	KB + HS	KB + KST	KTF + HS	KTF+ KST	KTF+KST	KTF + AS	KTF + AS	KTF + KST
Drucktemp.[°C]	225	225	225	225	225	235	240	240
Druckgeschw.[mm/s]	35	30	25	30	30	30	30	30
Füllung [%]	100	100	100	100	100	100	100	100
L/S	30/8	30/8	30/8	30/8	30/8	30/8	30/8	30/8
Kühlung [an/aus]	aus	aus	aus	aus	aus	aus	aus	aus
Heizbett [°C]	RT	RT	RT	RT	60	RT	64	50
Sonstiges	fehl	fehl	fehl	fehl		fehl	fehl	

Tab. C.5: 3D-Testdrucks mit Nilon (PA 6)- Filament zur Optimierung des Warping-Effekts

Legenden-Tabelle:

KTF = Kapton TM-Folie	BMT = Blue Masking Tape	HS = Haarspray
KB = Klebeband	KST = UHU-Klebestift	GAF = Große Auflagefläche
RT = Raum-Temperatur	HB =Heizbett	AS =Ameisensäure
ES = Essigsäure	L/H = Looping/Skirt	-

Tab. C.6: Legenden-Tabelle

N	h_{theo}[mm]	h_{prak}[mm]	h_1[mm]	h_2[mm]	h_3[mm]	h_4[mm]	$h_{1234mittel}$ [mm]	s [mm]	$s^2[mm^2]$	$\Delta h/h$[1]
1-8	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
9	14	11.910	11.590	11.480	11.830	11.430	11.583	0.154	0.024	2.750
10,11,21,22,25	0	0	0		0	0	0	0	0	0
12	14	13.725	13.470	13.430	13.485	13.470	13.464	0.020	0.000	1.903
13	14	14.180	13.145	13.230	13.485	13.360	13.305	0.129	0.010	6.171
14	14	13.525	13.030	12.990	13.065	13.045	13.033	0.027	0.001	3.641
15	14	7.110	5.515	6.275	6.890	6.165	6.211	0.488	0.117	12.641
16	14	13.680	13.290	13.130	13.140	13.425	13.246	0.121	0.014	3.171
17	12	11.400	11.370	11.335	11.380	11.340	11.356	0.019	0.000	0.384
18	14	13.330	13.000	13.130	13.130	12.960	13.055	0.076	0.005	2.063
19	14	10.235	9.815	9.885	10.120	10.105	9.981	0.134	0.011	2.479
20	14	1.315	1.020	0.850	1.180	0.880	0.983	0.131	0.017	25.285
23	14	13.350	12.830	12.695	12.930	13.300	12.939	0.225	0.047	3.081
24	14	13.125	12.765	12.645	12.870	12.575	12.714	0.113	0.012	3.133
26	14	13.280	12.760	12.730	12.860	12.845	12.799	0.055	0.003	3.624
27	14	6.455	6.185	6.330	6.335	6.185	6.259	0.074	0.004	3.040
28	14	12.840	12.510	12.585	12.675	12.427	12.549	0.092	0.008	2.264
29	14	7.513	7.228	7.240	7.150	7.430	7.262	0.103	0.010	3.341
30	14	12.883	12.395	12.580	12.418	12.525	12.480	0.076	0.004	3.132
31	14	12.860	12.720	12.655	12.800	12.725	12.725	0.051	0.003	1.050
32	14	12.710	12.622	12.555	12.655	12.595	12.607	0.037	0.001	0.812
33	14	12.982	12.624	12.700	12.678	12.650	12.663	0.029	0.000	2.457
34	14	8.784	8.723	8.950	8.555	8.720	8.737	0.141	0.020	0.535

Tab. C.7: Geometrische Abmessungen der gedruckten Proben und statistische Auswertung der Abweichung für PA 12

N	h_{theo}[mm]	h_{prak}[mm]	h_1[mm]	h_2[mm]	h_3[mm]	h_4[mm]	$h_{1234mittel}$ [mm]	s [mm]	$s^2[mm^2]$	$\Delta h/h$[1]
1-5, 7	14	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6	14	12.265	11.895	11.927	12.035	11.995	11.963	0.055	0.003	2.462
8	14	2.257	1.983	2.173	1.405	1.615	1.794	0.301	0.091	20.514
9	14	12.505	12.452	11.964	12.095	12.12	12.15775	0.180	0.032	2.777

Tab. C.8: Geometrische Abmessungen der gedruckten Proben und statistische Auswertung der Abweichung für PA 6

Publikationsliste

C. Huber, C. Abert, F. Bruckner, M. Groenefeld, O. Muthsam, K.Sirak, R. Thanhoffer, J. Teliban, C. Vogler, R. Windl, D. Suess . *3D Print of Polymer Bonded Rare-Earth Magnets, and 3D Magnetic Field Scanning with an End-User 3D Printer*, submitted to Applied Physics Letters (2016)

Literaturverzeichnis

[1] *3D-Druck – Fakten und Prognosen.* http://www.siemens.com/innovation/de/home/pictures-of-the-future/industrie-und-automatisierung/3D-druck-fakten-und-prognosen.html; [online; abgerufen am 10. Oktober 2015].

[2] *3D-Druck Grundlagen, Technik und Möglichkeiten:.* http://www.fogra.org/dokumente/upload/adverma_3d_druck_v2_lr.pdf; [online; abgerufen am 10.Oktober 2015].

[3] *Eigenzeichnung nach Vorlage von.* http://www.3d-solutions.at/rapid-prototyping-verfahren/,http://reprap.org/wiki/Fused_filament_fabrication; [online; abgerufen am 10.Februar 2015].

[4] *Selective Deposition Lamination (SDL).* http://gomonde.net/know-how/3d-druck/selective-deposition-lamination/; [online; abgerufen am 10. Oktober 2015].

[5] *Selective Laser Sintern (SLS).* http://www.3d-drucken.de/2015/01/alles-ueber-selektives-lasersintern/; [online; abgerufen am 10. Oktober 2015].

[6] *Zahnprothesen, Beinprothesen, Knieprothesen.* http://www.welt.de/wirtschaft/article149812003/Menschliche-Ersatzteile-aus-dem-3-D-Drucker.html; [online; abgerufen am 10. Oktober 2015].

[7] *3D-Druck von Organen.* http://www.heise.de/tr/artikel/Nieren-aus-dem-3D-Drucker-2403903.html; [online; abgerufen am 10. Oktober 2015].

[8] *3D-Druck von elektronischen Bauteilen.* http://t3n.de/news/3d-drucker-sagt-dir-ob-milch-schlecht-ist-624924/; [online; abgerufen am 10. Oktober 2015].

[9] *Rapid Prototyping Verfahren.* http://www.3d-solutions.at/rapid-prototyping-verfahren/; [online; abgerufen am 10.Oktober 2015].

[10] *Fused Deposition Modeling.* http://www.rapidobject.com/de/3D_Druckverfahren/Fused_Deposition_Modeling_FDM__2033.html; [online; abgerufen am 10.Oktober 2015].

[11] *Multi Jet Modeling.* http://www.visual-leutec.ch/index.php/3d-druckverfahren1/11-home/17-mjm-multi-jet-modeling; [online; abgerufen am 10.Oktober 2015].

[12] *Multi Jet Modeling.* http://3d-labs.de/mjm/; [online; abgerufen am 10.Oktober 2015].

[13] *Gewebestruktur.* http://gomonde.net/know-how/3d-druck/selective-deposition-lamination/; [online; abgerufen am 10.Oktober 2015].

[14] *Mondhabitats.* http://www.esa.int/ger/ESA_in_your_country/Germany/ESA_testet_3D-Drucker_fuer_den_Bau_einer_Mondbasis; [online; abgerufen am 10.Oktober 2015].

[15] R. Grössinger. *Hirst Pulsed Field Magnetometer.* Institur für Festkörperphysik TU Wien.

[16] *Entmagnetisierungsfaktor.* http://www.magpar.net/static/magpar/doc/html/demagcalc.html; [online; abgerufen am 15.November 2015].

[17] *Physikalisches Grundpraktikum für Physiker und Physikerinnen.* Universität des Saarlandes. http://grundpraktikum.physik.uni-saarland.de/scripts/Halleffekt_Silber_BA_3.pdf; [online; abgerufen am 10. April 2016].

[18] *Faradaysches Induktionsgesetz.* https://ibkastl.de/wiki/Induktion; [online; abgerufen am 10.November 2015].

[19] *Oszilloskop.* http://www.dieelektronikerseite.de/Lections/Oszilloskop%20-%20Messgeraet%20fuer%20Schnelle.htm; [online; abgerufen am 17.Dezember 2015].

[20] *Oszilloskop.* http://www.hobby-bastelecke.de/messen/oszi_messungen.htm; [online; abgerufen am 17.Dezember 2015].

[21] *Builder 3D Printer Dual – Feed.* http://builder3dprinters.com/products/builder-dual-feed-overview/; [online; abgerufen am 17.Dezember 2015].

[22] M. Stadlmeier. *Experimentalphysik II Zeitlich veränderliche Felder und Wechselstrom*. 09.09.2009. `https://www.ph.tum.de/academics/bsc/break/2009s/fk_PH0002_03_course.pdf`; [online; abgerufen am 18.Januar 2016].

[23] E. Kneller, A. Seeger, and H. Kronmüller. *Ferromagnetismus: Mit einem Beitrag Quantentheorie und Elektronentheorie des Ferromagnetismus*. Springer Berlin Heidelberg, 2013.

[24] M. Sato and Y. Ishii. *Simple and approximate expressions of demagnetizing factors of uniformly magnetized rectangular rod and cylinder*, volume 66. 1989.

[25] R. Gross and A. Marx. *Festkörperphysik* -. Walter de Gruyter GmbH & Co KG, M, 2. aufl. edition, 2014.

[26] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2007.

[27] E. Bauer, Ch. Eisenmenger-Sittner, and J. Fidler. *Materialwissenschaften*. Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Wien, 2008.

[28] G. Hilscher, H. Michor, and M. Reissner. *Festkörperphysik I*. Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Wien, 2011.

[29] W. Rodewald, M. Katter, and G. W. Reppel. *Fortschritte bei pulvermetallurgisch hergestellten Neodym-Eisen- Bor Magneten*. Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Wien, 2002.

[30] W. Schatt, K.-P. Wieters, and B. Kieback. *Pulvermetallurgie* -. Springer Science and Business Media, Berlin Heidelberg, 2. bearb. und erw. aufl. 2007 edition, 2006.

[31] J. Fidler. *Physics of Magnetic Materials*. Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Wien, 2002.

[32] J. F. Herbst, J. J. Croat, and F. E. Pinkerton. *Relationships Between Crystal Structure and Magnetic Properties in* $Nd_2Fe_{14}B$, volume 29. University of Missouri, Columbia, Missouri, 65201, April 1984.

[33] B. D. Cullity and C. D. Graham. *Introduction to Magnetic Materials* -. John Wiley and Sons, New York, 2011.