



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5969

**Entwicklung einer
magnetostriktiven
Dünnschicht-
Mikromembranpumpe**

K. M. Seemann

Institut für Materialforschung

August 1997

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5969

**Entwicklung einer magnetostriktiven Dünnschicht-
Mikromembranpumpe**

Klaus M. Seemann

Institut für Materialforschung

**Von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation**

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1997

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

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

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

ISSN 0947-8620

Kurzfassung

Für den Antrieb von Mikropumpen mittels Membranaktoren wurden in der vorliegenden Arbeit magnetostruktive Funktionsschichten der Stoffsysteme Tb-Fe, Tb-Dy-Fe und Sm-Fe als Dünnschichten mit Hilfe des Magnetronsputters hergestellt. Durch die Abscheidung bei Raumtemperatur zeigen die magnetostruktiven Funktionsschichten eine röntgenamorphe Struktur. Das Abscheiden der Schichten fand im Rahmen dieser Arbeit in Hinblick auf mikrotechnische Anwendungen in der Siliziumtechnik auf Siliziumsubstraten statt. Es wurde eine Optimierung der Schichten bezüglich der Zusammensetzung und der Magnetostruktion für die in der Mikrotechnik relevanten kleinen Magnetfelder durchgeführt. Bei der Herstellung der Schichten wurde festgestellt, daß in erster Linie der Beschichtungsparameter Bias-Spannung einen starken Einfluß auf die Polarisierung und Magnetostruktion der Schichten hat. Hierbei zeigt sich, daß in Verbindung mit dem Substrat erzeugte Schichteigenspannungen die ausschlaggebende Rolle spielen.

Aus der Schichtentwicklung erhaltene Kenntnisse magnetostruktiver Funktionsschichten, flossen in die Entwicklung von Membranaktoren im Substrat-Schichtverbund ein. Die Erstellung von Simulationsmodellen mit der Finiten Elemente Methode (FEM) diente dazu, das Verhalten der Membranaktoren auf numerischem Weg zu bestimmen. Neben der Veränderung der Funktionsschichtdicke stand die Strukturierung des Substrates im Vordergrund. Diese Strukturierung bezieht sich auf das Verhältnis eines beschichteten und eines unbeschichteten Membranbereichs mit einem bestimmten Flächenradius r im Zentrum der Membran. Durch eine Beschichtung mit positiv und negativ magnetostruktiven Materialien auf den jeweils gegenüberliegenden Membranoberflächen war eine Steigerung der Membranauslenkung um etwa 50 % möglich, was im Rahmen der Meßgenauigkeit einerseits und der Genauigkeit der FEM-Berechnungsgrundlage andererseits mit den modellierten Voraussagen (Steigerung von 80 %) recht gut übereinstimmt.

Die dynamische Charakterisierung der Membranen ergibt drei Maxima der Auslenkung mit der jeweiligen Eigenfrequenz von etwa acht Kiloherz, die sich je nach Beschichtung (einfache Beschichtung bzw. Doppelbeschichtung) in ihrer Lage und Güte ändern. Hierbei wurde festgestellt, daß die Schichten dämpfend auf die Membranschwingungen wirken.

Mit der Entwicklungen magnetostruktiver Funktionsschichten und der Entwicklung von Membranaktoren als Antriebseinheit entstand der Prototyp der ersten magnetostruktiven Mikromembranpumpe, die mit Hilfe der Laserstrukturierung von Silizium-Wafern und mit

Hilfe des Magnetronspüterns hergestellt wurde. Das Zusammenfügen der einzelnen Pumpenbauteile erfolgte mit einer einfachen Klebetechnik. Die Leistungsdaten der Pumpe wie Pumpenauslaßdruck und Pumprate ergeben maximal 1 mbar und 9,4 µl/min ohne Druckdifferenz zwischen Ein- und Auslaß bei einer Pumpfrequenz von 2 Hz.

Development of a Magnetostrictive Thin Film Membrane-Type Micropump

Abstract

For the operation of micropumps with membrane-type actuators magnetostrictive functional layers of the composition Tb-Fe, Tb-Dy-Fe and Sm-Fe were fabricated as thin films by means of the magnetron sputtering method. Deposited at room temperature the magnetostrictive functional layers show on x-raying an amorphous diffraction structure. Within the scope of the submitted paper the deposition of the layers was realised on silicon substrates in view of applications in silicon micro techniques. An optimisation of the layers was carried out concerning the stoichiometry and the magnetostriction for small magnetic fields relevant in micro technology. Producing the layers one has realised that the deposition parameter bias demonstrates a strong influence on the polarisation and magnetostriction of the layers. It shows that residual film stress plays a decisive role.

Knowledge obtained by developing magnetostrictive functional layers was used for the development of membrane-type actuators. The behaviour of membrane-type actuators was numerically determined using simulation models created by the Finite Element Method (FEM). Beside the variation of the layer thickness, the patterning of the substrates was of great importance. The patterning corresponds to a ratio between a coated and a non-coated membrane surface area with a certain radius r in the centre. An increase of the membrane deflection of about 50 % was possible by sputtering the membrane with negative and positive magnetostrictive materials on both sides respectively. Within the scope of measuring errors and the exactness of the FEM calculations (increase of 80 %) both values are in very good relationship to each other.

The dynamical characterisation of the membranes show three distinct maxima in deflection with the resonant frequency, of about eight kHz, varying their position and quality factor due

to being covered on one side or on both sides. One has observed that the layers demonstrate a damping effect on the membrane oscillation.

Due to the development of magnetostrictive functional layers and membrane-type actuators as operation units the first prototype of a magnetostrictive membrane-type micropump was realised by laser cutting of silicon wafers and by magnetron sputtering. The assembly of the component parts of the micropump was obtained by simple gluing. The outlet pressure was 1 mbar, the yield was 9,4 $\mu\text{l}/\text{min}$ without a pressure difference between inlet and outlet, at a pump frequency of 2 Hz.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung und Aufgabenstellung | 1 |
| 2 | Grundlagen und Literaturübersicht | 3 |
| 2.1 | Kristalline magnetostruktive Materialien | 3 |
| 2.1.1 | Allgemeine Betrachtung der Magnetostruktion | 3 |
| 2.1.2 | Grundlagen der Magnetostruktion kristalliner Materialien | 4 |
| 2.1.3 | Stoffsysteme Tb-Fe, Tb-Dy-Fe und Sm-Fe | 13 |
| 2.2 | Amorphe magnetostruktive Dünnschichten | 21 |
| 2.2.1 | Grundlagen der Magnetostruktion amorpher Dünnschichten | 22 |
| 2.2.2 | Stoffsysteme Tb-Fe, Tb-Dy-Fe und Sm-Fe als amorphe Dünnschichten | 23 |
| 2.2.3 | Messung der Magnetostruktion dünner Schichten | 29 |
| 2.3 | Membranaktoren in der Mikrosystemtechnik | 34 |
| 2.3.1 | Grundlagen einfacher Membranen und Membranplatten | 34 |
| 2.3.2 | Ansteuerungsprinzipien von Membranaktoren | 36 |
| 2.4 | Grundlagen zur Methode der Finiten Elemente (FEM) | 37 |
| 2.5 | Mikromembranpumpen | 38 |
| 2.5.1 | Aufbau und Funktionsprinzipien | 38 |
| 2.5.2 | Grundlagen zur Fluiddynamik | 43 |
| 3 | Experimentelles und Versuchsmaterialien | 47 |
| 3.1 | Herstellung magnetostruktiver Tb(Dy)Fe- und SmFe-PVD-Schichten | 47 |
| 3.1.1 | PVD-Beschichtungsanlage | 47 |
| 3.1.2 | Beschichtungsprozeß | 48 |
| 3.1.3 | Sputtertargets | 50 |
| 3.1.4 | Substrate | 53 |

| | | |
|------------|--|-----------|
| 3.2 | Schichtcharakterisierung | 55 |
| 3.2.1 | Elektronenstrahl-Mikroanalyse (EPMA) | 55 |
| 3.2.2 | Augerelektronenspektroskopie (AES) | 55 |
| 3.2.3 | Röntgenstrukturanalyse (XRD) | 56 |
| 3.2.4 | Messung der Schichtdicke | 56 |
| 3.2.5 | Messung der Magnetisierung | 57 |
| 3.2.6 | Messung von Eigenspannungen | 58 |
| 3.2.7 | Messung der Magnetostriktion | 58 |
| 3.3 | Magnetostriktive Biegebalken als Aktoren | 61 |
| 3.3.1 | Modellierung mittels Finiter Elemente (FEM) | 61 |
| 3.3.2 | Unimorphe und bimorphe Biegebalken | 63 |
| 3.4 | Magnetostriktive Membranaktoren | 64 |
| 3.4.1 | Modellierung strukturierter Membranen mittels finiter Elemente (FEM) | 64 |
| 3.4.2 | Unimorphe und bimorphe Membranen | 65 |
| 3.4.3 | Prinzip der Messung statischer und dynamischer Eigenschaften | 67 |
| 4 | Ergebnisse | 69 |
| 4.1 | Magnetostriktive Schichten | 69 |
| 4.1.1 | TbFe- und TbDyFe-Schichten | 69 |
| 4.1.1.1 | Schichtzusammensetzung | 69 |
| 4.1.1.2 | Schichtgefüge | 75 |
| 4.1.1.3 | Schichtstruktur | 77 |
| 4.1.1.4 | Magnetische Eigenschaften | 80 |
| 4.1.1.5 | Magnetostriktion | 84 |
| 4.1.2 | SmFe-Schichten | 88 |
| 4.1.2.1 | Schichtzusammensetzung | 88 |
| 4.1.2.2 | Schichtgefüge | 91 |
| 4.1.2.3 | Schichtstruktur | 93 |
| 4.1.2.4 | Magnetische Eigenschaften | 94 |
| 4.1.2.5 | Magnetostriktion | 97 |

| | | |
|------------|--|------------|
| 4.2 | Magnetostruktive Biegebalken | 100 |
| 4.2.1 | FEM-Modellierung | 100 |
| 4.2.2 | Unimorphe und bimorphe Biegebalken | 103 |
| 4.3 | Magnetostruktive Membranen | 104 |
| 4.3.1 | FEM-Modellierung | 104 |
| 4.3.2 | Prinzip der magnetischen Ansteuerung | 105 |
| 4.3.3 | Unimorphe Membranen | 108 |
| 4.3.4 | Bimorphe Membranen | 114 |
| 4.4 | Magnetostruktive Mikromembranpumpe | 119 |
| 4.4.1 | Aufbau der Mikropumpe | 119 |
| 4.4.2 | Charakterisierung | 121 |
| 4.4.3 | Förderleistung | 124 |
| 4.4.4 | Druckverhalten | 126 |
| 4.4.5 | Leistung der Mikropumpe | 130 |
| 5 | Diskussion und Ausblick | 132 |
| 6 | Zusammenfassung | 144 |
| 7 | Literaturverzeichnis | 147 |
| 8 | Anhang | 161 |
| A.1 | Geometrische Beziehung zwischen der Biegebalkenauslenkung z und der Wegstrecke Δx auf dem Position Sensitive Detector (PSD) | 161 |
| A.2 | FEM-Programme | 162 |

Formelzeichen

| Zeichen | Einheit | Größe |
|-------------------------------|------------------|--|
| A | m ² | Querschnittsfläche |
| a | m | Abstand zwischen Position Sensitive Detector - Biegebalken |
| b ^{γ,2} | Pa | magnetoelastischer Kopplungskoeffizient bezüglich der Schichtebene |
| b | Pa | allgemeiner magnetoelastischer Kopplungskoeffizient bezüglich der Schichtebene |
| b | Pa | allgemeiner magnetoelastischer Kopplungskoeffizient für Magnetostruktionsmessungen parallel des Biegebalkens |
| b _s | m | Breite Strömungskanal |
| c _i | Atom-% | Mengenanteil des Elementes i, i = A, B |
| D | Nm | Steifigkeit |
| D _R | m | Rohrdurchmesser |
| D _{hyd} | m | hydraulischer Durchmesser |
| D _s | m | Durchbiegung |
| d | nm | Abstand von Gitternetzebenen |
| E | Pa | E-Modul |
| E _f | Pa | E-Modul der Funktionsschicht |
| E _f ^{eff} | Pa | effektiver E-Modul der Funktionsschicht |
| E _s | Pa | E-Modul des Substrats |
| E _s ^{eff} | Pa | effektiver E-Modul des Substrats |
| E _m | eV | magnetische Energie |
| E _e | eV | elastische Energie |
| E _{me} | eV | magnetoelastische Energie |
| E _a | eV | Anisotropieenergie |
| e | | relative Längenänderung in Magnetisierungsrichtung (Ellipsoid) |
| e(θ) | | relative Längenänderung bezüglich der Magnetisierungsrichtung |
| f | 1/s | Erregerfrequenz |
| f ₀ | 1/s | Eigenfrequenz |
| G | Gauß | Magnetfeldkenngröße |
| g | m/s ² | Erdbeschleunigung (9,81 m/s ²) |

| Zeichen | Einheit | Größe |
|--------------|-------------------|--|
| H_m | eV | Hamilton-Operator der magnetischen Wechselwirkung |
| H_c | eV | Hamilton-Operator der elastischen Energie |
| H_{mc} | eV | Hamilton-Operator der magnetoelastische Wechselwirkung |
| H_a | eV | Hamilton-Operator der Anisotropieenergie |
| H | A/m | allgemeine Magnetfeldstärke |
| H_r | A/m | berechnete Magnetfeldstärke der radialen Flußführung |
| H_{ext} | A/m | Magnetfeldstärke eines externen Feldes |
| h | m | Höhe Strömungskanal |
| h_A | m | Steighöhe |
| h_K | m | Steighöhe durch Kapillarkräfte |
| h_{net} | m | Nettosteighöhe |
| I_0 | A | Stromamplitude |
| J | T | Polarisation |
| K_u | J/cm ³ | Anisotropieenergie |
| k | | magnetomechanische Kopplung |
| L | m | Länge |
| L_i | H | Induktivität |
| Δ/l | | magnetostriktive Längenänderung |
| $M(T,H)$ | A/m | temperatur- und magnetfeldabhängige Magnetisierung |
| M_s | A/m | Sättigungsmagnetisierung |
| M_{sp} | A/m | spontane Magnetisierung |
| n | | Spulenwindungszahl |
| n_w | | Ordnung des Röntgenreflexes |
| n_i | | normierte Sputterrate des Elements i , $i = A, B$ |
| P | W | Sputterleistung |
| P_P | W | Pumpleistung |
| p_A | bar | Druck am Auslaß |
| Δp | bar | Differenzdruck |
| Δp_g | bar | gesamter Druckverlust |
| Δp_K | bar | Druckverlust im Kapillarrohr |
| Δp_s | bar | Druckverlust für rechteckige Strömungsquerschnitte |
| Δp_V | bar | Druckverlust durch Hindernisse |

| Zeichen | Einheit | Größe |
|--|----------------|---|
| Q | | Gütefaktor |
| R | m | Radius |
| Re | | Reynoldszahl |
| R _{ew} | Ω | elektrischer Widerstand |
| R _K , R ₁ , R ₂ | m | Krümmungsradien |
| R _R | m | Radius Steigrohr |
| r | m | Radius funktionsschichtfreie Fläche |
| r _R | m | Abstand zum Membranmittelpunkt |
| r _s | m | Abstand zum Spulenmittelpunkt |
| T | K | Temperatur |
| ΔT | K | Temperaturänderung |
| T _c | K | Curietemperatur |
| t | s | Zeit |
| t _M | m | Membrandicke |
| t _p | m | Membranplattendicke |
| t _f | m | Funktionsschichtdicke |
| t _s | m | Substratdicke |
| U | m | Umfang |
| U _B | V | Bias-Spannung |
| U ₀ | V | Spulenspannung |
| V | l | Volumen |
| v | m/s | mittlere Strömungsgeschwindigkeit |
| w | m | Biegebalkenbreite |
| x, y | | Raumrichtung |
| Z | m | Aktorauslenkung |
| Z _{ss} | m | Spitze-Spitze-Auslenkung der Membranen |
| z | m | Biegebalkenauslenkung (Magnetostriktionsmessung) |
| z | m | Auslenkung des Biegebalkens im parallelen Magnetfeld |
| z _⊥ | m | Auslenkung des Biegebalkens im senkrechten Magnetfeld |

| Zeichen | Einheit | Größe |
|---------------------------|-------------------|--|
| α | 1/K | thermischer Längenausdehnungskoeffizient |
| α_{TDF} | 1/K | thermischer Längenausdehnungskoeffizient von Tb-Dy-Fe |
| α_{Si} | 1/K | thermischer Längenausdehnungskoeffizient von Silizium |
| α_i | | Richtungscosinus, $i = x, y, z$ |
| β_i | | Richtungscosinus, $i = x, y, z$ |
| Δx | m | Strecke auf dem Position Sensitive Detector |
| δ | ° | lokaler Ablenkwinkel |
| ε_{th} | | thermische Ausdehnung |
| η | Ns/m ² | Viskosität |
| θ_{M} | ° | Winkel zwischen der Magnetisierung und der Meßrichtung |
| θ | ° | halber Röntgenbeugungswinkel |
| λ | | allgemeine magnetostriktive Dehnung $\Delta l / l$ |
| $\lambda(T, H)$ | | temperatur- und magnetfeldabhängige Magnetostriktion |
| λ_{\parallel} | | Magnetostriktion im parallelen Magnetfeld |
| λ_{\perp} | | Magnetostriktion im senkrechten Magnetfeld |
| λ_{111} | | Magnetostriktion in der 111-Richtung |
| λ_{100} | | Magnetostriktion in der 100-Richtung |
| λ_s | | Sättigungsmagnetostriktion |
| $\lambda^{\gamma,2}$ | | Magnetostruktionskoeffizient in der Basal- bzw. Schichtebene |
| λ_{R} | | Rohrreibungszahl |
| λ_{W} | nm | Wellenlänge der Röntgenstrahlung |
| μ | | Permeabilität |
| μ_0 | Vs/Am | magnetische Feldkonstante ($= 1,26 * 10^{-6}$ Vs/Am) |
| $\mu_0 * H_{\text{ext}}$ | T | Magnetische Flußdichte |
| ν | | Querkontraktionszahl |
| ν_{f} | | Querkontraktionszahl der Funktionsschicht |
| ν_{s} | | Querkontraktionszahl des Substrats |
| ξ | | Druckverlustzahl |
| ρ | kg/m ³ | Dichte |
| σ | Pa | Gesamteigenspannung |

| Zeichen | Einheit | Größe |
|--------------------|---------|--|
| σ_n | | Standardabweichung der Mittelwerte |
| σ_0 | Pa | Membranvorspannung |
| σ_{int} | Pa | intrinsische Spannung |
| σ_{th} | Pa | thermische Spannung |
| $\sigma_{x, y, z}$ | Pa | mechanische Spannung in der Richtung x, y oder z |
| τ | s | Relaxationszeit |
| ϕ | ° | Winkel zwischen der Spannungsachse und der Magnetisierungsrichtung |
| ω | 1/s | Kreisfrequenz ($\omega = 2\pi \cdot f$) |

1 Einleitung und Aufgabenstellung

Für die Realisierung von Mikrosystemen spielen Aktoren als Wandler elektrischer in mechanische Energie eine immer größere Rolle. Neben der Miniaturisierung konventioneller Konzepte, wie z.B. Elektromotoren, sind in der Mikrosystemtechnik insbesondere Dünnschichtaktoren auf der Basis von Funktionsmaterialien für die Integration in Mikrosystemen von großem Interesse. Die Herstellung dieser Funktionsschichten bzw. Aktoren kann durch das Magnetronspütern bei niedrigen Prozeßtemperaturen erfolgen und ist damit ohne Aufbau- und Verbindungstechnik mit den Herstellungsmethoden der Mikroelektronik kompatibel [Qua 95].

Neben den Funktionsmaterialien aus den Gruppen der Piezoelektrika, Ferroelektrika, Formgedächtnis-Legierungen und Bimetalle zeichnen sich die magnetostruktiven Materialien durch ihre hohe Dehnung in Verbindung mit einer kontaktlosen Magnetfeldansteuerung aus. Ferner ist der Betrieb bei hohen Ansteuerungsfrequenzen mit sehr großer Zyklenzahl möglich. Die magnetostruktiven Laves-Phasen $TbFe_2$, $Tb_{0,3}Dy_{0,7}Fe_2$ und $SmFe_2$ weisen als Kompaktmaterialien große magnetostruktive Dehnungen von 10^{-4} bis 10^{-3} auf [Cla 80 bis 80d]. Die Umsetzung elektrischer in mechanische Energie wurde mit Aktoren aus Kompaktmaterialien bereits realisiert [Ced 90], [Rot 92], [Cla 96]. Als dünne Schichten erfordern diese Stoffe aufgrund von Anforderungen wie hohe Dehnungen bei kleinen Magnetfeldern in Verbindung mit passiven Substratmaterialien neue Kenntnisse ihrer magnetostruktiven und mechanischen Eigenschaften. Miniaturisierte, mit der Dünnschichttechnik hergestellte Aktoreinheiten verlangen aufgrund ihres Aufbaus zusätzlich Simulationsmöglichkeiten ihres mechanischen Verhaltens durch die Finite Elemente Methode (FEM).

In der Aktorik bieten sich Membranen als Antriebselemente [Sho 94] für Mikroventile und Mikropumpen an. Bisher wurden diese Membranen durch äußere Kräfte wie Gasdruck [Pol 90], [Lam 93], [Büs 94], [Rap 94] oder durch elektrostatische Kräfte [Zen 94] als Aktoren betrieben. Aber es fanden auch kompakte piezoelektrische Materialien zur Ansteuerung der Membranen Verwendung [Lin 88], [Esa 89], [Ste 93], [Ger 96]. In Kombination mit magnetostruktiven Schichten im Substrat-Schichtverbund sind die Membranen als aktive Einheiten zu betrachten, die durch ihre einfache Herstellung ein völlig neues Konzept zur Förderung von Flüssigkeiten mittels einer kontaktlosen Ansteuerung darstellen.

In der vorliegenden Arbeit sollten magnetostruktive Funktionsschichten zum Betrieb der Membranen dienen. Die magnetostruktiven Stoffe Tb-Fe, Tb-Dy-Fe und Sm-Fe mußten als Schichten in Verbindung mit Silizium als übliches Substratmaterial in der Mikrotechnik und in der Mikroelektronik hergestellt und bezüglich ihres strukturellen Aufbaus untersucht werden. Ihre magnetischen und magnetostruktiven Eigenschaften waren in Hinblick auf die o.g. Anforderungen zu optimieren. Die Eigenschaften flossen in die Konstruktion von Si-Membranaktoren ein. Ein weiteres Ziel war es, das mechanische Verhalten der Membranaktoren mit Hilfe eines FEM-Programms zu simulieren. FEM-Programme bieten mit den heutigen hochentwickelten Rechnern die Möglichkeit anhand von Parametervariationen und geometrischen Strukturierungen der Aktoren, Verbesserungen der Aktordesigns durchzuführen. Hierdurch können aufwendige Experimente eingespart und die Membranaktoren gezielt hergestellt werden.

Die entwickelten Membranen sollten als Applikation in einer Mikromembranpumpe eingesetzt werden. Die Aufgabe war es, einen funktionsfähigen Mikropumpenprototyp mit Hilfe des Laserschneidens von Silizium-Wafern herzustellen und einen einfachen Aufbau des Pumpengehäuses zu erarbeiten.

2 Grundlagen und Literaturübersicht

2.1 Kristalline magnetostruktive Materialien

2.1.1 Allgemeine Betrachtung der Magnetostruktion

Unter dem Begriff der Magnetostruktion versteht man die Änderung der geometrischen Dimensionen eines Materials, wenn es einem Magnetfeld ausgesetzt und dadurch magnetisiert wird. Dabei unterscheidet man zwischen einer gestaltsinvarianten Volumenänderung (Volumenmagnetostruktion) und einer volumeninvarianten Gestaltsänderung (Gestaltmagnetostruktion) des magnetostruktiven Körpers. Die Volumenmagnetostruktion ist im Gegensatz zur Gestaltmagnetostruktion oder auch linearen Magnetostruktion für die meisten Stoffe um zwei Größenordnungen kleiner, so daß sie für die folgenden Betrachtungen vernachlässigt wird. Aus diesem Grund werden Stoffe, die überwiegend lineares Magnetostruktionsverhalten zeigen, für die Aktorik eingesetzt. Setzt man eine ideale Gestaltmagnetostruktion für isotrope Materialien voraus, dann ist die durch die Magnetostruktion λ hervorgerufene relative Längenänderung $\Delta l / l$ senkrecht zum Magnetfeld um den halben Betrag kleiner und negativ für die parallele Komponente. Dieser Sachverhalt kann durch eine einfache Gleichung ausgedrückt werden:

$$\lambda_{\perp} = -\frac{1}{2}\lambda_{\parallel} \quad (2.1)$$

Ferner unterscheiden sich die Materialien im Vorzeichen ihrer Magnetostruktion. Dehnt sich ein Körper entlang eines zu ihm parallelen Magnetfeldes aus, so spricht man von einer positiven Magnetostruktion. Zieht er sich zusammen, so ist seine Magnetostruktion negativ.

Gerade ferro- und ferrimagnetische Materialien zeigen aufgrund ihrer atomaren Wechselwirkung hohe Magnetostruktionswerte, die sich bei den Übergangsmetallen wie Fe, Ni und Co von 10^{-6} bis 10^{-5} und bei den Seltenen Erden-Eisenverbindungen von 10^{-4} bis 10^{-3} bewegen. Reine Seltene Erden wie Terbium und Dysprosium erreichen bislang die höchsten Werte magnetostruktiver Dehnung (ca. $6300 \cdot 10^{-6}$ bzw. $5800 \cdot 10^{-6}$ bei 100 K). Ihre Magnetostruktion geht jedoch wegen ihrer niedrigen Curietemperaturen $T_c < 300$ K bei Raumtemperatur gegen null, so daß sie als reines Element für die Aktorik keine Anwendung finden. In Verbindung mit Eisen liefern die Seltenen Erden aufgrund der hohen

Curietemperatur des Eisens ($T_c = 1043 \text{ K}$) und der starken langreichweitigen magnetischen Kopplung der Eisenatome die größten bekannten Magnetostruktionswerte bei Raumtemperatur. Neben dieser Eigenschaft besitzen die Seltenen Erden-Eisenverbindungen durch die elektronische Konfiguration der Seltenen Erdenatome eine magnetokristalline Anisotropie und daher eine ausgeprägte Richtung der Magnetostruktion. Je nach Zusammensetzung zeichnen sie sich durch hohe Sättigungsmagnetisierungen, hohe Sättigungsmagnetostruktionswerte und hohe Sättigungsfeldstärken für eine bestimmte Kristallrichtung aus. Durch eine gezielte Kombination von verschiedenen Seltenen Erden und Eisen sind diese Größen zu beeinflussen, so daß eine Kompensation der magnetischen Anisotropie eintreten kann. Daraus ergeben sich günstigere magnetische und magnetostruktive Eigenschaften bezüglich aktorischer Anwendungen. Die Modelle zur Beschreibung der Magnetostruktion sind quantenmechanischer, atomarer oder makroskopischer Natur. Zum Verständnis der Magnetostruktion werden sie im folgenden kurz vorgestellt.

2.1.2 Grundlagen der Magnetostruktion kristalliner Materialien

Quantenmechanische Beschreibung

Da die quantenmechanische Betrachtung der Magnetostruktion in Einkristallen für das qualitative Verständnis als relativ abstrakt zu bewerten ist, soll sie hier nur in ihren groben Zügen abgehandelt werden. Eine ausführliche Beschreibung geben Callen und Callen [Cal 65], [Cal 68]. Dabei maßgebend ist die Aufstellung eines quantenmechanischen Energieoperators (Hamilton-Operator)

$$H = H_m + H_e + H_{me} + H_a. \quad (2.2)$$

H_m beschreibt die Energie des Spinsystems, die aus isotropen Austauschtermen und den Zeemanwechselwirkungen durch das externe Magnetfeld besteht. H_e ist die elastische Energie, die durch die homogenen Dehnungen ϵ_{xx} , ϵ_{yy} , ϵ_{zz} , ϵ_{xy} , ϵ_{yz} und ϵ_{zx} charakterisiert ist. H_{me} stellt die magnetoelastische Wechselwirkung dar, die das Spinsystem an die Dehnung koppelt. H_a ist die Anisotropieenergie, die benötigt wird, um die magnetischen Momente der Atome aus ihrer leichten Richtung zu drehen. Hauptbestandteil der Hamiltonfunktion sind Ein-Ionen- ($L_f(T,H)$) und Zwei-Ionen- ($L_{fg}(T,H)$) Spinkorrelationsfunktionen, welche die Temperatur- und

Magnetfeldabhängigkeit der magnetostriktiven Koeffizienten λ^Γ charakterisieren, die wiederum einen Beitrag zu H_{me} und H_e liefern. Γ repräsentiert die Symmetrieeigenschaften des Kristalls. Schatz [Sch 93] zeigt in seiner Dissertation, daß die Magnetisierung durch das Potenzgesetz (power law) von Kittel und Van Fleck [Kit 60] mit den Spinkorrelationsfunktionen verknüpft ist. Da die Magnetostriktion ebenfalls mit den Spinkorrelationsfunktionen zusammenhängt, folgt für Temperaturen weit unter der Curietemperatur und einer starken Kopplung der Ionen des Kristallgitters ein kubischer Zusammenhang zwischen der Magnetostriktion λ und der Magnetisierung M :

$$\lambda(T, H) \sim \frac{M^3(T, H)}{M^3(0, 0)} \quad (2.3)$$

Ist die Kopplung zwischen zwei Ionen schwach, d.h. sind sie weit voneinander entfernt, so ist die Magnetostriktion proportional zum Quadrat der Magnetisierung:

$$\lambda(T, H) \sim \frac{M^2(T, H)}{M^2(0, 0)} \quad (2.4)$$

Anhand dieses Modells ist es möglich, einfache kristalline Systeme hoher Symmetrie in Abhängigkeit der Temperatur unterhalb der Curietemperatur zu beschreiben. Hexagonale Kristallsysteme wie Dysprosium oder Gadolinium zeigen wegen ihrer starken magnetischen Anisotropie in der Basalebene eine gute Übereinstimmung von λ^y (Magnetostriktion in der Basalebene) mit der Theorie [Cal 65]. Aufgrund einer geringen magnetischen Kopplung bzw. geringen Sättigungsmagnetisierung des Gadoliniums ($M_s(0) = 2,06 \cdot 10^6$ A/m) liefert der Ansatz 2.4 eine exakte Übereinstimmung mit dem Experiment unterhalb der Curietemperatur [Kop 89]. Dysprosium ($M_s(0) = 2,92 \cdot 10^6$ A/m) zeigt eher ein Magnetostriktionsverhalten proportional zur dritten Potenz der Magnetisierung.

Die Magnetostriktion binärer kubischer Kristallsysteme wie $TmFe_2$ [Abb 78] oder $TbFe_2$ [Cla 72], [Cla 74] läßt sich aufgrund der sehr kleinen Änderungen der Magnetisierung und Magnetostriktion des Eisens bis Raumtemperatur ebenfalls in ihrer kristallinen Vorzugsrichtung (111-Richtung) durch λ_{111} beschreiben. Daraus läßt sich im allgemeinen schließen, daß die Theorie eine gute Beschreibung der magnetostriktiven Koeffizienten für die

entsprechenden magnetisch bevorzugten Kristallrichtungen in stark anisotropen Materialien liefert.

Phänomenologisches Modell der Magnetostriktion in kubischen Kristallen

Befindet sich ein ferromagnetischer, kubischer Kristall unterhalb der Curietemperatur, so findet in ihm eine spontane Magnetisierung statt. Ohne Einfluß eines äußeren Magnetfeldes stellen sich im Kristall Bereiche (Domänen) mit bestimmten Richtungen der magnetischen Momente bezüglich der drei Kristallachsen ein. Legt man ein Magnetfeld an die Probe an, so bewirkt die Anisotropie, daß die Richtung des Magnetfeldes nicht mit der momentanen Richtung der magnetischen Momente übereinstimmen muß.

Im Jahr 1939 entwickelten Becker und Döring [Bec 39] einen phänomenologischen Ausdruck zur Beschreibung der Magnetostriktion in kubischen Kristallen mit anisotropen magnetischen Eigenschaften. Betrachtet man die relative Längenänderung entlang des Kristalls, wenn die magnetischen Momente durch eine beliebige Richtung des äußeren Magnetfeldes in Feldrichtung gedreht werden, so ergibt sich die Dehnung der Probe für eine bestimmte Meßrichtung mit

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\alpha_x^2 \beta_x^2 + \alpha_y^2 \beta_y^2 + \alpha_z^2 \beta_z^2 - \frac{1}{3} \right) + 3 \lambda_{111} \left(\alpha_x \alpha_y \beta_x \beta_y + \alpha_y \alpha_z \beta_y \beta_z + \alpha_z \alpha_x \beta_z \beta_x \right). \quad (2.5)$$

λ_{100} und λ_{111} sind hierbei die Sättigungsmagnetostriktionen in den Kristallrichtungen [100] und [111]. α beschreibt den Richtungs-cosinus der Magnetisierung und β den Richtungs-cosinus der Meßrichtung in bezug auf die Kristallachsen. Im Spezialfall eines polykristallinen oder amorphen, isotropen Körpers geht der Ausdruck in die Form

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\cos^2 \theta_M - \frac{1}{3} \right) \quad (2.6)$$

über. θ_M ist der Winkel zwischen der Magnetisierung und der Meßrichtung, λ_s ist die Sättigungsmagnetostriktion für polykristalline Proben und wird unter Verwendung der Sättigungsmagnetostriktionen in den oben erwähnten Kristallrichtungen ausgedrückt durch:

$$\lambda_s = \frac{2}{5}\lambda_{100} + \frac{3}{5}\lambda_{111} \quad (2.7)$$

Für rein isotrope Stoffe ist $\lambda_s = \lambda_{100} = \lambda_{111}$.

Dehnt sich ein Körper aufgrund seiner Magnetostriktion, so führt die Verformung zu einer elastischen Spannung, die einen Einfluß auf die Richtung der Magnetisierung hat. Für den Fall der positiven Magnetostriktion gilt, daß sich die Magnetisierung unter Zugspannung parallel zur Spannung einstellt, um die durch eine erhöhte Dehnungsenergie angestiegene Gesamtenergie des Systems wieder zu minimieren. Bei Druckspannung stellt sich die Magnetisierung senkrecht zu ihr ein. Die Energie dieser Wechselwirkung wird durch die magnetoelastische Energie ausgedrückt. Bei polykristallinen und isotropen Stoffen erhält man für die magnetoelastische Energie den Ausdruck:

$$E_{me} = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma\cos^2\phi \quad (2.8)$$

σ ist die Spannung und ϕ der Winkel zwischen der Spannungsachse und der Magnetisierungsrichtung des Materials. Durch Induzieren einer anisotropen Spannung kann die magnetoelastische Wechselwirkung zu einer spontanen magnetischen Anisotropie führen. Zwischen der Magnetostriktion und einer leichten Magnetisierungsrichtung parallel zur uniaxialen Anisotropie wird nach Jiles [Jil 91] ein einfacher Zusammenhang hergeleitet. Durch Anlegen eines Magnetfeldes senkrecht zur Anisotropieachse kann die Magnetisierung durch Drehprozesse geändert werden. Die Drehung der spontanen Magnetisierung M_{sp}

$$M = M_{sp}\cos\phi \quad (2.9)$$

(ϕ ist der Drehwinkel) führt zu einer Magnetostriktion, die durch die Gleichung

$$\lambda = \frac{3}{2}\lambda_s\frac{M^2}{M_{sp}^2} \quad (2.10)$$

beschrieben werden kann.

Atomares Modell der Magnetostraktion kubisch kristalliner Zweistoffsysteme

Neben den bei Raumtemperatur gering magnetostriktiven Elementen wie Eisen ($\lambda_s = -9 * 10^{-6}$), Kobalt ($\lambda_s = -50 * 10^{-6}$) oder Nickel ($\lambda_s = -33 * 10^{-6}$), bestehen die heutigen bei Raumtemperatur hochmagnetostriktiven Materialien aus den Seltenen Erden-Eisenverbindungen SE_2Fe_{17} , SE_6Fe_{23} oder $SEFe_2$ (SE = Seltene Erden). Während die Magnetostruktion in erster Linie von den Atomen der Seltenen Erden verursacht wird, sind die Eisenatome für die relativ hohe Curietemperatur und damit für eine hohe magnetische Kopplung der Ionen oberhalb Raumtemperatur verantwortlich. Die höchste Magnetostruktion zeigt die Seltene Erden- Eisenverbindung $SEFe_2$. Sie kristallisiert nach Cullen und Clark [Cul 77] in einer kubischen C15-Lavesphase (Abb. 2.1). Diese Struktur ist ähnlich der eines Diamantgitters, bei dem die Seltenen Erdatome auf den Ecken der Einheitszelle sitzen bzw. eine tetraedrische Anordnung eingehen. Die leichteren Eisenatome nehmen eine rhomboedrische Symmetrie an.

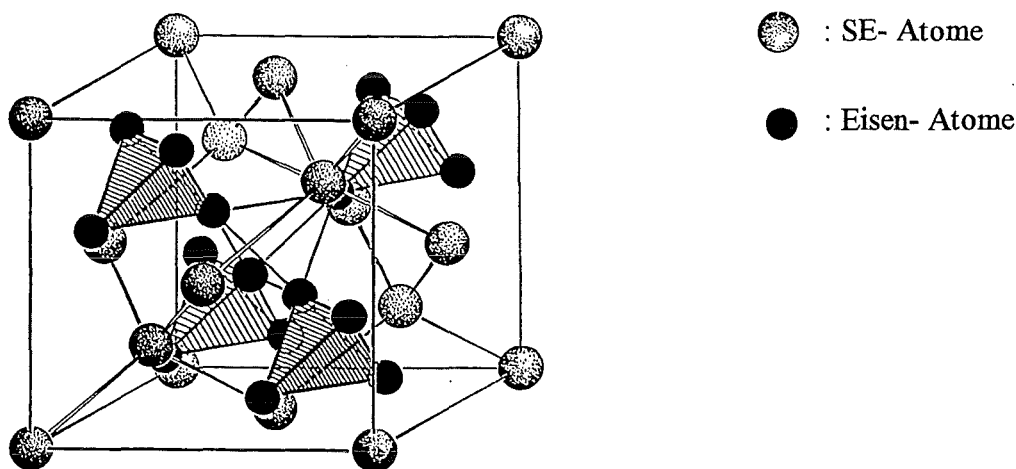


Abb. 2.1: Gitterstruktur der kubischen C15-Lavesphase für $SEFe_2$ nach [Lan 55].

Die Spins der Seltenen Erdatome stehen parallel zueinander und antiparallel zu den Eisenatomen. Diese Konstellation ruft ein ferrimagnetisches Verhalten des Materials hervor. Die besonderen Eigenschaften dieser C15-Phasen sind die starke Anisotropie in ihrem magnetischen als auch in ihrem magnetostriktiven Verhalten. Dominierend sind hierbei die Kristallrichtungen $[111]$ und $[100]$, die für die unterschiedlichen Seltenen Erden-Eisenverbindungen Richtungen der leichten Magnetisierung darstellen. Die Magnetostruktion λ_{111} und λ_{100} wird von Clark und Cullen [Cla 75] mittels des „Doppel Tetrahedron- Modells“

erklärt, wie es in Abbildung 2.2 dargestellt ist. Dabei spielt die Ladungsverteilung der 4f-Elektronen der Seltenen Erdenatome eine ausschlaggebende Rolle. Liegt ein äußeres Magnetfeld parallel zur $[111]$ -Richtung, so nimmt die Ladungsverteilung der Seltenen Erden 4f-Elektronen aus Gründen der starken Spin-Bahn-Kopplung eine besondere Form an. Für das Seltene Erdmetall Terbium ist diese stark abgeplattet und liegt in der Ebene senkrecht zur $[111]$ -Richtung. Die Ladungswolken sind für alle Atome identisch und daher nur an manchen Stellen dargestellt. Die Eisenatome sind in der Darstellung nicht eingezeichnet.

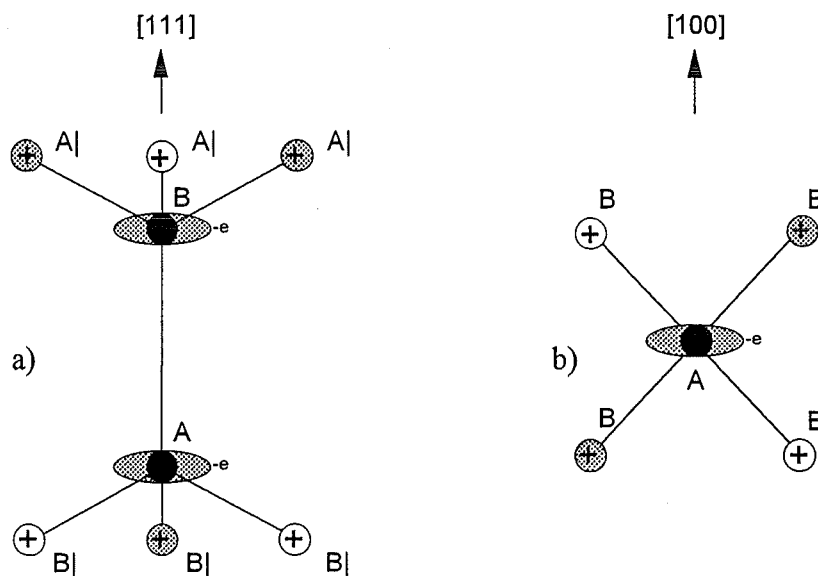


Abb. 2.2: „Doppel Tetrahedron-Modell“ zur schematischen Darstellung der Magnetostriktion für die Magnetisierung in den Kristallrichtungen a) $[111]$ und b) $[100]$ nach [Cla 75]. Die grau gezeichneten SE-Atome liegen hinter der Zeichenebene.

Die Ladungswolke des Atoms A (SE) am Ort mit den Koordinaten $(0,0,0)$ hat einen geringeren Abstand zu den drei benachbarten Atomen $B|$ (SE) als zu seinem nächsten Nachbarn B (SE) am Ort $(1/4,1/4,1/4)$ (Abb. 2.2a). Durch die gegenseitige elektrostatische Coulombanziehung der negativen Ladungswolke von A mit den positiven Kernladungen der drei Nachbaratome $B|$, bewegt sich das A-Atom auf die $B|$ -Atome zu. Der im Prinzip gleiche Sachverhalt geschieht am Ort des Atoms B (SE) gegenüber den Atomen A und $B|$. Dabei kommt es zu einer Dehnung des Kristallgitters zwischen A und B in der $[111]$ -Richtung. Seltene Erden-Eisen-Verbindungen, die Samarium enthalten, besitzen flach gestreckte 4f-Ladungsdichten und zeigen daher eine Kontraktion in der entsprechenden Richtung. Liegt die Magnetisierung entlang der $[100]$ -Achse (Dysprosium-Eisen), verbleiben die 4f-Elektronenwolken im gleichen

Abstand zu den nächsten Nachbarn (Abb. 2.2b), und es findet keine Dehnung des Kristallgitters statt. Das bedeutet, daß die Magnetostriktion λ_{100} im allgemeinen sehr viel kleiner ist als λ_{111} (Bsp. DyFe₂ [Cla 80]).

Magnetisierungsprozeß und makroskopisches Modell der Magnetostriktion

In einem makroskopischen Modell der Magnetostriktion soll verdeutlicht werden, wie die Ausrichtung der magnetischen Momente im Magnetfeld bzw. die spontan magnetisierten Bereiche, genannt Domänen, eine Längenänderung unterhalb der Curietemperatur des Materials bewirken.

Durch die Bildung von Domänen, die die ferro- oder ferrimagnetischen Materialien in Bereiche unterschiedlicher Magnetisierungsrichtung unterteilen, verringert sich das resultierende Magnetfeld außerhalb des Kristalls. Werden immer mehr Domänen gebildet, sinkt die magnetische Feldenergie. Ist das äußere Feld verschwunden, dann ist der Kristall neben Domänen paralleler und antiparalleler spontaner Magnetisierungsrichtungen durch sogenannte äußere Abschlußdomänen begrenzt, die durch 90°- und 180°- Blochwände von inneren Domänen getrennt sind. In ihnen ändert sich die Magnetisierungsrichtung um diese Winkel stetig. Dabei ist die außerhalb des Kristalls gespeicherte Feldenergie sowie der Flußverlust gleich Null. Wird eine stabile Domänenstruktur erreicht, so nimmt die Summe aus Wandenergie und magnetischer Feldenergie einen Minimalwert an. Die Wandenergie wird durch die Austauschenergie der Atome, ihre Dicke und durch die magnetische Anisotropieenergie des Ferromagnetikums bestimmt, die aufgebracht werden muß, um die magnetischen Momente aus ihrer leichten Magnetisierungsrichtung zu drehen. Typische Blochwanddicken und Blochwandenergien pro Flächeneinheit für Eisen sind etwa 40 nm bzw. 10^{-7} J/cm². Die Blochwanddicken sind im allgemeinen sehr klein gegenüber den Dimensionen einer Domäne.

Setzt man den Kristall einem äußeren Magnetfeld aus, so erfolgen bei kleineren Feldstärken Wandverschiebungen. Dabei wachsen Domänen, deren Magnetisierungsrichtung bezüglich der Richtung des äußeren Feldes nahezu übereinstimmen, auf Kosten anderer ungünstig orientierter Domänen. Das bedeutet, daß Domänen mit einer Orientierung kleiner 180° zur Feldrichtung zuerst verschwinden. Bei höheren Feldstärken erfolgt eine Drehung der Spins in die Richtung des äußeren Magnetfeldes. Die Beweglichkeit der Blochwände kann aber durch Gitterbaufehler wie z.B. Fehlstellen und Korngrenzen in Polykristallen behindert werden, wobei eine stetige Verschiebung nicht mehr möglich ist. Bei ausreichend hohen Magnetfeldern

kommt es zu irreversiblen Wandsprüngen genannt Barkhausensprünge, die zu Koerzitivfeldern führen. Abbildung 2.3 zeigt eine typische Magnetisierungskurve für ferromagnetische Stoffe. Die verschiedenen Bereiche der Magnetisierungsstadien sowie die Remanenz M_R , die Sättigungsmagnetisierung M_S und die Koerzitivkraft H_K sind eingezeichnet.

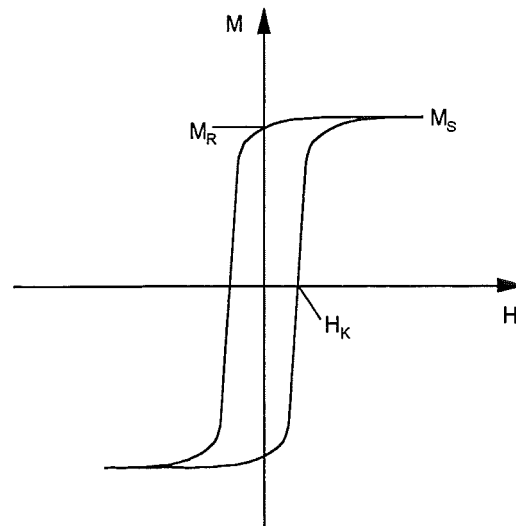


Abb. 2.3: Magnetisierungskurve eines ferromagnetischen Materials.

Für die Magnetostriktion bedeutet das, daß nur Wandverschiebungen und Rotationen der magnetischen Momente um einen Winkel größer 0° und kleiner 180° zur magnetostriktiven Dehnung beitragen. Verschiebungen um 180° liefern z.B. keinen Beitrag zur Magnetostriktion, da sie invariant gegen eine Drehung der Magnetisierung um diesen Winkel sind. Um die Magnetostriktion mit Hilfe dieses Vorgangs zu beschreiben, denkt man sich für isotrope Stoffe eine Probe mit einer bestimmten Kantenlänge l . Oberhalb der Curietemperatur befindet sie sich im paramagnetischen Zustand. Nach Schatz [Sch 93a] ist die Probe in kugelförmige Bereiche aufgeteilt, die zunächst keine gerichteten Spinorientierungen zeigen (Abb. 2.4a). Unterhalb der Curietemperatur bilden sich nun Domänen paralleler Spinanordnung (parallele Ordnung der magnetischen Momente), die durch die magnetische Wechselwirkung der Spins zu Ellipsoiden verzerrt werden (Abb. 2.4b).

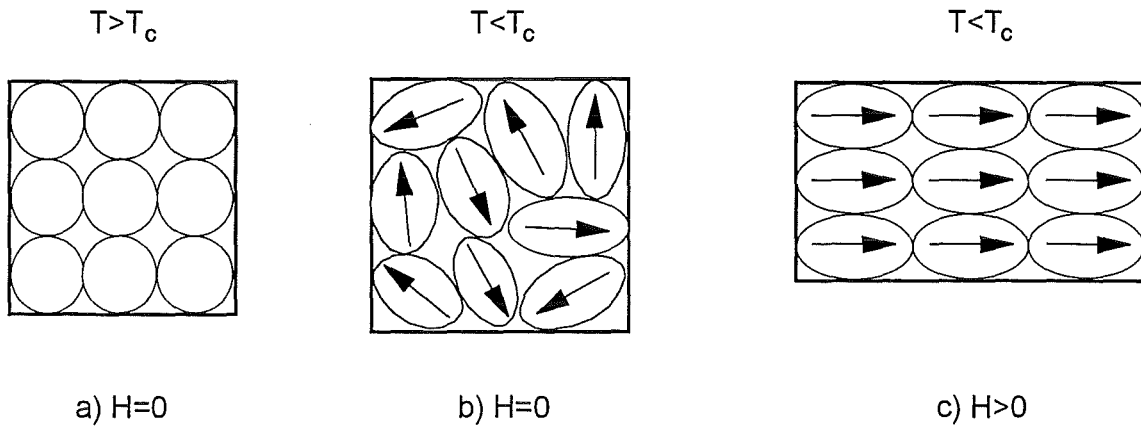


Abb. 2.4: Modellhafte Darstellung der Domänenstruktur für unterschiedliche Magnetisierungszustände nach [Sch 93a].

Die Ellipsoide sind ohne äußeres Magnetfeld ungeordnet. Die relative Längenänderung eines Ellipsoiden bezüglich der Magnetisierungsrichtung kann durch die Gleichung [Chi 64]

$$e(\theta) = e \cos^2 \theta_M \quad (2.11)$$

beschrieben werden. θ_M stellt den Winkel zwischen der Magnetisierungsrichtung und der Meßrichtung dar, e ist die relative Längenänderung eines Ellipsoiden in Richtung der Magnetisierung. Sind die Domänen im entmagnetisierten Zustand in ihrer Magnetisierung statistisch verteilt, so beträgt die relative Längenänderung der Probe in den drei Raumdimensionen gemittelt über alle Ellipsoide:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{e}{3} \quad (2.12)$$

Durch Einbringen der Probe in ein Magnetfeld werden die Ellipsoide ausgerichtet (Abb. 2.4c), was zu einer relativen Längenänderung der gesamten Probe in Feldrichtung führt. Im gesättigten Zustand erhält man:

$$\frac{\Delta l}{l} = e \quad (2.13)$$

Die Sättigungsmagnetostraktion ist gegeben durch die Gleichung:

$$\lambda_s = e - \frac{e}{3} = \frac{2}{3}e \quad (2.14)$$

Da viele Ellipsoide, d.h. Magnetisierungsrichtungen zufällig gleich ausgerichtet sind, wird die Sättigungsmagnetostriktion durch die Längenänderung parallel und senkrecht zum Magnetfeld bestimmt. Die Differenz der beiden Messungen entspricht gerade der Größe e , da sich die Probe senkrecht zum Magnetfeld um $e/3$ verkürzt. Für die Sättigungsmagnetostriktion gilt daraufhin der formale Zusammenhang:

$$\lambda_s = \frac{2}{3}(\lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp}) \quad (2.15)$$

2.1.3 Stoffsysteme Tb-Fe, Tb-Dy-Fe und Sm-Fe

Terbium - Eisen (Tb-Fe)

Die binären Verbindungen TbFe_3 , $\text{Tb}_2\text{Fe}_{17}$ und $\text{Tb}_6\text{Fe}_{23}$ [Cla 80a] sind Stoffe mit herausragender positiv magnetostriktiver Dehnung. Die Komponenten Terbium und Eisen bilden intermetallische Verbindungen, die, wie im Phasendiagramm in Abbildung 2.5 zu sehen ist, überwiegend als Zweiphasengebiete existieren. Die größte Magnetostriktion zeigt die kubische Lavesphase (C15) TbFe_2 bei Raumtemperatur [Cla 72], [Cla 74], [Bel 83] und bei höheren Temperaturen [Cla 85].

Bedingt durch die starken Seltenen Erden-(4f)-Eisen-(3d)- und Eisen-Eisen-Spinaustauschwechselwirkungen weist die Legierung TbFe_2 neben ihren hohen Magnetostriktionswerten eine Curietemperatur T_c von 705 K [Cyr 79] bzw. 713 K [Cha 88] auf. Eine Substitution des Eisens durch bis zu 20 Atom-% Nickel bewirkt eine Verminderung der Tb-ÜM und ÜM-ÜM Wechselwirkungen (ÜM: Übergangsmetalle Fe, Ni) und damit eine Herabsetzung der Curietemperatur auf 250 K [Cha 88]. Daraus folgt eine Verminderung der Sättigungsmagnetisierung, woraus sich eine Herabsetzung der Magnetostriktion bis λ gegen null ergibt. Ebenfalls wirkt sich Kobalt negativ auf die genannten Eigenschaften aus [Cla 74], [Cyr 79], [Ish 92].

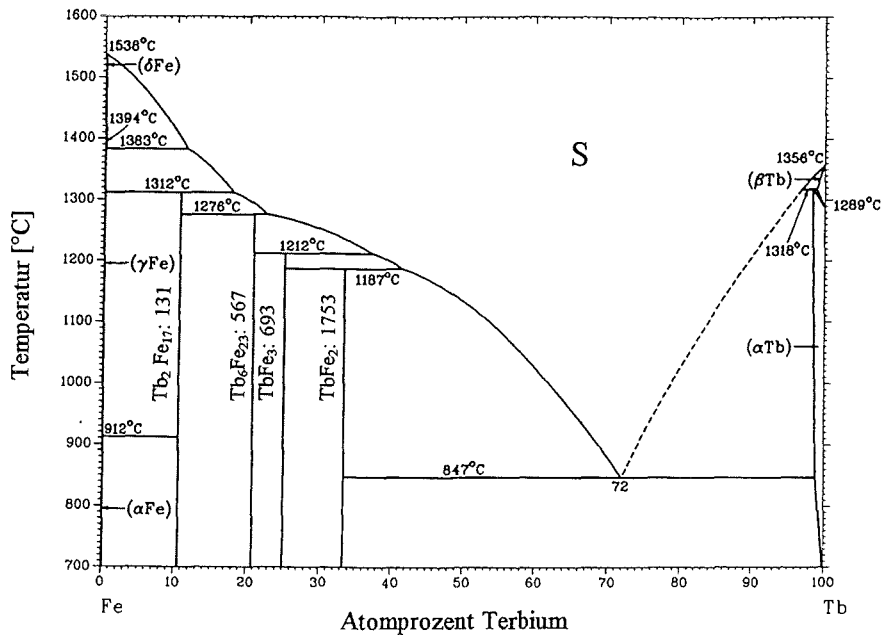


Abb. 2.5: Phasendiagramm von Terbium-Eisen nach [Mas 90]. Die Magnetostriktionen λ sind nach [Cla 80a] bei 2,5 T für einzelne polykristalline Verbindungen bei Raumtemperatur in 10^{-6} angegeben.

Eine theoretische Arbeit, die zusätzlich eine komplizierte Seltene Erden- Eisen-Spinnkopplungen mit einbezieht, liegt von Brooks et al. [Bro 91] vor. Duc [Duc 93] berechnet und untersucht ternäre Systeme. Weitere Berechnungen machen es möglich, das anisotrope magnetische und magnetostruktive Verhalten anhand von Spinwechselwirkungen zwischen den Seltenen Erden und Übergangsmetallen zu quantifizieren [Kuz 92].

Andere positiv magnetostruktive $SEFe_2$ -Verbindungen

Terbium und Dysprosium weisen als einzelne Elemente in ihrer hexagonalen Struktur mit den größten bekannten Magnetostriktionen (z.B. $\lambda^{\gamma,2} = 6300 \cdot 10^{-6}$ bzw. $5800 \cdot 10^{-6}$ bei 100 K) eine Anisotropie in der Basalebene auf [Cla 91]. Der Index $\gamma,2$ bezeichnet die Magnetostruktion in der Basalebene. Die leichte Richtung der Magnetisierung für Terbium ist die b-Achse, wobei sich bei Dysprosium die a-Achse als leichte Richtung der Magnetisierung ausweist.

Charakteristisch für die kubischen Lavesphasen ist ihre magnetische Anisotropie, die sich auch in der Magnetostruktion bemerkbar macht. $TbFe_2$ und $DyFe_2$ sind binäre Verbindungen, die sich nach Clark [Cla 74] in ihrer Anisotropie stark unterscheiden. Polykristallines $DyFe_2$ zeigt im Vergleich zu polykristallinem $TbFe_2$ nur einen flachen Anstieg der Magnetostruktion in

Abhängigkeit des Magnetfeldes und mit $\lambda_s = 433 * 10^{-6}$ eine weitaus geringere Sättigungsmagnetostraktion, was eine unterschiedliche magnetokristalline Anisotropie der beiden Verbindungen vermuten läßt. Tatsächlich entspricht bei einkristallinem $TbFe_2$ die leichte Richtung der Magnetisierung und Magnetostraktion der [111]-Richtung der kubischen Einheitszelle [Cla 75], [Cla 78]. Bei der Verbindung $TmFe_2$ [Abb 78] dominiert diese Richtung ebenfalls. Für $DyFe_2$ [Cla 78] oder $HoFe_2$ [Abb 79] liegt die leichte Richtung der Magnetisierung parallel der [100]-Achse. Eine magnetostriktive Dehnung dieser Systeme ist nur zu verzeichnen, wenn die magnetischen Momente außerhalb ihrer leichten Magnetisierungsrichtung durch ein äußeres Magnetfeld gedreht werden, da nach [Cla 75] bei einer Drehung in die [100]-Richtung keine Magnetostraktion erfolgen kann. Daher sind im Vergleich zu $TbFe_2$ kleinere Magnetostraktionswerte zu beobachten [Cla 72], [Cla 74]. An einkristallinem $TbFe_2$ und $DyFe_2$ ist der Unterschied der Magnetostraktionen in der [111]-Richtung direkt zu erkennen [Cla 75]. Mit $\lambda_{111} = 2460 * 10^{-6}$ zeigt $TbFe_2$ im Vergleich zu $DyFe_2$ ($\lambda_{111} = 1260 * 10^{-6}$) eine um fast 50 % höhere Magnetostraktion. Eine Magnetostraktion in der [100]-Richtung findet aus o.g. Gründen nicht statt.

Terbium - Dysprosium - Eisen (Tb-Dy-Fe)

Wegen den hohen Anisotropieenergien E_a erreicht man die Sättigungsmagnetostraktion für binäre Verbindungen im allgemeinen erst bei sehr hohen Magnetfeldern ($\mu_0 * H = 2,5 \text{ T}$). Deswegen sind sie für Anwendungen, bei denen keine hohen Magnetfelder zur Verfügung stehen, oft ungeeignet. Von Clark [Cla 74] wurde entdeckt, daß die magnetische Anisotropie kompensiert werden kann, indem man $SEFe_2$ -Verbindungen, deren Magnetostraktion gleiche Vorzeichen und deren temperaturabhängige Anisotropiekonstanten K_1 4. Ordnung unterschiedliche Vorzeichen besitzen, zu einer ternären Verbindung legiert. Typische binäre Verbindungen zur Anisotropiekompensation von $TbFe_2$ sind $DyFe_2$ und $HoFe_2$. Ihre Werte belaufen sich bei Raumtemperatur auf: $K_1 = -3,6 \text{ J/cm}^3$ ($TbFe_2$), $K_1 = +2,5 \text{ J/cm}^3$ ($DyFe_2$) und $K_1 = +1,2 \text{ J/cm}^3$ ($HoFe_2$) [Cla 72a]. Vertreter anisotropiekompensierter Systeme sind Tb-Dy-Fe, Tb-Ho-Fe und Tb-Pr-Fe. Für gewisse Anwendungen sind diese Verbindungen gerade bei Raumtemperatur von größerer Bedeutung, da sie durch eine höhere Mobilität der Domänenwände bzw. durch leichte Spinrotationen in die [111], [110] und [100]-Richtungen ($Tb_{1-x}Ho_xFe$) [Atz 72], [Wil 75] bereits bei kleinen Magnetfeldern hohe Magnetostraktionen aufweisen [Koo 74]. $Tb_{1-x}Dy_xFe_2$ (Terfenol-D) zeigt in polykristalliner Form in Abhängigkeit

der Dysprosiumkonzentration für $x \approx 0,7$ ein relatives Maximum in der Magnetostriktion [Cla 74] für Magnetfelder von 1 und 2,5 T, das gleichzeitig ein nahezu vollständiges Verschwinden der magnetischen Anisotropie bedeutet. Die Werte der Sättigungsmagnetostriktion λ_s von polykristallinem $TbFe_2$ und $Tb_{0,27}Dy_{0,73}Fe_2$ unterscheiden sich aufgrund der sehr kleinen Magnetostriktion des $DyFe_2$ um $690 \cdot 10^{-6}$ (ca. 40 %). Einkristalle zeigen für diese Zusammensetzungen einen Unterschied von $\Delta\lambda_{111} = 840 \cdot 10^{-6}$ (ca. 34 %). Nicht nur das Tb/Dy- Verhältnis, sondern auch die Temperatur hat einen Einfluß auf die Kompensation der magnetischen Anisotropie. Messungen des magnetischen Sättigungsfeldes an einem TbDyFe-Einkristall zeigen bei Raumtemperatur (≈ 300 K) für die Kristallrichtungen [111], [100] und [110] ein nahezu gemeinsames Minimum in der zur magnetischen Sättigung benötigten Feldstärke in Abhängigkeit der Temperatur [Cla 78]. Für Temperaturen kleiner und größer 300 K unterscheiden sich die Sättigungsfeldstärken für die prinzipiellen Kristallrichtungen stärker. Dies spricht für stärkere magnetische Anisotropien. Trotzdem dominiert die Magnetostriktion nach Teter und Clark [Tet 87] bei Raumtemperatur in der [111]-Richtung.

Jiles und Thoenke [Jil 91a], [Jil 94] untersuchen mittels eines 3D-Modells, Anisotropieeffekten und mechanischer Spannungen die Bewegung von Domänenwänden und ihre Mobilität als Auswirkung auf die Magnetisierung und Magnetostriktion bei $Tb_{0,3}Dy_{0,7}Fe_2$.

Wie bei der Legierung $TbFe_2$ ergibt sich bei der teilweisen Substitution des Eisens durch Kobalt [Dhi 93], bzw. durch Nickel oder Kobalt [Cla 87], [Cla 91a] eine starke Herabsetzung der Magnetostriktion. Die Curietemperatur steigt jedoch im Fall einer Kobaltkonzentration von x bis 0,35 [Cla 91a], was mit einer Änderung der Gitterkonstante, einer dadurch verursachten stärkeren Kopplung der magnetischen Momente und der hohen Curietemperatur der Kobalts ($T_c = 1388$ K) in Zusammenhang gebracht werden kann. Hierdurch wurden kleinere Sättigungsmagnetostriktionen erreicht. Die Anisotropie verbleibt in einem weiten Bereich sehr gering.

Samarium - Eisen (Sm - Fe)

Die in den letzten Abschnitten vorgestellten Systeme sind positiv magnetostruktiv. Sm-Fe stellt ein Legierungssystem dar, das sich negativ magnetostruktiv verhält. Eine Probe aus diesem Material verkürzt sich in Feldrichtung. In der Zusammensetzung $SmFe_2$ nimmt die Legierung die Position des höchsten negativ magnetostruktiven Materials ein [Cla 74]. Die Komponenten

Samarium und Eisen bilden ebenfalls intermetallische Verbindungen, die sich in der Größe ihrer Magnetostriktion bei 2,5 T stark unterscheiden [Cla 80a], [Cla 74]. In Abbildung 2.6 ist das Phasendiagramm der verschiedenen SmFe-Phasen dargestellt. Ähnlich wie im TbFe-Phasendiagramm liegen sie als Zweiphasengebiete vor.

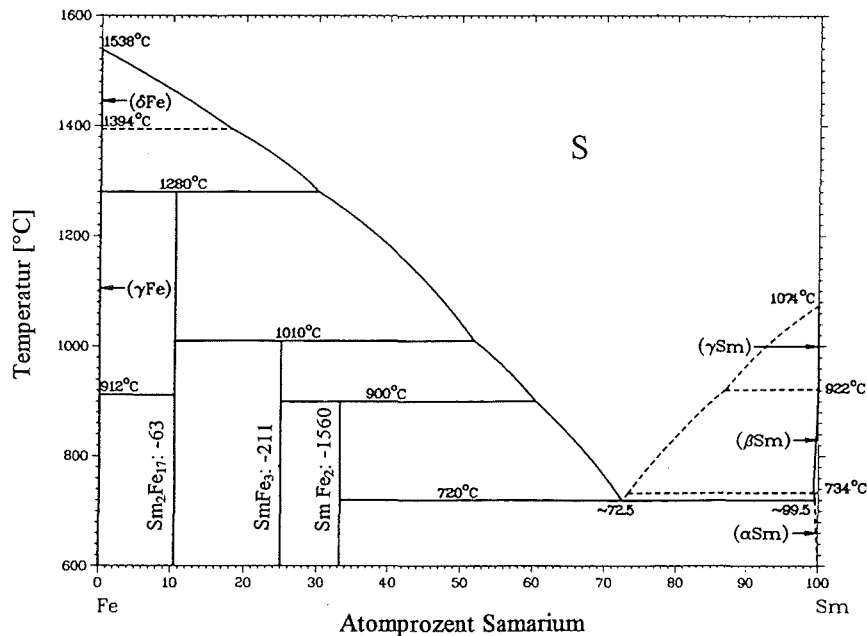


Abb 2.6: Phasendiagramm von Samarium-Eisen nach [Mas 90a]. Die Magnetostriktionen λ sind nach [Cla 80a] bei 2,5 T für einzelne polykristalline Verbindungen bei Raumtemperatur in 10^{-6} angegeben.

Im Vergleich zu anderen hoch magnetostriktiven Selten Erden- Eisenverbindungen zeigt SmFe_2 ebenfalls eine starke magnetische und magnetostriktive Anisotropie, die bis über Raumtemperatur erhalten bleibt. Die dominierende Richtung der Magnetostriktion ist ebenfalls die [111]-Richtung der C15-Phase. Eine Magnetostriktion in der [100]-Richtung tritt nicht auf [Cla 75]. Durch eine etwas schwächere magnetische Wechselwirkung der Seltenen Erden-Eisenspins liegt die Curietemperatur T_c mit 676 K [Cla 80b] oder 692 K [Guo 94] etwas tiefer als bei TbFe_2 . Die Magnetostriktion für polykristallines und einkristallines Material ist daher mit $\lambda = -1560 \cdot 10^{-6}$ bzw. $\lambda_{111} = -2100 \cdot 10^{-6}$ dem Betrag nach kleiner als bei TbFe_2 [Cla 75]. Möglichkeiten der Anisotropiekompensation zeigen Hui-Qun Guo et al. [Guo 94], indem sie Schritt für Schritt Samarium durch Dysprosium substituieren. Im Unterschied zu $\text{Tb}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_2$ findet aus Gründen gegensätzlicher Vorzeichen der Magnetostriktion des SmFe_2 und des

DyFe₂ zusätzlich eine Kompensation von λ_{111} statt. Dies verursacht eine überdurchschnittliche Abnahme von λ_s mit steigender Dysprosiumkonzentration x.

Im allgemeinen gewinnt man polykristalline, magnetostruktive Stoffe häufig durch gewöhnliches Legieren der geschmolzenen Elemente und Tempern der Zusammensetzungen. Einkristalle entstehen durch das allgemein bekannte Tiegelziehverfahren (Czochralski-Verfahren), das Zonenziehverfahren (Float Zone- Verfahren) oder das Bridgman-Verfahren

Elastische Eigenschaften (ΔE -Effekt)

Eine der bemerkenswertesten Eigenschaften für alle Seltenen Erden-Eisenverbindungen ist der Anstieg des E-Moduls in Abhängigkeit des Magnetfeldes (ΔE -Effekt) (metallische Gläser zeigen eine Abnahme des E-Moduls) und die Verringerung des E-Moduls in Abhängigkeit der Temperatur. Für positiv magnetostruktive Materialien zeigen dies Klimker et al. [Kli 74], [Kli 85] an den üblichen binären SEFe₂-Verbindungen. Eine Zusammenstellung der E-Moduln einiger Verbindungen bei 0 T und deren E-Moduländerung $\Delta E/E$ in Abhängigkeit des Magnetfeldes gibt die folgende Tabelle 2.1 wieder.

| Verbindung | E bei 0 T [GPa] | $\Delta E/E$ bei 2,5 T [%] |
|---|-----------------|-------------------------------|
| TbFe ₂ | 76 | 57 |
| DyFe ₂ | 113 | 1,8 |
| Tb _{0,3} Dy _{0,7} Fe ₂ | 43 [Cla 75a] | 151,2 bei 0,45 T [Cla 75a] |
| SmFe ₂ | 43 | 66,7 |

Tab. 2.1: E-Modul und dessen Änderung einiger SEFe₂-Verbindungen. Die Werte der binären Verbindungen sind der Publikation von [Kli 85] entnommen.

In Abhängigkeit des Magnetfeldes ist der generelle Anstieg des E-Moduls, der bis über 60% und mehr betragen kann, folgendermaßen zu begründen [Kli 74]: Im Fall derselben Größenordnung von Anisotropieenergie E_a und magnetoelastischer Energie E_{me} beeinflussen beide Energien die leichte Richtung der Magnetisierung und die elastische Dehnung. Die starke Kopplung dieser beiden Effekte verursacht eine Verringerung der Werte der elastischen Konstanten. Die Verwendung eines externen Magnetfeldes schwächt die Kopplung durch

Rotation der magnetischen Momente in Richtung des Feldes. Daraus folgt ein Anstieg der Werte der elastischen Konstanten, der sich in einem deutlichen Anstieg der E-Moduln bemerkbar macht. Die Temperaturabhängigkeit der E-Moduln wird durch eine Spinreorientierung, bei der sich beispielsweise für SmFe_2 die leichte Magnetisierungsrichtung [110] von tiefen Temperaturen bis zu Raumtemperatur in die [111]-Richtung ändert [Ros 74], ausgelöst. Die Bearbeitung magnetisch kompensierter ternärer Systeme ist von Rosen et al. [Ros 73] für $\text{Tb}_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_2$ und von Clark und Savage [Cla 75a] für $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_2$ durchgeführt worden.

Amorphe, magnetostruktive Kompaktmaterialien

Im Gegensatz zu den polykristallinen oder einkristallinen Proben sind die Magnetostriktionen der amorphen TbFe-, TbDyFe- und DyFe-Legierungen bei Raumtemperatur weitaus geringer [Cla 80c]. TbFe_3 sowie $\text{Tb}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)$ wurde von Ishio et al. [Ish 92a] untersucht. Weitere Untersuchungen von Fujimori et al. [Fuj 93] belegen dieses Verhalten an SmFe_2 und TbFe_2 . Durch eine geringe Substitution von Bor und durch eine Temperaturbehandlung konnte die Magnetostriktion aber leicht erhöht werden [Fuj 93], [Kim 93]. Der Vergleich der Magnetisierung von kristallisierten und amorphen Materialien zeigt, daß kristalline Stoffe härter zu magnetisieren sind [Cla 73a], [Rhy 74]. Das Ausbleiben von Anisotropien des amorphen Materials und ein dadurch weicherer magnetisches Verhalten wäre eine mögliche Erklärung. Große Hysteresen bzw. Koerzitivfeldstärken gibt es dennoch unter Raumtemperatur auch für amorphe Materialien [Cla 73a], [Rhy 74], [Aly 92], [Rei 93]. Amorphe Materialien zeigen kleinere Magnetostriktionen. Dies spiegelt sich in ihrer kleineren Magnetisierung und damit kleineren Curietemperatur wider, da die Magnetostriktion von der Magnetisierung abhängig ist.

Die Herstellung amorpher magnetostruktiver Kompaktmaterialien kann durch Sputterprozesse auf ein Substrat und das nachfolgende Ablösen des Materials [Fuj 93] oder durch das schnelle Abkühlen einer Schmelze erfolgen [Ish 89]. Ferner kann auch eine Amorphisierung durch die Absorption von Stickstoff entstehen, wie es von Cheng et al. [Che 93] an TbFe_3 untersucht wurde.

In Tabelle 2.2 sind die Sättigungsmagnetostriktionen λ_s , die Sättigungsmagnetisierungen M_s bei Raumtemperatur sowie die Curietemperaturen T_c der Verbindungen TbFe_2 , $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_2$ und SmFe_2 für den einkristallinen, den polykristallinen und den amorphen Zustand zum direkten Vergleich aufgelistet.

| Verbindung | Struktur | λ_s bzw. λ_{111} [10^{-6}] | M_s [10^6 A/m] | T_c [K] |
|---|----------------|--|---------------------|-------------------|
| TbFe ₂ | einkristallin | 2460 [Cla 75] | 0,8 [Cla 78] | 713 [Cha 88] |
| | polykristallin | 1753 [Cla 74] | 0,71 [Cla 73a] | 710 [Rhy 74] |
| | amorph | 308 [Cla 74] | 0,44 [Cla 73a] | 409 [Rhy 74] |
| Tb _{0,3} Dy _{0,7} Fe ₂ | einkristallin | 1620 [Sav 77] | keine Information | keine Information |
| | polykristallin | 1267 [Cla 85] | 0,7 [Wu 95] | 650 [Cla 91] |
| | amorph | 133 [Cla 80c] | keine Information | keine Information |
| SmFe ₂ | einkristallin | -2100 [Cla 75] | keine Information | keine Information |
| | polykristallin | -1560 [Cla 74] | 0,4 [Cla 80b] | 676 [Cla 80b] |
| | amorph | - 267 [Fuj 93] | 0,69 [Fuj 93] | 480 [Fuj 93] |

Tab. 2.2: Gegenüberstellung der physikalischen Eigenschaften (Sättigungsmagnetostriktion λ_s , Sättigungsmagnetisierung M_s , Curietemperatur T_c) der im allgemeinen besten magnetostriktiven Legierungen für den einkristallinen, polykristallinen und amorphen Zustand.

Anwendungsgebiete magnetostriktiver Materialien

Im Bereich technischer Anwendungen bieten magnetostriktive Materialien die Möglichkeit zur Realisierung von kontaktlos angesteuerten Aktoren. Die Aktorik ist ein Gebiet, das hohe Anforderungen bezüglich der Energieumwandlung oder Kraftentwicklung stellt. Einen Auszug verschiedener Applikationen gaben Cedell et al. [Ced 90]. Anwendungen wie magnetostriktive Stäbe als Aktoren in Kraftstoffeinspritzventilen, in Einspritzventilen für Tintenstrahldrucker oder Mikropositionselementen stehen dabei im Vordergrund. In Verbindung mit hohen E-Moduln und den sehr hohen magnetostriktiven Dehnungen, bieten die Seltenen Erden-Eisenverbindungen große Ausbeuten magnetoelastischer Kräfte und Energien. Energiedichten $\frac{1}{2} E \lambda_s^2$ für polykristallines TbFe₂ von weit über 100 J/m³ sind zu verzeichnen [Cla 73]. Dies repräsentiert die Größe der magnetischen Energie, die in elastische Energie pro Volumeneinheit des Materials umgewandelt werden kann. Die Umwandlung der Energie eines Aktors wird durch einen magnetomechanischen Kopplungskoeffizienten k charakterisiert [Cla 80d]. Für ein magnetomechanisches Bauelement stellt k^2 den Bruchteil der magnetischen Energie dar, der in mechanische Energie konvertiert werden kann. Dieser Vorgang hat auch in der umgekehrten Reihenfolge seine Gültigkeit. Mechanische Energie kann in magnetische

Energie umgewandelt werden. Hier liegt das Potential für sensorische Anwendungen. Für ein mechanisch angetriebenes System gilt daher der Zusammenhang:

$$(1 - k^2)E_e = k^2 E_m \quad (2.16)$$

Der magnetomechanische Kopplungskoeffizient k wird konventionell durch die komplexe Impedanz einer Spule bestimmt, in der sich ein magnetostriktiver Stab befindet, dessen Permeabilität μ frequenzabhängig ist. Messungen der feldabhängigen Kopplung sind von Savage et al. [Sav 75], [Sav 77] und Jenner et al. [Jen 91] an Terfenol-D durchgeführt worden. Ihre Werte entlang einer stabförmigen Probe belaufen sich auf $k_{33} = 0,53$ bei etwa 0,02 T. Eine Untersuchung von k in Abhängigkeit einer mechanischen Spannung zeigen Schulze et al. [Sch 92]. Bei einer Druckspannung bis 2 MPa messen sie eine Steigerung der Kopplung k_{33} von 64 % bei 0 MPa bis etwa 70 %.

2.2 Amorphe magnetostriktive Dünnschichten

Die Motivation zur Entwicklung amorpher magnetostriktiver Dünnschichten folgt aus den magnetischen Eigenschaften amorpher Ferromagnetika. Amorphe ferromagnetische Legierungen wurden entwickelt, da sie fast keine makroskopische Anisotropieenergie besitzen. Diese Materialien zeichnen sich durch geringe Koerzitivfeldstärken und geringe Hystereseverluste aus. Übergangsmetall - Nichtmetall - Legierungen sind die typische Materialklasse der amorphen magnetischen Legierungen. Die Übergangsmetallkomponente besteht in den meisten Fällen aus 80 % Fe, Co oder Ni. Die Nichtmetallkomponente ist entweder B, P, Al, C oder Si. Sie verringert den Schmelzpunkt, so daß die Legierung schnell genug abgeschreckt werden kann, um eine stabile amorphe Phase zu erhalten. Zum Beispiel hat die Zusammensetzung $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ eine Glasumwandlungstemperatur von $T_g = 714$ K. Die Schmelztemperatur T_s des reinen Eisens beträgt im Vergleich dazu 1811 K. Die Curietemperatur T_c des $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ beträgt in der amorphen Phase 647 K ($T_{c,\text{Fe}} = 1043$ K), die Koerzitivfeldstärke liegt bei $0,04$ G = 3 A/m [Lub 80].

2.2.1 Grundlagen amorpher magnetostruktiver Dünnschichten

In der Literatur gibt es zwei theoretische Modelle zur Beschreibung amorpher magnetostruktiver Dünnschichten, das Ein-Ionen- und Zwei-Ionen-Modell. Die Voraussetzung für beide Modelle ist eine innere strukturelle Anisotropie [Suz 87], die durch mechanische Spannungen während des Abscheidungsprozesses im Material induziert wird.

Ein-Ionen-Modell

In diesem Modell wird von Suzuki und Ohta [Suz 88] gezeigt, daß die Magnetostruktion im engen Bezug zur Anisotropie des einzelnen Seltenen Erdenatoms steht, die durch die schon erwähnte nicht sphärische Ladungsverteilung des 4f-Orbitals verursacht wird. Desweiteren wird die Wechselwirkung der nichtsphärischen Ladungsverteilung eines Ions am Ort i mit dem kristallelektrischen Feld der nächsten Nachbarn beschrieben (Coulombwechselwirkung). Die Ladungsverteilungen ordnen sich in ihrem kristallelektrischen Feld so an, daß die Energie dieses Feldes minimiert wird. Die Richtung der magnetischen Momente ist durch die 4f-Orbitale festgelegt. Durch das Anlegen eines magnetischen Feldes werden die Momente aus ihrer ursprünglichen Lage herausgedreht und damit entsprechend die Richtung der anisotropen Ladungsverteilung geändert. Dabei wird die kristallelektrische Feldenergie des Körpers erhöht. Um die Energie des Systems wieder zu minimieren, kommt es zu einer Änderung der Abstände zu den nächsten Nachbarn und makroskopisch betrachtet zu einer Längenänderung der gesamten Probe.

Zwei-Ionen-Modell

Dieses Modell behandelt amorphe Dünnschichten, die aus zwei Atomsorten A und B bestehen [Miz 79]. Die magnetische Anisotropie dieser Schichten entsteht durch eine dipolare Wechselwirkung, die eine anisotrope Verteilung der atomaren Momente beinhaltet bzw. durch eine unterschiedliche magnetische Wechselwirkung der Atomsorten und eine bevorzugte Bildung von Atompaaaren verursacht wird. Es entstehen also Atompaaare AA, BB oder AB deren magnetische Wechselwirkungskonstante positiv oder negativ (ferro- oder ferrimagnetisch) ist. Die Atompaaare sind häufig in einer Ebene oder einer Richtung angeordnet, wodurch eine uniaxiale Anisotropie entsteht. Die Magnetostruktion findet aus Gründen einer Umordnung der Atome, die durch die Änderung der Magnetisierungsrichtung hervorgerufen

wird, statt. Schatz [Sch 93] zeigt in seiner Dissertation eine vollständige Abhandlung dieser beiden Theorien.

Im folgenden soll eine einfache Darstellung das Prinzip der Magnetostriktion positiv (Tb-Fe) sowie negativ (Sm-Fe) magnetostriktiver Schichten verdeutlichen (Abb. 2.7 a und b). Die Doppelpfeile bedeuten eine Coulombabstoßung zwischen den SE-Fe-Atomen und die einfachen Pfeile stellen eine attraktive Coulombwechselwirkung für die entsprechenden Orientierungen der nichtsphärischen Ladungsverteilung der SE-4f-Orbitale bezüglich der Magnetisierung M dar.

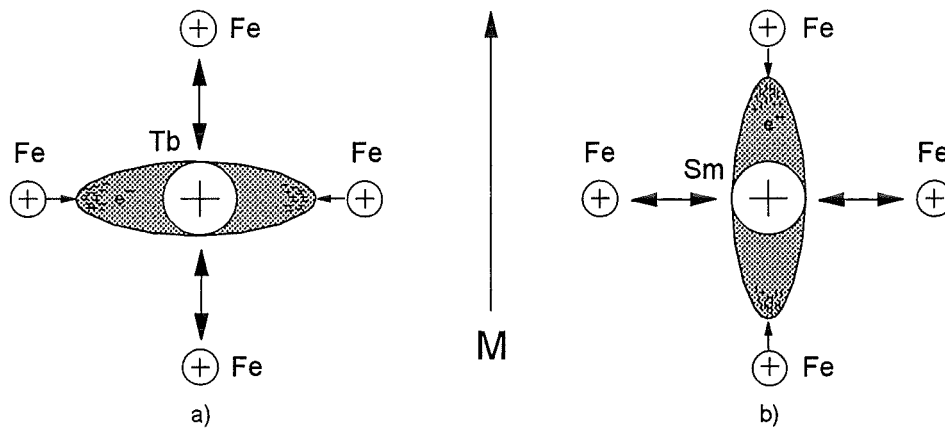


Abb. 2.7: Atomare Betrachtung der Magnetostriktion von a) Tb-Fe und b) Sm-Fe.

Unter Einbeziehung der Eisenatome nimmt man dabei eine Gleichverteilung von Eisenatomen als nächste Nachbarn um die Seltenen Erdenatome Terbium oder Samarium an. Stellen sich die nichtsymmetrischen 4f-Ladungsverteilungen (hohe Wahrscheinlichkeit einer negativen Ladungsdichte im äußeren Bereich des 4f-Orbitals) der Seltenen Erden entsprechend der Magnetisierung durch ein äußeres Magnetfeld ein, so kommt es entlang der Magnetisierungsrichtung durch Coulombwechselwirkung der Metallionen zur Dehnung (Tb-Fe) oder zur Kontraktion (Sm-Fe) des magnetostriktiven Materials.

2.2.2 Stoffsysteme Tb-Fe, Tb-Dy-Fe und Sm-Fe als amorphe Dünnschichten

Im folgenden Abschnitt sollen einige Eigenschaften der bereits vorgestellten Stoffsysteme als amorphe Dünnschichten herausgehoben werden, da sie sich von den Eigenschaften der kompakten Materialien unterscheiden. Die Magnetostriktion, Magnetisierung, Curietemperatur und Zusammensetzung sind die unterschiedlichen physikalischen Merkmale. Auf die

Darstellung und Beschreibung kristalliner Dünnschichten wird an dieser Stelle verzichtet, da sie meist ähnliche magnetische und magnetostruktive Eigenschaften wie die kristallinen Kompaktmaterialien zeigen.

Die Herstellung magnetostruktiver Dünnschichten erfolgt nach Angaben in der Literatur überwiegend durch das Hochfrequenz (HF)-Magnetronspütern [Hay 93], [Hon 93], [Hon 94], [Kri 88], [Duc 96] oder Gleichstrom (DC)-Magnetronspütern [Che 91], bei dem das Material auf unterschiedliche Substrate abgeschieden wird. Ebenfalls findet das Elektronenstrahlverdampfen [For 78] und das Diodenspütern [Sch 94] bzw. Triodenspütern [Gru 94] Verwendung.

Terbium - Eisen (Tb-Fe)

Amorphe magnetostruktive Schichten ergeben überwiegend kleinere Werte magnetostruktiver Dehnungen wieder als kristalline Schichten. Für Terbium-Eisen erstrecken sich die maximalen Werte von λ parallel zur Schichtebene bei Raumtemperatur im Intervall von $200 - 400 \cdot 10^{-6}$ [For 78], [Hay 93]. Die Zusammensetzungen von Tb_xFe_{1-x} unterscheiden sich für die maximal erreichte Magnetostruktion bei beiden Autoren untereinander jedoch sehr stark (Abb. 2.8).

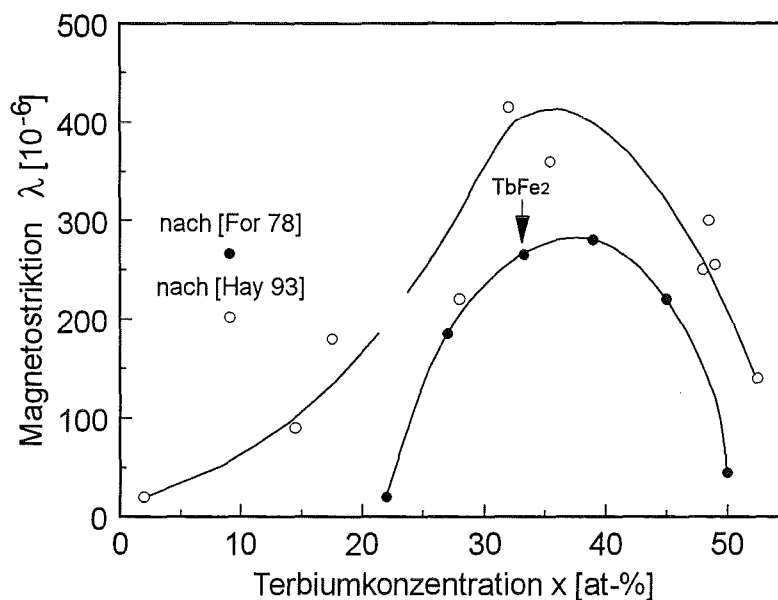


Abb. 2.8: Magnetostruktion für Tb_xFe_{1-x} bei einem äußeren Magnetfeld von $\mu_o \cdot H_{ext} = 1,5 T$ nach [For 78] und bei $\mu_o \cdot H_{ext} = 1,6 T$ nach [Hay 93] in Abhängigkeit der Terbiumkonzentration.

Ein Maximum der Magnetostriktion ist bei Hayashi et al. [Hay 93] aber auch bei Huang et al. [Hua 95] schon für $x \approx 0,32$ zu beobachten. Das Maximum der Magnetostriktion bei einer Terbiumkonzentration um 40 Atom-% erhalten Forester et al. [For 78] in ihren Messungen. Ihre Schichtherstellung erfolgt jedoch auf verschiedene Weise, dem Elektronenstrahlverdampfen [For 78] oder dem HF-Magnetronspütern mit Argonionen bei 200 W ($p_{Ar} = 4 \text{ mTorr} = 5,3 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$) [Hay 93]. Bedingt durch die Schichtherstellung scheinen unterschiedliche Spannungsverhältnisse des Substrat-Schichtverbundes der Grund für die Abweichung ihrer Ergebnisse zu sein.

Unterschiede der Steigung dM/dH geben eine Anisotropie der Schichten wieder [Hay 93], [Hua 95]. Durch die Erhöhung der Terbiumkonzentration wird die Magnetisierung parallel zur Schicht leichter. Die Anisotropie ändert sich, und die leichte Richtung der Magnetisierung wird aus der Schichtnormalen gedreht.

Messungen der Koerzitivfeldstärke an Schichten, die bei 100 W, 200 W und 400 W gesputtert wurden ($p_{Ar} = 5,3 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$) ergaben einen Wert von 300 Oe $\hat{=} 0,03 \text{ T}$ [Hay 93]. Über die Art der Substrate gibt es keine Informationen. Informationen über die Curietemperatur und die Sättigungsmagnetisierung für Schichten mit unterschiedlichen Tb/Fe- Verhältnissen gaben Mimura und Imamura [Mim 76]. Ihr maximaler Wert lag mit 450 K und 450 Gauß $\hat{=} 0,36 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ ($x = 42 \text{ Atom-\% Terbium}$) weit unter den Werten kristalliner Proben. Eine Erhöhung der Curietemperatur konnte mit der Substitution des Fe durch Co [Duc 96] erreicht werden. Eine optimale Zusammensetzung von HF-magnetrongesputtertem $\text{Tb}_{0,32}(\text{Fe}_{0,45}\text{Co}_{0,55})_{0,68}$ erlaubte eine Magnetostriktion von $600 \cdot 10^{-6}$ bei 1,9 T parallel zur Schichtebene für eine temperaturunbehandelte Schicht. Die Steigung im Bereich von Magnetfeldern kleiner 1 T war dabei gering. Nur eine Temperaturbehandlung der Schicht bei 250° C verursachte eine Erhöhung der Steigung der Magnetostriktion durch die Steigerung der Zugspannungen sowie eine Steigerung der Magnetostriktion auf $920 \cdot 10^{-6}$.

Terbium - Dysprosium - Eisen (Tb-Dy-Fe)

$(\text{Tb}_{1-y}\text{Dy}_y)_x\text{Fe}_{1-x}$ als amorphe Dünnschichten zeigten auch hier in der Zusammensetzung der hoch magnetisierbaren kristallinen Schichten ($x = 33 \text{ Atom-\%}$) kleinere Werte der Sättigungsmagnetisierung als amorphe Schichten mit dem Seltenen Erdenanteil $x \approx 43 \text{ Atom-\%}$ in Abhängigkeit der Dysprosiumkonzentration y [Gru 94]. Dies wird anhand der leichten Magnetisierungsrichtung der $\text{SE}_{33}\text{Fe}_{67}$ senkrecht zur Schichtebene erklärt. Gleichzeitig beeinflusst Dysprosium die ferrimagnetische Ordnung der Schichten. Die Schichtherstellung

beruht auf der Sputtertechnik mit einer Triodenquelle. Das Target besteht aus einer mit 33 Löchern versehenen rechteckigen Eisenplatte. Die Löcher sind mit Tb-, Dy- oder Fe-Einsetzen besetzt, durch deren variables Verhältnis verschiedene Zusammensetzungen erreicht werden können. Im Vergleich zu den Werten der Sättigungsmagnetisierung nach [Gru 94] ($M_s = 0,26 \cdot 10^6 \text{ A/m}$) wurden nach Schatz et al. [Sch 93b] etwas höhere Sättigungsmagnetisierungen ($M_s = 0,32 \cdot 10^6 \text{ A/m}$) für $x = 42 \text{ Atom-\%}$ (Dy/Tb $\approx 70/30$) erreicht.

Die höchsten Magnetostriktionswerte amorpher DC-diodengesputterter Schichten erzielte Schatz [Sch 93b] ($\lambda = 400 \cdot 10^{-6}$) und erreichte damit höhere Werte, als sie von Forester et al. [For 78] an $\text{Tb}_{40}\text{Fe}_{60}$ gemessen wurden (siehe Abb. 2.8). Ferner ist der Anstieg der Magnetostriktion für TbDyFe-Schichten bei kleinen Magnetfeldern ($\leq 1 \text{ T}$) in Abhängigkeit des Feldes steiler als der der TbFe-Schichten [For 78] oder temperaturunbehandelter TbFeCo-Schichten [Duc 96] (Abb. 2.9).

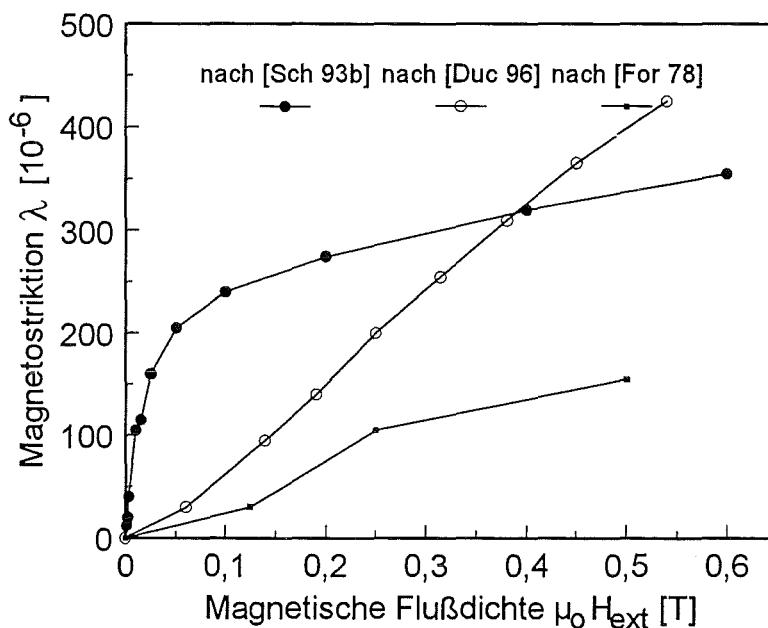


Abb. 2.9: Vergleich der Magnetostriktionen für $(\text{Tb}_{0,27}\text{Dy}_{0,33})_{0,42}\text{Fe}_{0,58}$ nach [Sch 93b], für $\text{Tb}_{40}\text{Fe}_{60}$ nach [For 78] und für $\text{Tb}_{0,32}(\text{Fe}_{0,45}\text{Co}_{0,55})_{0,68}$ nach [Duc 96] im Bereich von 0 - 0,6 T.

Dieser Effekt resultiert nach Schatz et al. [Sch 93b] aus der kleineren Anisotropieenergie des Tb-Dy-Fe gegenüber dem Tb-Fe (Tb-Fe-Co). Die bereits erwähnte Temperaturbehandlung nach Duc [Duc 96] bewirkt aber eine Erhöhung der Magnetostriktion im gesamten Feldbereich und zeigt damit weit höhere Werte als Schatz [Sch 93b]. Typische Anisotropieenergien für magnetostruktive TbFe-Schichten sind $K_u = 0,1 \text{ bis } 0,4 \text{ J/cm}^3$. Ihre Größen hängen von der

Zusammensetzung [Mim 76], [Kri 88], von einer Temperaturbehandlung und von dem zum Sputtern verwendeten Argondruck ab [Che 91]. Für TbDyFe-Schichten liegen keine Informationen vor, doch waren z.B. die Anisotropieenergien der ternären Verbindungen wie $(\text{Gd}_{0.75}\text{SE}_{0.25})_{0.19}\text{Co}_{0.81}$ [Suz 87] um eine Größenordnung kleiner als die der binären Stoffe. Ferner treten in ternären Systemen wie Tb-Dy-Fe sehr kleine Hysteresen in der Magnetisierung auf. Nicht nur die Komposition der Schichten, sondern auch das Induzieren von Schichteigenspannungen kann den Anstieg der Magnetostriktion als auch den Anstieg der Magnetisierung beeinflussen [Sch 94]. So zeigt sich, daß eine Zug- oder Druckspannung die leichte Richtung der Magnetisierung bzw. die Richtung der Anisotropie bezüglich der Schichtebene und Schichtnormalen gerade umkehren kann. Die Werte der Magnetostriktion bei 1 T sind für die leichte Magnetisierungsrichtung in Schichtebene mit $400 \cdot 10^{-6}$ (Zugspannung) und mit $540 \cdot 10^{-6}$ (Druckspannung) recht unterschiedlich. Dieser Effekt wird durch die Verwendung unterschiedlicher Substratmaterialien Si und CuBe erlangt, deren thermischer Ausdehnungskoeffizient kleiner bzw. größer als der der Schichten ist. Nach dem Beschichtungsprozeß kühlen die Schicht-Substratverbunde auf Raumtemperatur ab, und es entstehen Zug- oder Druckspannungen. Schatz [Sch 93c] verwendet zur Herstellung seiner Schichten Mosaiktargets, deren Grundsubstanz Eisen ist, das mit unterschiedlichen quadratischen Bruchstücken Seltener Erden versehen ist. Durch das Verhältnis der Fläche Fe/SE wird die gewünschte Zusammensetzung erreicht. Die Beschichtung der Substrate erfolgt über das DC-Diodensputtern mit Argonionen.

Samarium - Eisen (Sm-Fe)

Auf dem Gebiet amorpher Samarium-Eisenschichten wurde bisher wenig geforscht. Honda et al. [Hon 93] erreichte Sättigungsmagnetostriktionen im Bereich positiv magnetostriktiver Dünnschichten bei der Zusammensetzung $\text{Sm}_{0.36}\text{Fe}_{0.64}$ (Abb. 2.10). Die Abscheidung der Schichten erfolgte anhand des HF-Magnetronsputterns mit einem Mosaiktarget überwiegend bei einer Beschichtungsleistung von 200 W und einem Argondruck von $13,3 \cdot 10^{-3}$ mbar.

Im Gegensatz zu Tb-Fe verblieb die leichte Magnetisierungsrichtung für unterschiedliche Sm/Fe- Verhältnisse durch konstante Spannungszustände im Verbund mit Glassubstraten in der Schichtebene [Hon 94]. Die Höhe der Sättigungsmagnetisierungen in Abhängigkeit der Samariumkonzentration fiel von $x = 20,3$ bis 50,6 Atom-% durch den geringeren Eisenanteil um etwa 60 %. Die Koerzitivfeldstärke der Schichten im Bereich der Zusammensetzung von 31 bis 42 Atom-% Sm betrug bei einem Argondruck von $5,3 \cdot 10^{-3}$ mbar und $13,2 \cdot 10^{-3}$ mbar

0,029 T bzw. 0,033 Oe. Anisotropieenergien K_u senkrecht zu Schicht, hergestellt bei einem Argondruck von $p_{Ar} = 13,3 \cdot 10^{-3}$ mbar, hingen ebenfalls von der Zusammensetzung ab. Ihr minimaler Wert belief sich bei einem Samariumgehalt von 25 Atom-% auf $0,21 \text{ J/cm}^3$.

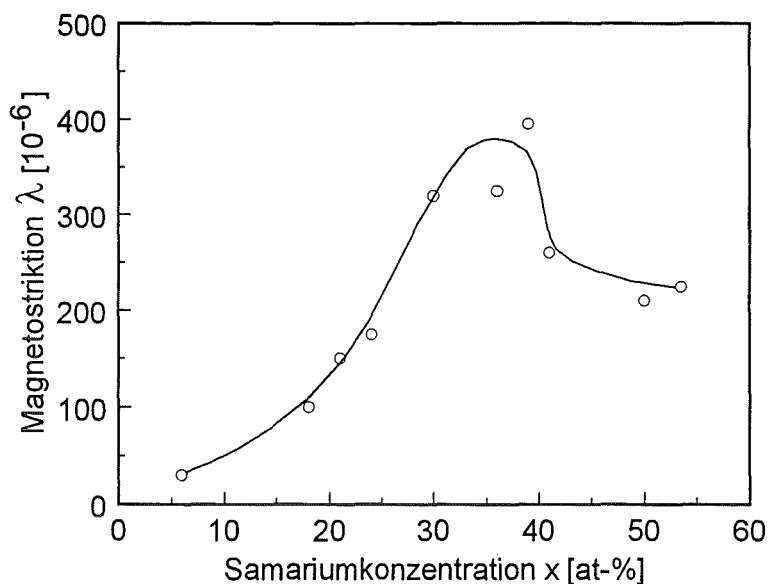


Abb. 2.10: Betrag der Magnetostraktion für Sm_xFe_{1-x} bei $\mu_o \cdot H_{ext} = 1,6 \text{ T}$ in Abhängigkeit der Samariumkonzentration nach [Hon 93].

Eine Gegenüberstellung der wie in Tabelle 2.2 aufgelisteten physikalischen Eigenschaften ist für die drei Materialien in der Klasse amorpher Dünnschichten in Tabelle 2.3 dargestellt.

| Verbindung | $\lambda_s \parallel [10^{-6}]$ | $M_s \parallel [10^6 \text{ A/m}]$ | $T_c [K]$ |
|---|---------------------------------|------------------------------------|-------------------|
| Tb_xFe_{1-x} $x \approx 0,36 - 0,43$ | 400 [Hay 93] | 0,46 [Gru 94] | 450 [Mim 76] |
| $Tb_{12,6}Dy_{29,4}Fe_{58}$ | 400 [Sch 93b] | $\approx 0,32$ [Sch 94] | 400 [Sch 93b] |
| $Sm_{0,36}Fe_{64}$ | 380 [Hon 93] | $\approx 0,48$ [Hon 93] | keine Information |

Tab. 2.3: Gegenüberstellung der Werte der Sättigungsmagnetostraktion λ_s , der Magnetisierung M_s für Messungen parallel zur Schichtebene und der Curietemperatur T_c für die Verbindungen Tb-Fe, Tb-Dy-Fe und Sm-Fe.

2.2.3 Messung der Magnetostriktion dünner Schichten

Das magnetostruktive Material wird als dünne Funktionsschicht von wenigen Mikrometern auf ein im Vergleich zur Schicht dickes Substrat (Biegebalken) aufgebracht. Setzt man den Biegebalken einem Magnetfeld aus, so dehnt sich die Funktionsschicht aufgrund des magnetostruktiven Effektes. Der Biegebalken krümmt sich in eine vertikale Richtung je nach Vorzeichen der Magnetostriktion ähnlich einem Bimetallstreifen (Abb. 2.11).

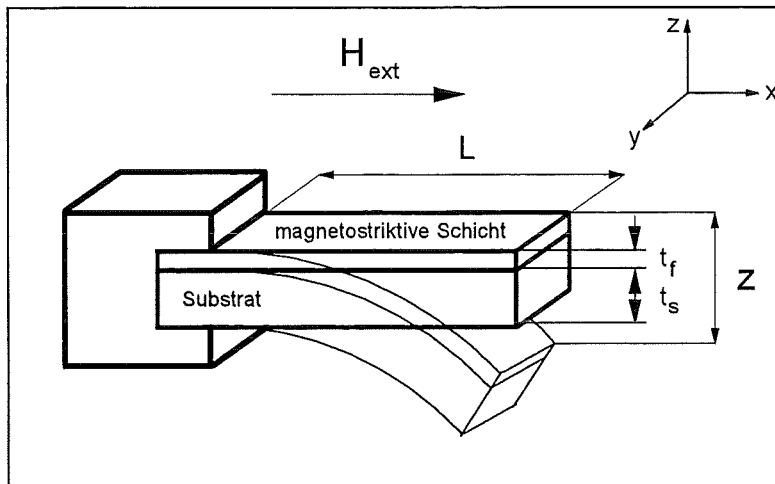


Abb. 2.11: Fest eingespannter magnetostruktiver Biegebalken mit der freien Länge L , der Substratdicke t_s und der Funktionsschichtdicke t_f .

Zur Berechnung der Magnetostriktion gibt Kloholm [Klo 76] eine Formel an, die in der Literatur häufig angewendet wurde. Erst in jüngster Zeit ist diese Formel von du Trémollet de Lacheisserie und Peuzin [Lac 94] widerlegt worden. Eine Stellungnahme wurde von Kloholm und Janes [Klo 96] 1996 publiziert. Der Unterschied der beiden Formeln liegt in den Termen $E/(1\pm\nu)$, die das effektive E-Modul des Substratmaterials und der Funktionsschicht beschreiben. Sie geben je nach Substratmaterial verschiedene Ergebnisse der Magnetostriktion wieder. Die Entwicklung der Formeln erfolgt unter der Voraussetzung, daß die Dicke der Funktionsschicht sehr viel kleiner ist als die des Substrats. Darüber hinaus müssen sich die durch die Krümmung des Balkens verursachten Dehnungen des Materials im linearelastischen Bereich bewegen.

Kloholm ging davon aus, daß die Länge L des Substrates mindestens um den Faktor vier größer ist als seine Breite ($L \geq 4w$), wobei ein Ende des Balkens fest eingespannt ist. Sind die Auslenkungen z_{\parallel} und z_{\perp} am anderen Ende des Biegebalkens für ein Magnetfeld parallel und

senkrecht zur Schichtebene kleiner als die Substratdicke t_s , so können Deformationen senkrecht zu L vernachlässigt werden. Unter der Annahme eines ebenen Spannungszustandes $\sigma_x(z)$ in x -Richtung, abhängig von der z -Komponente entlang der Balkendicke, wird bei einer magnetostriktiven Dehnung ein inneres Momentengleichgewicht um die neutrale Faser, die im Bereich des Substrates liegt, angesetzt. Über Größen wie die effektiven E-Moduln ($E_s^{\text{eff}} = E_s/1-\nu_s$, $E_f^{\text{eff}} = E_f/1-\nu_f$), die Flächenträgheitsmomente und das durch die Spannung entstehende Biegemoment berechnet sich der reziproke Krümmungsradius des Biegebalkens nach [Klo 96] zu:

$$\frac{1}{R_K} = \frac{6 \sigma(z) t_f}{t_s E_s / (1 - \nu_s)} \quad (2.17)$$

ν_s und ν_f sind die Poissonzahlen des Substrates bzw. der Funktionsschicht. $\sigma(z)$ ist die mechanische Spannung in der Ebene, die sich in eine parallele und eine senkrechte Komponente unterteilt, wenn das Magnetfeld entweder parallel oder senkrecht zur Schichtebene verläuft. Für die beiden Richtungen in der Ebene errechnen sich bei magnetischer Sättigung die durch Sättigungsmagnetostriktion λ_s entstehenden über die Schichtdicke t_f gemittelten Spannungen zu:

$$\sigma_x^{\parallel} = \frac{\lambda_s E_f}{1 + \nu_f} + \frac{\lambda_s E_f \nu_f}{2(1 - \nu_f^2)} \quad (2.18)$$

$$\sigma_x^{\perp} = -\frac{\lambda_s}{2} \frac{E_f}{1 + \nu_s} + \frac{\lambda_s E_f \nu_f}{2(1 - \nu_f^2)} \quad (2.19)$$

Im Fall kleiner Auslenkungen z des Biegebalkens verwendet man den in der Technischen Mechanik bekannten Ansatz:

$$z'' = \frac{d^2 z}{dx^2} = \frac{1}{R_K} = \text{konst.} \quad (2.20)$$

Wird zweimal entlang des Balkens integriert (x-Richtung), so erhält man bei den geeigneten Randbedingungen an der Einspannstelle, bei einer Gesamtlänge L des Biegebalkens und Einsetzen von Gleichung 2.17 den allgemeinen Ausdruck für die Auslenkung:

$$z = \frac{L^2}{2R_K} = 3\sigma t_f \frac{L^2}{t_s^2} \frac{1-\nu_s}{E_s} \quad (2.21)$$

Durch das Einsetzen der Gleichung (2.18) oder (2.19) erhält man die Auslenkung des Substrat-Funktionsschichtverbundes für den Fall der Magnetfeldrichtung parallel oder senkrecht zum Biegebalken. Die Differenz der beiden Auslenkungen $z_x^{\parallel} - z_x^{\perp}$ definiert die Sättigungsmagnetostriktion

$$\lambda_s = \frac{2}{9} \frac{z_x^{\parallel} - z_x^{\perp}}{t_f} \frac{t_s^2}{L^2} \frac{E_s(1+\nu_f)}{E_f(1-\nu_s)} \quad (2.22)$$

dünnen Schichten.

Trémolet de Lacheisserie und Peuzin [Lac 94] betrachteten im Gegensatz zu Klokholm einen flächenhaften Spannungszustand in der Richtung x und y, der berücksichtigt, daß eine Gestaltmagnetostriktion in der Fläche auftritt. Das bedeutet, ein Magnetfeld parallel zum Biegebalken verursacht nicht nur eine positive Dehnung in der x-Richtung, sondern auch gleichzeitig eine Kontraktion in der y-Richtung. Ausgehend von dieser Betrachtung, wird die elastische Energie des Substrates und die magnetoelastische Energie der Funktionsschicht berechnet. Durch Minimieren der Energie des Systems ($E_{ges} = E_{el} + E_{me}$) nach den Krümmungsradien und der neutralen Faser im Substrat erhält man die Ausdrücke der reziproken Krümmungsradien nach [Lac 94]:

$$\frac{1}{R_1} = 4 \frac{b^{\gamma,2}}{E_s} \frac{t_f}{t_s^2} \frac{(1-\nu_f\nu_s) - \frac{1}{2}(\nu_f - \nu_s)}{1-\nu_f} \quad (2.23)$$

$$\frac{1}{R_2} = -2 \frac{b^{\gamma,2}}{E_s} \frac{t_f}{t_s^2} \frac{(1-\nu_f\nu_s) - 2(\nu_f - \nu_s)}{1-\nu_f} \quad (2.24)$$

$b^{\gamma,2}$ ist der magnetoelastische Kopplungskoeffizient. Er charakterisiert die Wechselwirkung der elastischen und magnetischen Energie magnetostriktiver Schichten in der Schichtebene (Index $\gamma,2$). Setzt man die Krümmungsradien in Gleichung 2.21 ein, so ergeben sich die Auslenkungen für die Magnetfeldrichtungen parallel und senkrecht zur magnetostriktiven Schicht:

$$z_{\parallel} = 2 \frac{b^{\gamma,2}}{E_s} \frac{t_f L^2}{t_s^2} \frac{(1 - \nu_f \nu_s) - \frac{1}{2}(\nu_f - \nu_s)}{1 - \nu_f} \quad (2.25)$$

$$z_{\perp} = -\frac{b^{\gamma,2}}{E_s} \frac{t_f L^2}{t_s^2} \frac{(1 - \nu_f \nu_s) - 2(\nu_f - \nu_s)}{1 - \nu_f} \quad (2.26)$$

Mittels der Differenz der beiden Auslenkungen erhält man den Ausdruck des magnetoelastischen Kopplungskoeffizienten der Funktionsschicht

$$b_f^{\gamma,2} = \frac{1}{3} \frac{t_s^2}{t_f L^2} (z_{\parallel} - z_{\perp}) \cdot \left(E_s \frac{(1 - \nu_f)}{(1 + \nu_s) - \nu_f - \nu_s \nu_f} \right), \quad (2.27)$$

der auch die relevante Größe für die Charakterisierung der Leistungsfähigkeit technischer Applikationen widerspiegelt. Die letzte Klammer kann durch den Term $E_s / (1 + \nu_s)$ dargestellt werden. Somit reduziert sich die Formel zu:

$$b_f^{\gamma,2} = \frac{1}{3} \frac{t_s^2}{t_f L^2} (z_{\parallel} - z_{\perp}) \cdot \left(\frac{E_s}{1 + \nu_s} \right) = b \quad (2.28)$$

Der Vorteil dieser Formel ist, daß sie nicht von den elastischen Konstanten der Funktionsschicht abhängt. Sie erlaubt eine bessere Vergleichbarkeit zwischen den Schichten. Das Problem der genauen Bestimmung des E-Moduls E_f und der zusätzliche ΔE -Effekt durch die Magnetfeldeinwirkung muß daher nicht berücksichtigt werden. Zur Bestimmung der Magnetostriktion in der Schichtebene ist die Kenntnis von E_f und ν_f unabdingbar. Sie erhält

man über die Definition der Sättigungsmagnetostriktion λ_s einer uniaxialen Dehnung und wird durch

$$\frac{2}{3} \mathcal{N}^{,2} = \lambda_s = \frac{2}{3} \frac{-b^{,2}}{E_f / (1 + \nu_f)} \quad (2.29)$$

ausgedrückt. Nach Einsetzen des Ausdrucks 2.28 kann sie durch die Gleichung

$$\frac{2}{3} \mathcal{N}^{,2} = \lambda_s = -\frac{2}{9} \frac{z_{\parallel} - z_{\perp}}{L^2} \frac{t_s^2}{t_f} \frac{E_s(1 + \nu_f)}{E_f(1 + \nu_s)} \quad (2.30)$$

dargestellt zur weiteren Charakterisierung der magnetostriktiven Schicht genutzt werden. Die Magnetostriktion (Magnetostruktionskoeffizient) $\lambda^{,2} = 3/2 \lambda_s = (\lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp})$ erhält man durch Auflösen von 2.30:

$$\mathcal{N}^{,2} = -\frac{1}{3} \frac{z_{\parallel} - z_{\perp}}{L^2} \frac{t_s^2}{t_f} \frac{E_s(1 + \nu_f)}{E_f(1 + \nu_s)} = \lambda \quad (2.31)$$

Zwischen dem magnetoelastischen Kopplungskoeffizienten und der Magnetostriktion besteht also die einfache Beziehung:

$$\lambda = \frac{-b(1 + \nu_f)}{E_f} \quad (2.32)$$

Die Ausführung nach Trémolet de Lacheisserie und Peuzin [Lac 94] ist zur Messung der linearen Magnetostriktion als naheliegend zu beurteilen, da sie wie bereits erwähnt, eine Querkontraktion der Schicht berücksichtigen, die zu einer Versteifung des Biegebalkens führt. Darüber hinaus erlaubt sie durch eine energetische Betrachtung des Biegebalkensystems eine direkte Beziehung zwischen den Koeffizienten b und λ .

2.3 Membranaktoren in der Mikrosystemtechnik

Betrachtet man Membranen und Membranplatten, so bestehen zwischen ihnen deutliche Unterschiede bezüglich ihrer mechanischen Eigenschaften. Zu diesem Zweck sollen die unterschiedlichen Verhaltensweisen der beiden mechanischen Bauelemente in ihren Grundzügen kurz beschrieben werden. Dabei stehen kreisförmige Membranen oder Membranplatten als Aktoren im Vordergrund der Abhandlung. Ferner soll ein Überblick über komplexere Membranaktoren gegeben werden, die in der Mikromechanik heutzutage eingesetzt sind.

2.3.1 Grundlagen einfacher Membranen und Membranplatten

Membranen

Die reine Membran ist ein dünnwandiges und flaches Tragwerk, das keine Biegemomente am Rand aufnehmen kann. Sie ist in ihrem Umfang fest eingespannt und erfährt entlang ihres Randes eine Spannung σ_0 , so daß in ihr ein gleichmäßiger Spannungszustand herrscht. Desweiteren ist gefordert, daß sich die Vorspannung bei der Auslenkung nicht ändert. Diese Bedingung setzt eine sehr kleine Auslenkung voraus. Unter der Betrachtung von Gleichgewichtsbedingungen an einem infinitesimal kleinen Membranelement folgt aus der Summe aller vertikalen Kräfte für kleine Neigungswinkel für die Auslenkung z eine Poissonsche Differentialgleichung [Gro 93]. Durch die Randbedingung $z|_{\text{Rand}} = 0$ im Sonderfall der kreisförmigen Membran unter konstantem Druck p und konstanter Dicke t_M erhält man die Lösung der Differentialgleichung in Abhängigkeit von r_R mit dem Parameter des Radius R :

$$z(r) = \frac{p}{4\sigma_0 t_M} (R^2 - r^2) \quad (2.33)$$

Membranplatten

Im Gegensatz zur Membran ist die Membranplatte ein Tragwerk, an dessen Rand Biegemomente auftreten. Die Plattendicke t_P ist klein im Vergleich zu den lateralen Abmessungen und wird als konstant vorausgesetzt. Wirken keine Spannungen am Rand der Plattenebene, so verbleiben nur Querkräfte, Biegemomente und Torsionsmomente zu ihrer Berechnung. Um die Gleichgewichtsbedingungen in der Platte abzuleiten, werden die Lasten

an einem kleinen Plattenelement betrachtet. Die Momenten- und Kräftegleichgewichte um die Koordinatenachsen x und y führen zu den Beziehungen der Größen wie Querkräfte, Druck, Biegemomente und Torsionsmomente untereinander. Die Aufstellung kinematischer Größen wie Dehnung und Verzerrungen liefern unter der Annahme eines flächenhaften Spannungszustandes σ_x und σ_y und unter Vernachlässigung von σ_z die Verknüpfung mit den o.g. Größen bzw. Kräften des Plattenelementes. Die Einführung der Biegewinkel $\Psi_x = -\partial z / \partial x$, $\Psi_y = -\partial z / \partial y$ für kleine Auslenkungen ergibt letztendlich die Elastizitätsgesetze der Momente, die zur Kirchhoffschen Plattengleichung

$$\frac{E t_p^3}{12(1-\nu^2)} \cdot \left(\frac{\partial^4 z}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 z}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 z}{\partial y^4} \right) = p \quad (2.34)$$

führen [Gro 93a]. Der erste Term beschreibt die Biegesteifigkeit der Platte. p ist der Druck, der gleichmäßig auf die ganze Platte wirkt.

Durch die Anwendung von Polarkoordinaten erhält man die Differentialgleichung der statischen Auslenkung für den Sonderfall einer Kreisplatte, deren einfache Lösung im fest eingespannten Fall lautet [Tim 59]:

$$z(r) = \frac{P}{64D} \cdot (R^2 - r_R^2)^2 \quad (2.35)$$

D ist die Plattensteifigkeit des Tragwerks.

Beim dynamischen Betrieb der Membranplatte spielt die Lage der Eigenfrequenzen für entsprechende Anwendungen eine wichtige Rolle. Die Aufstellung der Bewegungsgleichung einer kreisförmigen Membranplatte in Polarkoordinaten führt zu Besselschen Differentialgleichungen [Hag 89], deren Lösungen Besselfunktionen erster und zweiter Art sind. Durch die Gestalt der Besselfunktionen erhält man unendlich viele Eigenschwingungsformen, deren Eigenfrequenzen sich zu

$$\omega_{n,m} = \left(\frac{m}{2} + n \right)^2 \frac{\pi^2}{R^2} \sqrt{\frac{D}{\rho t_p}} \quad (2.36)$$

berrechnen. ρ stellt die Dichte des Plattenmaterials dar. m und n geben die Ordnungen der Besselfunktionen bzw. der Eigenschwingungsformen an. Für verschiedene Ordnungen ergeben sich unterschiedliche Eigenschwingungsformen der Membranplatte, d.h. die Membranauslenkung nimmt in Abhängigkeit des Radius verschiedene Werte an. Es entstehen Bereiche negativer und positiver Auslenkung oder Knotenpunkte, bei denen eine Auslöschung der Auslenkung erfolgt. Die Lage der Knoten befindet sich auf Linien der Anzahl m , die den Durchmesser der Membranplatte beschreiben oder auf konzentrischen Kreisen der Anzahl $(n-1)$ auf der Membranplatte.

2.3.2 Ansteuerungsprinzipien von Membranaktoren

In der Mikrotechnik werden Membranaktoren für den Antrieb von Ventilen und Pumpen mit Hilfe verschiedener Methoden ausgelenkt. In vielen Fällen ist eine Modellierung durch lineare, analytische Berechnungen nicht mehr möglich. Gerade bei Auslenkungen, deren Größe über die Dicke der Membranen hinausgeht, erreicht man hohe mechanische Spannungen und Dehnungen des Membranmaterials, die nichtlineare Berechnungsverfahren oder die computerunterstützte Berechnungsmethode der finiten Elemente erfordern. Für große Auslenkungen simpler Membranen gibt Beams [Bea 59] eine physikalische Beziehung zwischen Druck und Auslenkung an. Komplexere Aktoraufbauten wie Schichtverbunde (Piezoelektrika/Substrat, Bimetalle) legen ebenfalls die Finite Elemente Methode nahe. Membranplatten oder Membranen, deren Funktionsweise durch eine aktive Funktionsschicht im Substrat-Schichtverbund erfolgt, können als eigenständige, aktive Aktoreinheit betrachtet werden. Werden Aktoren durch äußere Kräfte wie z.B. einer passiven Druckbeaufschlagung oder auch durch elektrostatische bzw. magnetostatische Kräfte angetrieben, so sind sie passive Aktoren. Zur passiven Aktivierung eines Membranaktors stellen elektromagnetische Kolben [Ter 79], Stäbe aus Form-Gedächtnislegierungen [Sho 88] und Piezostäbe [Esa 90] Möglichkeiten dar, hohe Kräfte zu erzeugen. Zu großen Auslenkungen von Membranen führen thermopneumatische Drücke in einer Gaskammer direkt über der Membran [Zde 87] oder eine externe Druckerhöhung mittels Gasdruckes auf die Membran realisiert an einer Mikromembranpumpe [Rap 94]. Die elektrostatische [Zen 93] oder die elektromagnetische [Yan 93] Ansteuerung bietet ein weiteres Potential der Umwandlung elektrischer in mechanische Energie. Die Energieumwandlung eigenständiger, aktiver Membranen ist mittels eines Bimetallverbundes [Jer 90] oder als Verbund Piezoscheibe/Membran [Jos 92], angewendet in Ventilen, verwirklicht. Dabei wird die relative Längenänderung des

Funktionsmaterials direkt in eine Krümmung und damit in eine Auslenkung und Kraftübertragung der Membran umgewandelt. Die meisten der hier vorgestellten Prinzipien gehen in die spätere Beschreibung der Mikropumpenkonzepte ein.

2.4 Grundlagen zur Methode der finiten Elemente (FEM)

Die Methode der Finiten Elemente (FEM) ist ein Berechnungsverfahren, das erlaubt, Spannungs- und Verformungszustände, Festigkeitsanalysen im elastischen und plastischen Bereich sowie thermische Analysen sehr komplexer Systeme numerisch zu behandeln. Dieses Verfahren liegt der Lösung linearer Gleichungssysteme bestehend aus Polynomen unter Verwendung leistungsfähiger Computer zugrunde. Mit Hilfe der Matrizenrechnung können die Gleichungssysteme übersichtlich dargestellt und berechnet werden. Die zu berechnende Struktur wird in endliche Elemente diskretisiert, die entsprechend der Konstruktion passend gewählt werden müssen und über Knotenpunkte miteinander verknüpft sind. Bei zweidimensionalen Problemen verwendet man lineare, quadratische oder höhergradige Polynome. Aber auch bilineare Ansätze finden ihre Anwendung. Die Art des Ansatzes hängt jedoch von der Form des Elementes als auch von dem zu behandelnden Problem selbst ab. Eine wichtige Voraussetzung ist die Stetigkeit der Ansatzfunktionen an den Knotenpunkten, um die Kontinuität des zu berechnenden Materials zu gewährleisten. Betrachtet man die Knotenverschiebungen bei einer Belastung, so werden diese als unbekannte Größen eingeführt, und es ergibt sich unter der Berücksichtigung von Materialgesetzen die Steifigkeitsmatrix. Mit ihr folgt aus den Gleichgewichtsbedingungen für alle Knoten das Gleichungssystem für die unbekanntes Verschiebungen. Die Knotenverschiebungen können durch äußere Kräfte oder durch eine thermische Ausdehnung des Materials induziert werden.

Anhand eines thermischen Ausdehnungskoeffizienten α und der Temperaturänderung ΔT ist es möglich, die magnetostriktiven Eigenschaften magnetostriktiver Materialien zu simulieren. So kann die lineare- oder volumeninvariante Magnetostriktion λ durch eine thermische Dehnung ε_{th} ausgedrückt werden. Für ein Magnetfeld parallel zur magnetostriktiven Schicht (x-Richtung) ergibt sich daher entsprechend der drei Raumrichtungen folgende Formel:

$$\varepsilon_{th} = \alpha \cdot \Delta T \begin{pmatrix} 1 \\ -0.5 \\ -0.5 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda \\ -\lambda / 2 \\ -\lambda / 2 \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

Zur Simulation einer Volumenmagnetostriktion sind die Raumrichtungen y und z entsprechend zu ändern. Alle Richtungen im Raum sind positiv und haben den gleichen Wert für λ .

2.5 Mikromembranpumpen

2.5.1 Aufbau und Funktionsprinzipien

Der heutige Stand der Technik zeigt unterschiedliche Antriebskonzepte für Mikromembranpumpen [Sho 94]. Diese Pumpen werden in verschiedenen Aufbau- und Verbindungstechniken realisiert. Zur Steuerung der Fließrichtung des zu pumpenden Mediums haben sich überwiegend passive Membran- oder Biegebalkenrückschlagventile durchgesetzt. In diesem Abschnitt sollen in einer Übersicht die in der Literatur veröffentlichten Mikromembranpumpen in ihren Antriebsarten und Funktionsweisen vorgestellt werden. Die seit vielen Jahren bestehende Entwicklung von Mikromembranpumpen hat verschiedene Antriebsarten zur periodischen Variation des Pumpenkammervolumens hervorgebracht:

- **Mikrotechnisch integrierte Einheiten zur Aktivierung einer Membran**
 - Piezoscheibe im festen Membranverbund
 - Integrierte, dissipative Leiterschleife auf der Membran zur Erwärmung einer gasgefüllten Druckkammer über der Membran
 - Elektrostatisch angetriebene Membran (Membran / Gegenelektrode)
- **Externe Einheiten zur Aktivierung einer Membran**
 - Pneumatischer Antrieb durch externen Gasdruck auf die Membran
 - Piezostab als vertikale Kraftübertragung auf die Membran

Der piezoelektrische Antrieb ist eine durch van Lintel et al. [Lin 88] realisierte Antriebsart eines Membranaktors, der als Verdränger in einer Si-Mikropumpe verwendet wurde (Abb. 2.12 nicht maßstäblich). Bei diesem Prinzip sitzt eine 200 μm dicke Piezoscheibe auf einer Glasmembran mit einem Durchmesser von 12,5 mm. Die Aktivierung der Piezoscheibe und die

dadurch entstehende Krümmung der Doppelschicht erfolgt durch eine gepulste Rechteckspannung (bis 1Hz) der Größenordnung 100 V. Dadurch wird das Pumpenkammervolumen so geändert, daß sich der Druck bei einer Abwärtsbewegung in der Pumpe erhöht und die Flüssigkeit durch das sich öffnende Auslaßventil strömt. Entspannt sich die Piezoscheibe, so vergrößert sich das Volumen der Pumpkammer wieder, wobei ein Unterdruck entsteht. Das Einlaßventil öffnet sich, und die Flüssigkeit strömt in das Innere der Mikropumpe (Saugphase). Die aus einer Si-Schicht geätzten Ventile pressen sich je nach Druckzustand an ihren Ventilsitz und verschließen somit den Ein- bzw. Auslaßkanal der Pumpe. Die Richtung des Flüssigkeitstransportes wird also durch die Anordnung der Rückschlagventile festgelegt.

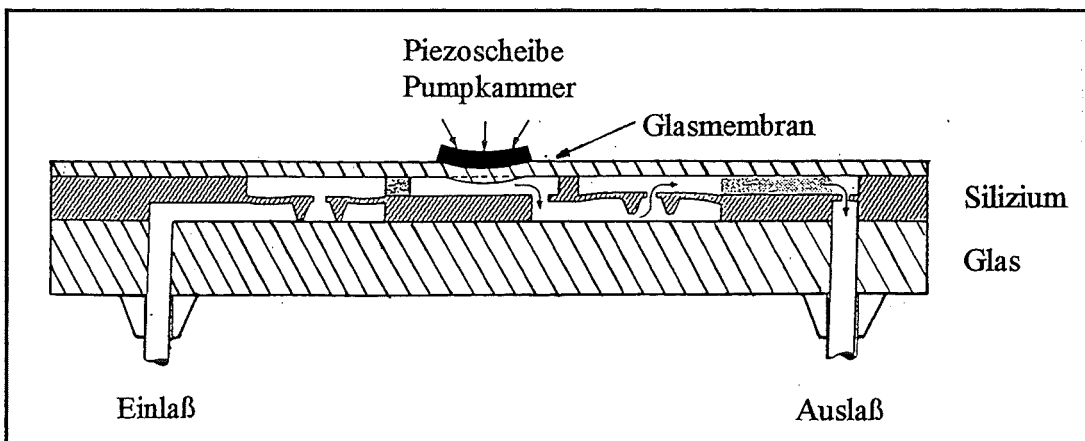


Abb. 2.12: Schematischer Aufbau einer piezoelektrisch angetriebenen Mikromembranpumpe mit zwei passiven Rückschlagmembranventilen nach [Lin 88]. Die Pumpe befindet sich gerade in der Druckphase.

Eine weitere Variante einer Piezomembranpumpe, die ohne bewegliche Ventile auskommt, wurde von Stemme und Stemme [Ste 93] entwickelt (Abb. 2.13 nicht maßstäblich). Der Flüssigkeits- oder Gasstrom wird bei diesem Design durch die spezielle Richtung einer Düsen-Diffusor Anordnung konischer Bauart bestimmt, die durch ihre fluiddynamischen Eigenschaften ein Druckgefälle zwischen dem Ein- und Auslaß erzeugt. Der Vorteil dieser Pumpe ist, daß sie sehr einfach herzustellen und durch wenige bewegliche Teile mit einer hohen Zuverlässigkeit bei hohen Frequenzen betrieben werden kann. Diese Mikropumpe wurde von Gerlach [Ger 96], [Ger 96a] für durch den Silizium-Ätzprozeß entstehende, pyramidenförmige Diffusoren mit großen Öffnungswinkeln ($70,5^\circ$) weiterentwickelt. Im

Gegensatz zu [Ste 93] ($5,4^\circ$) wird sie aufgrund großer Diffusoröffnungswinkel mit turbulenten Strömungsverhältnissen betrieben, die eine Umkehrung der Flußrichtung bewirken.

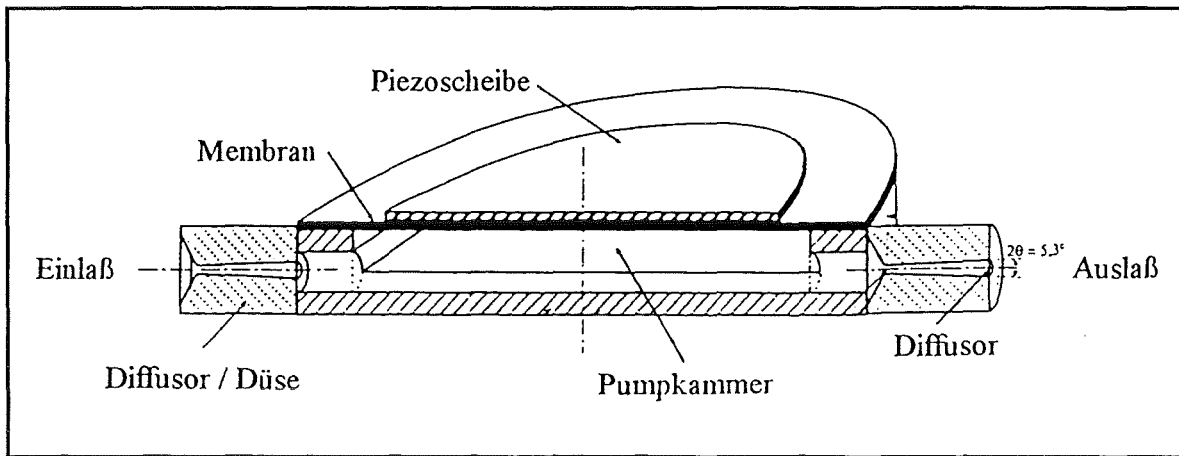


Abb. 2.13: „Ventillose“, piezoelektrisch angetriebene Membranpumpe nach [Ste 93]. Die konischen Diffusor/Düsen-Elemente zur Erzeugung des Pumpendrucks am Auslaß sind in einer Richtung angeordnet.

Thermopneumatische Ansteuerungen einer Mikromembranpumpe erlauben die Aktivierung einer Membran durch Gasdruck in einer abgeschlossenen Gaskammer über ihr [Pol 90] (Si-Technik), [Lam 93] (Si-Technik), [Büs 94] (thermoplastische Abformung). Die in Abbildung 2.14 nicht maßstäblich dargestellte Mikropumpe zur Förderung von Gasen beruht auf dem Funktionsprinzip nach [Büs 94]. Die Herstellung des Pumpengehäuses erfolgt durch thermoplastische Abformung. Der obere und der untere Teil des Gehäuses wird verklebt.

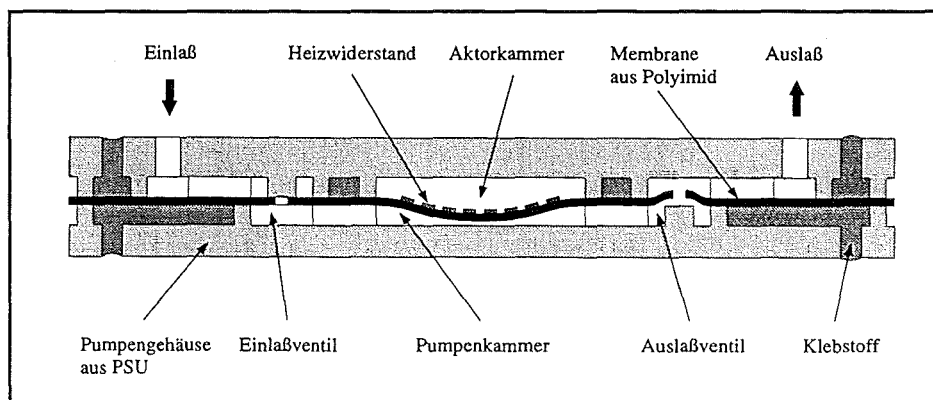


Abb. 2.14: Schematische Darstellung einer thermopneumatisch angetriebenen Mikropumpe nach [Büs 94].

Eine auf eine 2,5 µm dicke Polyimidmembran aufgesputterte 2 µm dicke Titan-Leiterschleife erwärmt bei gepulstem Stromfluß dissipativ eine gasdichte Aktorkammer über ihr. Das Gas in der Aktorkammer dehnt sich entsprechend der Pulsweite aus oder zieht sich wieder zusammen. Die Membran bewegt sich nach unten oder in ihre Ausgangsstellung zurück, wobei der Druck in der Pumpkammer erhöht oder erniedrigt wird. Der Gasfluß erfolgt nach demselben Prinzip wie dem des Flüssigkeitstransports der Mikropumpe nach [Lin 88] und wird von Membranventilen aus Polyimid gesteuert.

Das Prinzip elektrostatisch angetriebener Membranpumpen gestattet im Vergleich zu den bereits vorgestellten Typen höhere Pumpdrücke und Flußraten, da durch die elektrostatischen Kräfte hohe Membranauslenkungen erreicht werden können. Die von Zengerle et al. [Zen 92], [Zen 94] entwickelte Mikromembranpumpe besteht aus vier strukturierten, anodisch aufeinandergebondeten Silizium-Wafern (Abb. 2.15 nicht maßstäblich). Als Rückschlagventile fungieren einfache sich gegenüberliegende Biegebalken, die wie die Pumpkammer durch anisotropes Ätzen gewonnen wurden und durch ihre Konstellation eine definierte Flußrichtung vorgeben. Ähnlich wie bei den Membranventilen werden sie in der Saug- und Druckphase von der Ventilöffnung weggedrückt oder an sie gepreßt. Der Membran-Wafer und die obere Gegenelektrode bilden jeweils Elektroden zur elektrostatischen Anziehung der Membran an die Gegenelektrode.

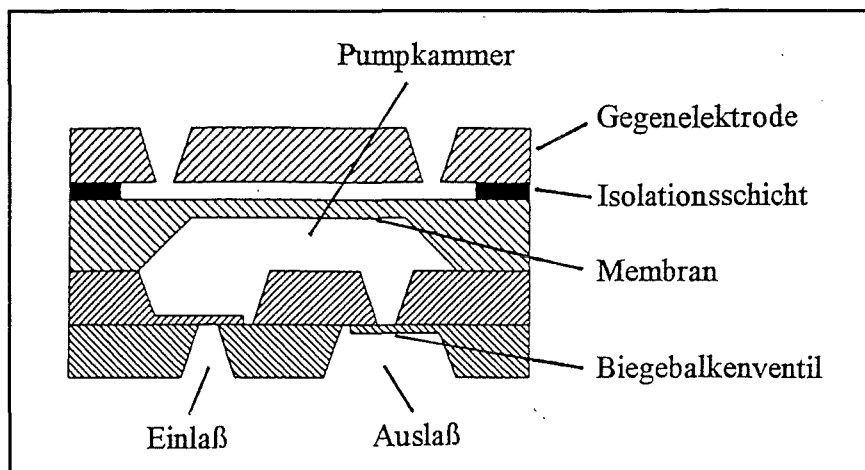


Abb. 2.15: Schema einer elektrostatisch angetriebenen Mikromembranpumpe aus Silizium-Wafern nach [Zen 92].

Eine pneumatische angesteuerte Mikromembranpumpe wird nach [Rap 94] in LIGA-Technik hergestellt. Die Variation des Pumpkammervolumens geschieht beim pneumatischen Betrieb

durch das Anlegen eines extern beaufschlagten Gasdruckes auf die Membran (Abb. 2.16 nicht maßstäblich).

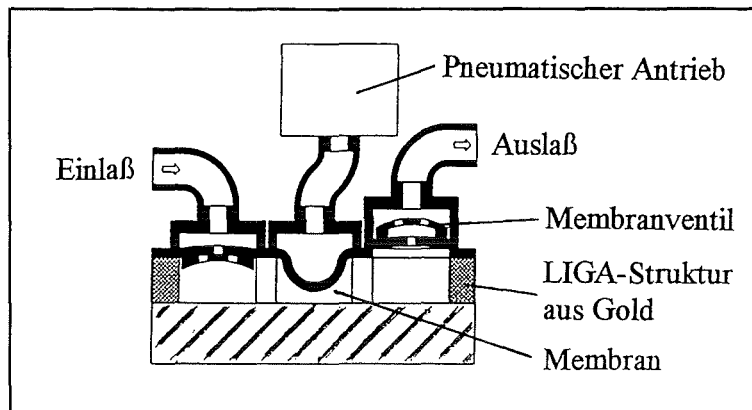


Abb. 2.16: Mikromembranpumpe mit pneumatischer Ansteuerung nach [Rap 94].

Die Alternative zu einer Piezo-Membran Doppelschicht als Antrieb der Membran einer Mikropumpe bieten Esashi et al. [Esa 89]. Die von ihnen vorgestellte Konstruktion einer Si-Mikropumpe zeigt einen Piezostack-Aktor, der den Pumpmechanismus ermöglicht. Hierbei wird die Piezoscheibe durch einen ca. 10 mm hohen Piezostack-Aktor substituiert, der die Membran durch eine hohe vertikale Kraft auslenkt (Abb. 2.17 nicht maßstäblich).

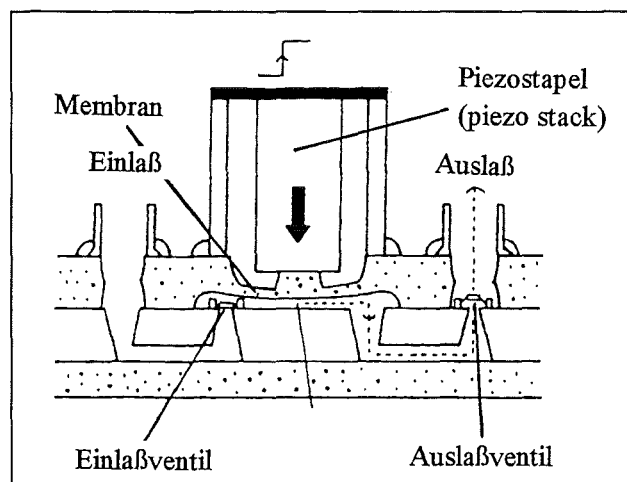


Abb. 2.17: Aufbau einer Mikropumpe nach [Esa 89].

Tabelle 2.4 zeigt eine Übersicht der Leistungsdaten und Abmessungen der aufgeführten Mikromembranpumpen.

| Antrieb (Aktor) | Flußrate [$\mu\text{l}/\text{min}$] | Frequenz [Hz] (Betriebsspannung) | Druck p_A [mbar] | Abmessungen |
|---------------------------------|---------------------------------------|-------------------------------------|---|---|
| piezoelektrisch | 8 | 1 (100 V) | 100 [Lin 88] | Si-Wafer \varnothing 50mm |
| piezoelektrisch (ventillos) | 3300 (Wasser) 35000 (Luft) | 307 (141 V) 6000 (20 V) | 250 [Ste 93] 2400 | \varnothing 19 mm |
| piezoelektrisch (stack type) | 40 | 40 (100 V) | 150 [Esa 89] | 3 Pumpen auf Si $20 \times 20 \times 0,5 \text{ mm}^3$ |
| pneumatisch | 80 | 5 | 47 [Rap 94] | $7,5 \times 8,5 \text{ mm}^2$ |
| thermo- pneumatisch | 34 58 44 | ca. 0,8 5 5 | 50 [Pol 90] 30 [Lam 93] 38 [Büs 94] | Si-Wafer \varnothing 50mm 4 Stk. a. Si-Wafer $7 \times 10 \text{ mm}^2$ |
| elektrostatisch | 350 | 400 (170 V) | 240 [Zen 94] | $7 \times 7 \times 0,52 \text{ mm}^3$ |

Tab. 2.4: Leistungsdaten und Abmessungen von Mikromembranpumpen verschiedener Bauart und unterschiedlicher Ansteuerungskonzepte.

Die hier dargestellten Mikromembranpumpen geben sehr unterschiedliche Pumpencharakteristika wieder. Je nach Funktionsweise und Aufbau bieten sie ein weites Gebiet potentieller Anwendungen, wie die Dosierung kleinster Gas- oder Flüssigkeitsmengen oder in der chemischen Analyse. Dennoch benötigen die Mikropumpen durch ihr Ansteuerungskonzept eine Kontaktierung, die einen Betrieb erst ermöglicht.

Die hier aufgeführten Ansteuerungsmethoden von Membranen dienen u.a. auch zum Betrieb von Mikroventilen, bei denen die Membranen als Verschlussmechanismen zur Steuerung von Gasen oder Flüssigkeiten fungieren [Sho 94]. Die Herstellung der Ventile erfolgt zum größten Teil wie die der Mikromembranpumpen.

2.5.2 Grundlagen zur Fluidodynamik

Bewegt sich eine inkompressible Flüssigkeit in Strömungskanälen von Mikromembranpumpen, so treten u.a. infolge von Reibung in den Kanälen Druckverluste auf. Diese Verluste hängen stark vom Radius der Kanäle und von der Geschwindigkeit des fließenden Mediums ab. Im folgenden werden einfache Fakten und Zusammenhänge des Druckverlustes in verschiedenen Bereichen einer Mikropumpe zur Betrachtung des Druckverhaltens aufgeführt.

Hagen-Poiseuille-Strömung

Die Strömung durch ein rundes Rohr kann in verschiedene Strömungsarten unterteilt werden. Im Fall der laminaren Strömung (Bewegung der Flüssigkeitsteilchen in parallelen Bahnen), genannt Hagen-Poiseuille-Strömung, ist eine genaue Berechnung des Strömungsverhaltens möglich. Turbulente Strömungen lassen sich nur näherungsweise berechnen. Betrachtet man zunächst die rein laminare Strömung einer Flüssigkeit, so erhält man unter Berücksichtigung des Gleichgewichts zwischen Druck- und Reibungskräften und unter Verwendung des Newtonschen Spannungsansatzes eine parabolische Geschwindigkeitsverteilung über den Röhrendurchmesser $D_R = 2R$ [Sch 89]. Der Druckverlust für ein nahezu gerades Kapillarrohr der Länge L am Ein- und Auslaß einer Mikropumpe errechnet sich daraufhin zu:

$$\Delta p_K = \frac{32\eta v L}{D_R^2} \quad (2.38)$$

η ist die Viskosität oder Zähigkeit und v die mittlere Geschwindigkeit der Flüssigkeit. Der laminaren Strömung kann zusätzlich eine turbulente Strömung überlagert sein, die durch unregelmäßige Geschwindigkeitsschwankungen gekennzeichnet ist. Sie machen sich durch ein Vermischen der laminaren Strömung bemerkbar. Sie hängt von einer dimensionslosen Kombination (Reynoldszahl) aus mittlerer Strömungsgeschwindigkeit, Röhrendurchmesser, Dichte des Mediums ρ und Viskosität ab:

$$\text{Re} := \frac{v D_R \rho}{\eta} \quad (2.39)$$

Die Reynoldszahl, bis zu der eine Strömung laminar ist, nennt man kritische Reynoldszahl. Sie ist um so größer, je kleiner eine in der Röhre vorhandene Störung (Oberflächenrauheit der Röhrenwand) ist. Im allgemeinen schlägt eine Strömung bei einer Reynoldszahl von etwa 2300 um. In Mikropumpen ist aufgrund der engen Strömungsquerschnitte vorzugsweise laminare Strömung zu erwarten.

Druckverluste werden meist durch innere Reibung hervorgerufen. Bei laminarer Strömung sind diese geringer als bei turbulenter Strömung. Mit Hilfe der Reynoldszahl (Gleichung 2.39) kann man Gleichung 2.38 auch durch eine dimensionslose Rohrreibungszahl λ_R darstellen:

$$\Delta p_K = \lambda_R \frac{L}{D_R} \frac{v^2}{2} \rho \quad (2.40)$$

Im einem Mikropumpengehäuse befinden sich oft Strömungskanäle mit rechteckigem Querschnitt, auf den sich die Ergebnisse des kreisförmigen Querschnittes übertragen lassen. Die unterschiedlichen Querschnittsformen werden durch den hydraulischen Durchmesser D_{hyd} beschrieben, der sich aus der Querschnittsfläche A und dem von der Flüssigkeit benetzten Umfang U ergibt. Für ein kreisförmiges Rohr gilt der Zusammenhang $A/U = D_R/4$. Der hydraulische Durchmesser wird deshalb für einen rechteckigen Querschnitt durch

$$D_{hyd} := \frac{4A}{U} = \frac{2 \cdot b_s h}{b_s + h} \quad (2.41)$$

definiert. b_s und h sind die Breite bzw. die Höhe der Strömungskanäle. Mittels der Formel 2.40 gelangt man durch Einsetzen des hydraulischen Durchmessers für D_R zum Druckverlust in Strömungskanälen für rechteckige Querschnitte:

$$\Delta p_s = \lambda_R \frac{1}{4} \frac{b_s + h}{b_s h} L v^2 \rho \quad (2.42)$$

Druckverluste durch unstetige Querschnittsänderungen

In der Praxis treten häufig auch Druckverluste auf, die durch Einbauten wie plötzliche Änderungen des Strömungsquerschnittes aber auch durch Umlenkungen verursacht werden und nicht mehr proportional zur Länge des zu durchfließenden Kanals sind. Es wird der Verlauf der Rohrströmung gestört, was einen zusätzlichen Widerstand für das Medium zur Folge hat. Zur Beschreibung des Druckverlustes beliebiger Einbaustellen oder Hindernisse ergibt sich der folgende allgemeine Ansatz:

$$\Delta p_V = \xi \frac{v^2}{2} \rho \quad (2.43)$$

Der dimensionslose Koeffizient ξ heißt Druckverlustzahl. Er hängt meistens von den Verhältnissen der unterschiedlichen Übergangsquerschnitte der Hindernisse ab oder kann experimentell ermittelt werden.

Anhand der hier aufgeführten Druckverluste ist es möglich, den gesamten Druckverlust der Pumpe qualitativ abzuschätzen. Sind mehrere Kapillarschläuche, Strömungskanäle und Hindernisse unterschiedlicher Reibungszahlen und Dimensionen vorhanden, so berechnet sich der gesamte Druckverlust aus der Addition der Summen der einzelnen Druckverluste i:

$$\Delta p_g = \sum_i \Delta p_K^i + \sum_i \Delta p_S^i + \sum_i \Delta p_V^i \quad (2.44)$$

Der Druck am Auslaßflansch der Mikropumpe kann unter Vernachlässigung eines hydrostatischen Drucks an der Saugseite durch die folgende Überlegung näherungsweise dargestellt werden:

$$p_A = p_{mem} - \Delta p_g = \rho \cdot g \cdot h_A \quad (2.45)$$

p_{mem} ist der Membrandruck, g die Erdbeschleunigung und h_A die Höhe der Flüssigkeitssäule am Auslaß.

3 Experimentelles und Versuchsmaterialien

3.1 Herstellung magnetostriktiver Tb(Dy)Fe- und SmFe-PVD-Dünnschichten

3.1.1 PVD-Beschichtungsanlage

Die Herstellung der magnetostriktiven Dünnschichten erfolgte in einer PVD-Beschichtungsanlage der Firma Leybold-Heraeus (Leybold Z550). Der Rezipient mit den Versorgungseinheiten der Anlage ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Für den Beschichtungsprozeß stehen zwei HF-Versorgungen mit einer maximalen Leistung von je 1200 W und drei DC-Stromversorgungen mit einer Leistung von je 1800 W zur Verfügung. Im Rezipienten können entweder eine Simultantargetanordnung mit maximal drei Sputterquellen oder vier einzelne Sputterquellen betrieben werden.

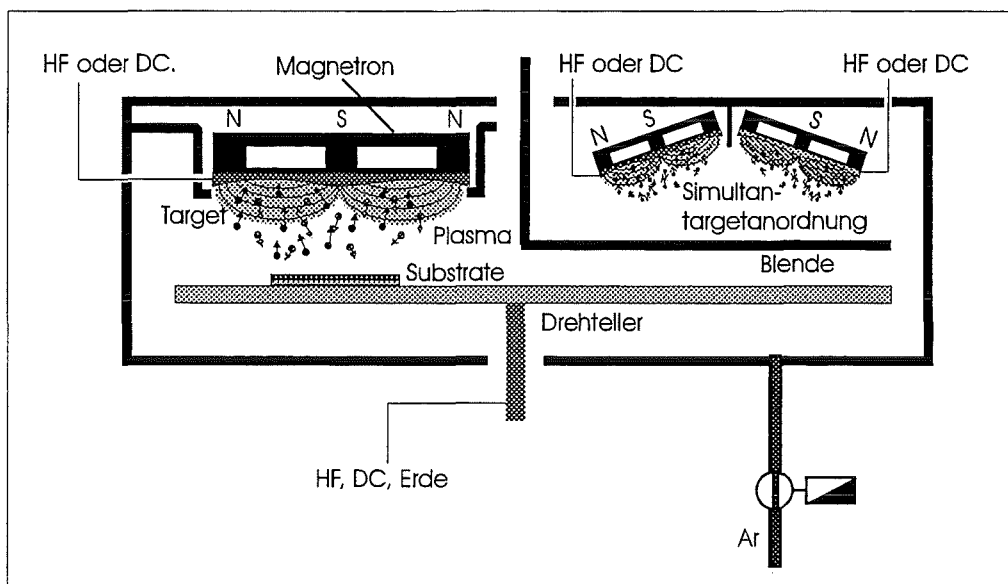


Abb. 3.1: Schematischer Aufbau der Sputteranlage (Rezipient) mit den elektrischen Versorgungseinheiten (HF, DC) zur PVD-Beschichtung.

Abhängig vom Targetmaterial können die HF- oder die DC-Stromversorgungen an verschiedene Magnetron-sputterquellen für unterschiedliche Targetdurchmesser angeschlossen werden. Isolierende Materialien lassen sich nur im HF-Betrieb sputtern, da sie bei DC ein Depolarisationsfeld ausbilden. Leitende Stoffe können sowohl mit HF als auch mit DC gesputtert werden.

Für den Betrieb der in dieser Arbeit überwiegend benutzten Targets (Durchmesser 75 mm) wurde in der Regel eine maximale DC-Leistung von bis zu 400 W verwendet. Zur Erzeugung des Sputterplasmas stand das Edelgas Argon der Reinheit 6 N zur Verfügung, dessen Druck durch ein Nadelventil geregelt wurde. Aufgrund des niedrigen Vakuums (ca. $4 \cdot 10^{-6}$ - $3 \cdot 10^{-7}$ mbar je nach Pumpzeit), war eine Kontamination der Schichten mit verbleibenden Restgasen anderer Quellen als gering zu bezeichnen. Ein im Rezipient unter den Targets sitzender Drehteller ermöglichte, die zu beschichtenden Substrate unter dem Target so zu verfahren, daß beim Plasma-Ätzprozeß oder beim eigentlichen Sputterprozeß unterschiedliche Positionen eingestellt werden konnten. Eine 90° -Sektorblende erlaubte beim Ätzen der Substrate und beim Freisputtern des Targets die direkte Abschottung des Targets gegenüber dem Substrat bzw. einem Viertel des Drehtellers. Das Freisputtern der Targets erfolgte aus Gründen einer möglichen Verunreinigung der Targetoberfläche durch Lagerung an Luft. Speziell bei magnetostriktiven Stoffen entstehen unerwünschte Oxide, die sich in den Schichten einlagern können. Daher erfolgte vor jedem Beschichtungsvorgang eine Reinigung der Targetoberflächen durch Freisputtern bei etwa 150 W für ca. 10 Minuten.

3.1.2 Beschichtungsprozeß

Die Herstellung von Dünnschichten durch den Beschichtungsprozeß des Sputterns (Kathodenzerstäuben) zählt zu den PVD-Verfahren (Physical Vapor Deposition), bei denen in einem durch Stoßionisation erzeugten Argonplasma positiv geladene Argonionen auf ein zu zerstäubendes Material (Kathode oder Target) beschleunigt werden. Im DC-Modus liegt das Target auf negativem und der Substratteller auf Erdpotential (siehe auch Abbildung 3.1), so daß ein elektrisches Feld in Richtung der Kathode entsteht. Die Größe des Feldes hängt von der eingestellten Sputterleistung ab, die neben dem Argondruck oder einer Bias-Spannung den hauptsächlichsten Einfluß auf die Beschichtungsrate hat. Die durch Kollision der Plasmaionen mit dem Targetmaterial herausgeschlagenen Atome, Ionen oder Cluster liegen nun in der Dampfphase vor und kondensieren auf dem Substrat unterhalb des Targets sowie auf dem Drehteller und an den Wänden des Rezipienten. Einfallende Ionen können aber auch reflektiert oder im Targetmaterial implantiert werden. Zusätzlich entstehen beim Stoßprozeß neben den Materialteilchen Sekundärelektronen und Photonen. Ebenfalls auf das Substrat auftreffende Ionen, freie Elektronen und Radikale sowie chemische Reaktionen tragen zu Teilchenwechselwirkungen auf der Substratoberfläche bei. Nicht desorbierende Teilchen werden an Stufen oder den sogenannten Clustern (Atomansammlungen) absorbiert. In

Abhängigkeit der Energie bzw. der Substrattemperatur und des Argondrucks diffundieren die auf das Substrat treffenden Atome und beeinflussen dabei die Art des Schichtwachstums, was von Thornton [Tho 77] in einem Strukturzonenmodell (Abb. 3.2) an Metallfilmen dargestellt wurde. Es ist ein Anstieg der Dichte der Schicht bis zur Bildung verschiedener kristalliner Gefüge durch erhöhte Oberflächen- und Volumendiffusion der Metallatome bei steigender Temperatur in Abhängigkeit des Argondrucks zu beobachten.

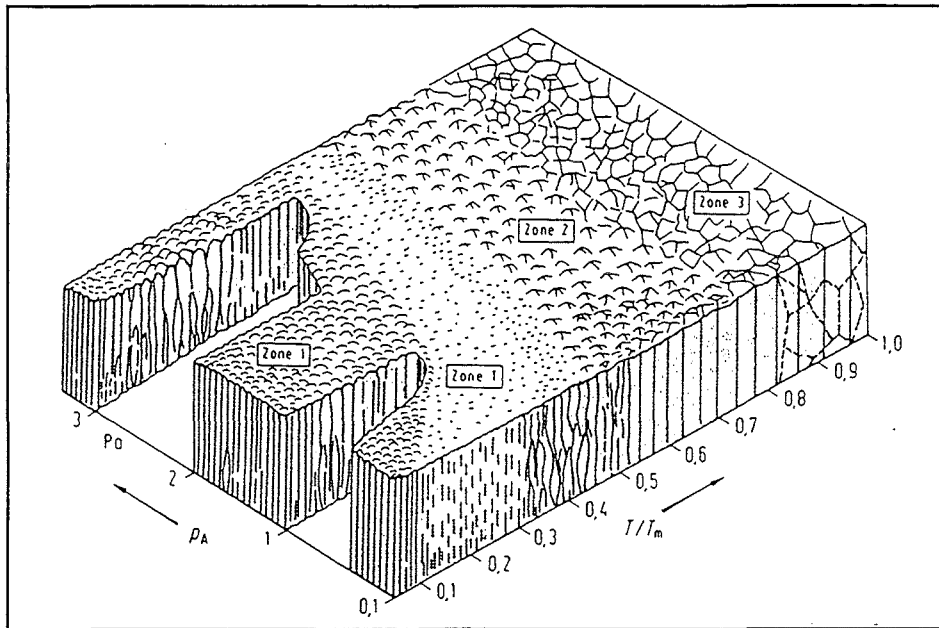


Abb. 3.2: Strukturzonenmodell dünner gesputterter Metallfilme nach [Tho 77]. Die Zone 1 stellt poröses, Zone T ein dichteres Wachstum der Schicht dar. In der Zone 2 entsteht ein kolumnares und in der Zone 3 ein globuläres kristallines Gefüge.

Um die Beschichtungsrate gegenüber konventioneller Sputterverfahren zu erhöhen, wurde das Magnetronspütern zur Schichterzeugung angewendet. Beim Magnetronspütern erzeugt man über der Oberfläche des Targets ein inhomogenes Magnetfeld (siehe Abb. 3.1), das die Elektronen aus dem Argonplasma auf Spiralbahnen zwingt. Der dadurch längere Weg der Elektronen zur Anode (Substratteller) erhöht die Stoßwahrscheinlichkeit mit neutralen Argonionen. Dies führt zu einer höheren Ionisationsrate des Argonplasmas. Ein weiterer Einflußparameter auf die Schichtkonstitution konnte durch das zusätzliche Verwenden einer HF- oder DC-Bias-Spannung am Substratteller erreicht werden. Im Fall der HF-Bias-Spannung wird eine Hochfrequenzspannung zwischen den Elektroden angelegt. Da die Plasmaionen eine weitaus größere Masse als die Elektronen aufweisen, können sie die Elektroden während einer Halbphase der Hochfrequenzspannung nicht erreichen, sondern schwingen im Plasma hin und

her. Das HF-Feld wurde nun so eingestellt, daß der Substratteller durch die geringere Masse der dem HF-Feld folgenden Elektronen negativ aufgeladen wird. Es entstand ein zusätzlicher Sputterprozeß in Richtung des Substrats. Hiermit wurden nicht nur die Schichtkonstitution und Schichteigenspannungen während der Beschichtung, sondern auch die Beschichtungsrate mit Verändern der Biasspannung beeinflusst. Ferner konnte der Sputterprozeß in Richtung des Substrats zum Ätzen der Substratoberfläche bei hohen Leistungen (500 W) vor der Beschichtung genutzt werden. Dies trug zur Erhöhung der Schichthaftung bei. In umgekehrter Weise können aber auch auf diese Art, wie oben erwähnt, nichtleitende, dielektrische Targets gesputtert werden.

3.1.3 Sputtertargets

Im Rahmen der Schichtentwicklung magnetostriktiver Materialien wurde zur Ermittlung einer optimalen Zusammensetzung im Hinblick auf magnetische und magnetostriktive Eigenschaften der Schichten eine Simultantargetanordnung benutzt. Diese Anordnung ermöglichte durch die kontinuierliche Einstellung der einzelnen Beschichtungsleistungen im Gegensatz zu Mosaiktargets eine leichtere Variation der Schichtzusammensetzung. Für die weitere Schichtentwicklung wurden Legierungstargets verwendet, die eine höhere Reproduzierbarkeit der Schichteigenschaften erlaubten. Aufgrund der unterschiedlichen Targetanordnungen und aufgrund von Unterschieden in den Beschichtungen, ist aber nur eine bedingte Übertragbarkeit der Ergebnisse möglich.

Simultantargetanordnung

Die Entwicklung magnetostriktiver Schichteigenschaften in Abhängigkeit der Stöchiometrie ist unter Verwendung einer Simultantargetanordnung bzw. eines Dreifachsputterkopfes (US Gun II der Fa. US Inc.) (Abb. 3.3) mit Elementtargets durchgeführt worden. Der Durchmesser des Dreifachsputterkopfes betrug 157 mm, der Abstand der Targets zum Drehteller ca. 100 mm. Die einzelnen Sputterquellen der Simultantargetanordnung unterschieden sich in der Stärke des Magnetronfeldes. So benötigt ein Eisentarget aufgrund der höheren magnetischen Abschirmung höhere Magnetfelder zum Zünden des Plasmas als ein Seltene Erdentarget. Durch die Geometrie des Dreifachsputterkopfes festgelegt, lagen die Achsen der Targets unter einem Winkel von 19° zur Vertikalen. Der Abstand zum Substratteller betrug ca. 100 mm. Durch die gezielte Einstellung der Sputterleistungen an den Targets war es möglich, fast jede

beliebige Schichtzusammensetzung zu erlangen. Die Sputterraten der einzelnen Elementtargets, d.h. das Schichtwachstum [ng/s] ist in Abhängigkeit der Sputterleistung [W] gemessen worden. Zu diesem Zweck wurden erfahrungsgemäß bei einem Argonpartialdruck von $4 \cdot 10^{-3}$ mbar die Sputterraten der Targets anhand des sich während der Beschichtung ändernden Frequenzverhaltens eines Schwingquarz-Schichtdickenmonitors (XTM/2 Fa. Leybold Inficon Inc.) bestimmt.

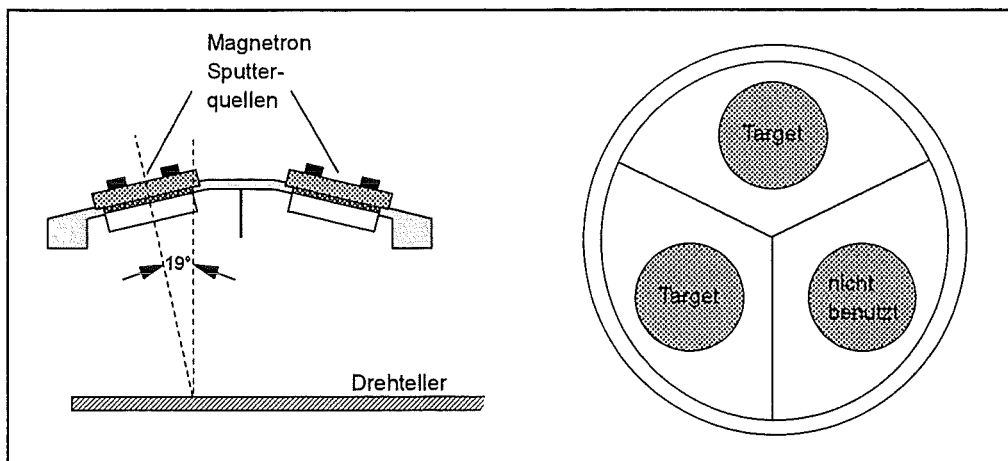


Abb. 3.3: Schematische Darstellung der Elementtargetanordnung des Dreifachsputterkopfes zur Variation der Schichtzusammensetzung. Das Bild ist nicht maßstäblich gezeichnet.

Sind die Kennlinien bekannt, so errechnen sich bei einer Vorgabe der Sputterleistung des Elementes A die benötigte Sputterleistung des Elementes B für eine gewünschte binäre Verbindung. Die Ergebnis sagt aus: Die auf das Atomgewicht normierte Sputterrate n_A und der prozentuale Anteil (Atom-%) c_A des Elementes A stehen im selben Verhältnis wie die normierte Sputterrate n_B und der prozentuale Anteil c_B des Elementes B. Zur Abschätzung der Stöchiometrie gilt deshalb der formale Zusammenhang:

$$\frac{n_A}{c_A} = \frac{n_B}{c_B} \quad (3.1)$$

Bei einer bestimmten Einstellung der Sputterleistungen und damit einer ersten Einstellung der Schichtzusammensetzung war zu beachten, daß die Bildung eines Erosionsgrabens im Target und seine kontinuierliche Vergrößerung während des Sputtervorgangs sowie die Lage der Substrate unter den Targets, Einfluß auf die Stöchiometrie haben können. Abweichungen zwischen den theoretischen Stöchiometrieabschätzungen und der chemischen Analyse

hergestellter Tb-Fe- und Sm-Fe-Schichten lagen daher nahe. Für den in der Schichtentwicklung verwendeten Dreifachsputterkopf standen die in Tabelle 3.1 aufgeführten Targets, vertrieben von der Fa. Advanced Products & Technologies GmbH (AP & T), zur Verfügung. Der Betriebsmodus DC bedeutet, daß die Targets mit Gleichspannung betrieben wurden.

| Target | Abmessungen (Durchmesser x Dicke) | Reinheit | Betriebsmodus |
|--------|--------------------------------------|----------|---------------|
| Tb | Ø 50 mm x 6 mm | 3 N | DC |
| Sm | Ø 50 mm x 6 mm | 3 N | DC |
| Fe | Ø 50 mm x 2 mm | 3 N | DC |

Tab. 3.1: Auflistung der im Dreifachsputterkopf verwendeten Targets.

Die Begründung der geringen Dicke des Fe-Targets gegenüber der Seltenen Erdentargets liegt in der starken magnetischen Abschirmung des Eisens.

Legierungstargets

Nach Optimierung der Schichten bezüglich der Magnetostraktion und der Stöchiometrie wurden zur weiteren Verbesserung der Eigenschaften für die direkte Anwendung bzw. zur leichteren und schnelleren Herstellung magnetostriktiver Aktoren drei Legierungstargets der Fa. Leybold Materials GmbH und der Vertriebsfirma AP & T verwendet, die mit Silberleitkleber auf speziellen Targethaltern befestigt wurden. Die Zusammensetzungen der Targets, ihre Abmessungen, die Reinheit nach Angaben des Herstellers sowie ihre Betriebsart sind in der folgenden Tabelle 3.2 aufgelistet.

| Targetzusammensetzung | Abmessungen (Durchmesser x Dicke) | Reinheit | Betriebsmodus |
|--|--------------------------------------|----------|---------------|
| Tb ₄₂ Fe ₅₈ (Leybold) | Ø 75 mm x 3 mm | 3 N | DC |
| Tb _{12,6} Dy _{29,4} Fe ₅₈ (Leyb.) | Ø 75 mm x 3 mm | 3 N | DC |
| Sm ₄₀ Fe ₆₀ (AP & T) | Ø 75 mm x 3 mm | 3 N | DC |

Tab. 3.2: Auflistung der in der Laboranlage verwendeten Legierungstargets.

Der Abstand der Targetoberfläche zum Drehteller betrug 50 mm. Wie beim Simultansputtern wurden die Legierungstargets im DC-Modus betrieben, wobei sich der Argonpartialdruck überwiegend auf $4 \cdot 10^{-3}$ mbar belief, da sich hier ein relativ geringer Argongehalt in den Schichten bei stabilen Plasmabedingungen ergab.

Um laterale Abweichungen der Schichtdicke [Was 92] oder der Stöchiometrie gering zu halten, wurden die Proben auf dem Drehteller so eng wie möglich um den Lotpunkt der Multitargetanordnung bzw. der Legierungstargetmitte gruppiert. Dabei nahmen die Substrate eine Fläche von etwa 11 bis 12 cm² ein. Die projizierte Fläche der Legierungstargets von 44,2 cm² wurde zu etwa $\frac{1}{4}$ von den Substraten bedeckt.

3.1.4 Substrate

Vorbehandlung der Substrate

Für eine bessere Schichthaftung fand eine Vorbehandlung zur Reinigung der Substratoberfläche in zwei Stufen statt:

- Vor dem Einbau in den Rezipienten wurden die Substrate zur Entfettung der Oberfläche für 15 Minuten in Aceton gelegt.
- Nach dem Einbau in den Rezipienten und dem Erreichen des Endvakuums fand das Sputterätzen zur Entfernung von Oxiden bei einer Leistung von 500 W für 10 Minuten statt.

Zur Bestimmung der Magnetostriktion sowie zur chemischen und strukturellen Analyse sind Substrate unterschiedlicher Materialien und Abmessungen verwendet worden, die den Anforderungen der Charakterisierungsverfahren genügen. In der folgenden Aufzählung der verschiedenen Substrate soll die Begründung für ihre Verwendung dargestellt werden:

- **Silizium der Orientierung (111) und (100)**

Im Hinblick auf vergleichbare Eigenschaften der charakterisierten und der in den Applikationen eingesetzten Schichten, fanden zur Messung von Schichteigenstressungen und zur Messung der Magnetostriktion Siliziumsubstrate der Dimension $25 \times 5 \times 0,280$ mm³, $25 \times 10 \times 0,280$ mm³ (111), $30 \times 4 \times 0,240$ mm³ und $30 \times 4 \times 0,280$ mm³ (100) als einseitig polierte

Biegebalken Anwendung, da die Schichteigenschaften empfindlich vom Substrat abhängen. Die lateralen Abmessungen der Biegebalken ergaben sich lediglich aus ihren verschiedenen technischen Herstellungsverfahren (Sägen, Ritzen und Brechen, LASER-Schneiden). Mechanische Größen wie der Elastizitätsmodul (E-Modul) und die Poissonzahl ν wurden aus der Literatur entnommen [Heu 91].

$$E_{111} = 169 \text{ GPa}, \nu = 0,262$$

$$E_{100} = 169 \text{ GPa}, \nu = 0,064$$

Bei Silizium-Wafern der Orientierung (100) wurden die Substrate einheitlich entlang des Flats (Kennzeichnung der Waferorientierung) geschnitten, da der E-Modul im Vergleich zu (111)-Wafern in der (100)-Ebene nicht invariant ist.

Für die Mikrosondenanalyse (EPMA) dienten polierte Siliziumsubstrate der Kantenlänge $15 \times 7 \times 0,5 \text{ mm}^3$ (111). Verfahrensbedingte Aufladungen der Schichten wurden durch die hinreichend gute Leitfähigkeit des p-dotierten Siliziumsubstrats abgeführt.

Desweiteren wurde mittels des „Scratch-tests“ (Ritztest) die Schichthaftung an diesen Substraten getestet.

Magnetisierungsmessungen der Schichten erfolgten mit Siliziumsubstraten der Abmessung $4 \times 9,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$ (111), die durch die Probenkammergeometrie des Magnetometers bestimmt ist.

Ein nicht zu kleiner Siliziumsplitter diente zur Bestimmung der Schichtdicke.

- **Glassubstrate**

Die Bestimmung der Schichtstruktur kalt abgeschiedener magnetostriktiver Dünnschichten durch die Röntgenstrukturanalyse erfolgte unter Verwendung beschichteter, röntgenamorpher Quarzglas- oder Borsilikatglassubstrate der Abmessung $7 \times 15 \times 1 \text{ mm}^3$. Eventuelle Beugungsbilder des zu untersuchenden Materials konnten damit besser identifiziert werden, da sie sich im Fall einer kristallinen Struktur vom potentiellen Röntgenbild des Substrats deutlich unterscheiden.

3.2 Schichtcharakterisierung

3.2.1 Elektronenstrahl-Mikroanalyse (EPMA)

Die Mikrosondenanalysen zur Bestimmung der Stöchiometrie der Schichten wurde mit der Mikrosonde (Fa. CAMECA) durchgeführt. Sie erlaubt je nach der verwendeten Hochspannung zur Beschleunigung der Elektronen (typische Spannungen 10 bis 15 kV) und je nach der Dichte des zu untersuchenden Materials eine Informationstiefe bis zu 1 μm , wobei die Informationsfläche 2 μm^2 beträgt.

Beschießt man eine Probe mit energiereichen Elektronen, so werden die Atome der Probe energetisch angeregt. Durch den Beschuß aus tieferen Energieniveaus herausgeschlagene Elektronen werden aus Elektronen höher liegenden Atomschalen besetzt, wobei anhand der Umbesetzung neben der Bremsstrahlung eine für die Atome charakteristische Röntgenstrahlung diskreter Energie entsteht. Die Röntgenstrahlung wird durch die Beugung an einem bekannten Spektrometerkristall analysiert. Die Beugungslinien und die Intensitäten des Spektrums werden mit denen gemessener Standards verglichen, um auf die Häufigkeit der vorkommenden Elemente zu schließen. Als Standards standen für die quantitative Analyse der Proben die folgenden Verbindungen zur Verfügung:

SmAl für Samarium, Fe für Eisen, TbSi für Terbium, DyFe₂ für Dysprosium, YFe₃O₅ für Sauerstoff und Si mit 5 % Ar für Argon.

3.2.2 Augerelektronenspektroskopie (AES)

Die Arbeitsweise der Augerelektronenspektroskopie ist ähnlich der der Mikrosondenanalyse. Hierbei können statt der durch Elektronenbeschuß emittierten Röntgenstrahlung aufgrund des Energieübertrags eines Röntgenquants Augerelektronen emittiert werden. Die kinetische Energie dieser Elektronen hat für jedes Element einen charakteristischen Wert. Dieses Verfahren ist wegen der geringen Austrittstiefe der Elektronen sehr oberflächensensitiv, so daß nur oberflächennahe Bereiche untersucht werden können. Aus diesem Grund wurde mit diesem Analyseverfahren die Oberflächenoxidation der Schichten untersucht. Durch ständiges Abtragen der oberen Schichtbereiche ist es ferner möglich, Tiefenprofile bezüglich der Schichtzusammensetzung in Abhängigkeit der Schichtdicke zu erhalten.

3.2.3 Röntgenstrukturanalyse (XRD)

Die röntgenographische Strukturuntersuchung ist u.a. eine der wichtigsten Analysemethoden zur Bestimmung der Gitterkonstanten oder der strukturellen Phasenidentifikation von Stoffen. Zu diesem Zweck wurde eine Röntgenbeugungsanlage (Fa. Seiffert PAT II) mit einer CuK_α -Strahlung benutzt, die im streifenden Einfall (oberflächensensitivere Strukturuntersuchung) aber auch im θ - 2θ -Modus betrieben werden kann. Im θ - 2θ -Modus verfährt der Detektor doppelt so schnell wie die zu untersuchende Probe. Die Netzebenenabstände von Kristallen mit Gitterebenenorientierung parallel zur Oberfläche der Probe werden mit der Braggschen Gleichung

$$n_w \lambda_w = 2 d \sin \theta \quad (3.2)$$

bestimmt. d ist der Netzebenenabstand, θ der halbe Beugungswinkel, λ_w die Wellenlänge der Röntgenstrahlung (hier 0,154 nm) und n_w eine ganze Zahl, die die Ordnung des gebeugten Strahls angibt. Ist die Gleichung durch genügend große Kristallite (> 10 nm) mit parallel zur Kristalloberfläche orientierten Gitterebenen erfüllt, so kommt es zu einer konstruktiven Interferenz der Röntgenstrahlen. Liegen zu wenig oder zu kleine Kristallite mit günstiger Gitterorientierung vor, so können nur wenige Röntgenstrahlen konstruktiv interferieren. Die Intensität wird geschwächt und auftretende Röntgenreflexe werden verbreitert. Anhand dieser Verbreiterung läßt sich eine mittlere Kristallitgröße bestimmen. Sind keine Röntgenreflexe zu verzeichnen, so spricht man von einer röntgenamorphen Struktur der Schicht.

3.2.4 Messung der Schichtdicke

Zur Bestimmung der Schichtdicken wurde ein Oberflächentastinstrument (Perthometer S6P) eingesetzt. Ein durch Abdecken eines Teils des Substrats während des Sputterns erzeugter stufenförmiger Übergang zwischen Schicht und Substrat wurde mittels einer Diamantspitze horizontal abgetastet. Es entsteht ein Oberflächenprofil dieser stufenförmigen Strukturierung. Anhand des durch die Stufe erzeugten Signals konnte die Höhe der Stufe, d.h. die Schichtdicke, ausgelesen werden. Die Messung der Schichtdicke mußte sehr genau erfolgen, da sie in jede nachfolgende Messung einging. Durch die beschränkte Auflösung des Meßverfahrens und durch die lateral nicht konstante Sputterrate ließ sich der Fehler der Schichtdicke mit etwa 5 % abschätzen.

3.2.5 Messung der Magnetisierung

Eine Ausrichtung der magnetischen Momente (magnetische Polarisation J oder Magnetisierung M) einer magnetostriktiven Schicht erreicht man durch das senkrechte oder parallele Einbringen der Probe in ein externes Magnetfeld. Die Magnetisierung erzeugt wiederum ein Magnetfeld, das in einer Pick-up-Spule eine Spannung induziert. Dazu wurde die Probe zwischen den Magnetpolen und der Pick-Up-Spule oszillierend bewegt (zeitliche Änderung des magnetischen Flusses der Schicht). Das von der Spule erzeugte Signal wurde mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers aufgenommen, durch einen Rechner eingelesen und mit der bekannten Magnetisierung einer Platinprobe geeicht. Die Veränderung des externen Feldes ermöglichte die magnetfeldabhängige Magnetisierung des magnetostriktiven Stoffes. Das zur Magnetisierung benutzte Vibrationsmagnetometer (Fa. Klein, Wissenschaftliche Elektronik GmbH) gestattete die Bestimmung der Magnetisierung bei Raumtemperatur und ist in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt.

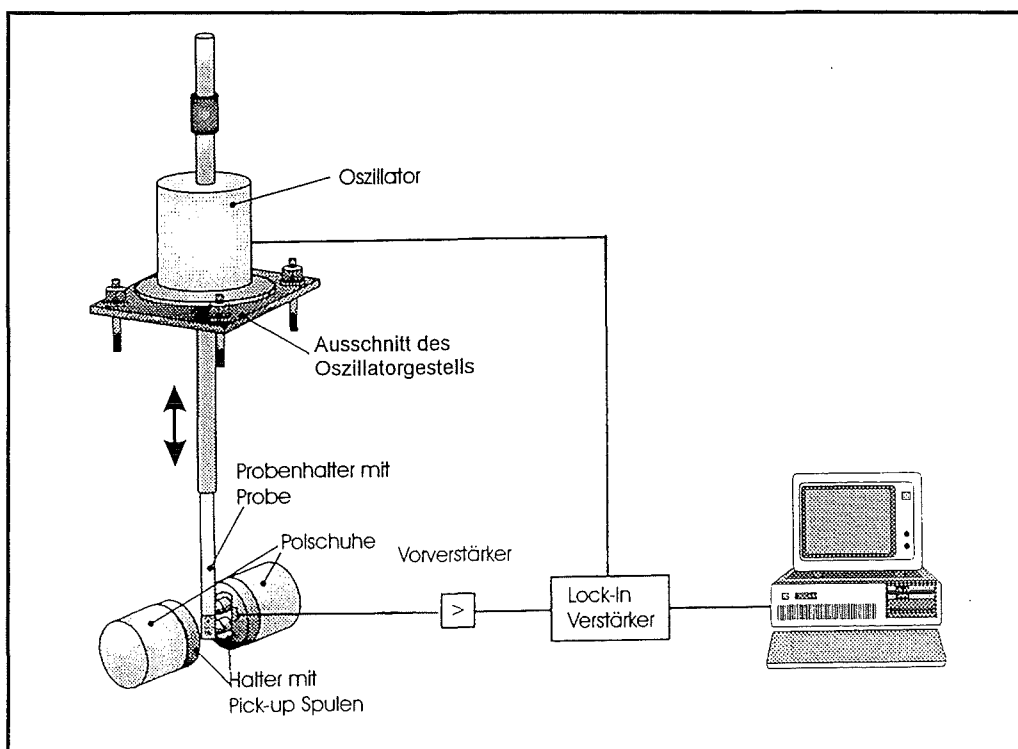


Abb. 3.3: Schematischer Aufbau des Vibrationsmagnetometers mit Auswerteelektronik.

Um das eigentliche Signal der magnetostriktiven Schicht zu erhalten, war es wichtig eine Leermessung sowie eine Messung des reinen Substrats durchzuführen. Diese beiden Signale wurden nun von der Gesamtmessung subtrahiert. Ein weiterer Parameter zur Auswertung der

Magnetisierung war das Schichtvolumen. Es konnte mit dem Fehler der Schichtdicke und den festen Abmessungen des Substrats bestimmt werden. Dazu addierte sich ein Fehler von etwa $\pm 2\%$ durch die Ausrichtung des Probenhalters bzw. der Probe von Hand senkrecht oder parallel zum Magnetfeld. Daraus ergab sich ein Fehler von etwa $\pm 7\%$.

3.2.6 Messung von Eigenspannungen

Bedingt durch thermische Belastungen beim Beschichtungsprozeß entstehen im Fall unterschiedlicher Wärmeausdehnungskoeffizienten der Substrat- und Schichtmaterialien thermische Eigenspannungen. Nicht nur thermische Eigenspannungen, sondern auch Eigenspannungen, die wachstumsbedingte Ursachen der Schicht beinhalten (intrinsische Eigenspannungen), tragen zu einer Gesamteigenspannung

$$\sigma = \sigma_{th} + \sigma_{int} \quad (3.3)$$

bei. Wachstumsbedingte Eigenspannungen können durch Beschichtungsparameter wie den Sputterdruck und die Beschichtungsleistung beeinflusst werden. Die durch σ entstehende Krümmung eines beschichteten Siliziumstreifens ermöglichte die Eigenspannungen mit der folgenden Formel [Hof 82] zu berechnen, indem man die Durchbiegung auf der halben Länge des Streifens $L/2$ mißt:

$$\sigma = \frac{4 D_s E_s t_s^2}{3(1 - \nu_s) t_f L^2} \quad (3.4)$$

D_s ist die Durchbiegung, L die Länge des Streifens. t_s ist die Dicke, E_s der E-Modul und ν_s die Querkontraktionszahl des Siliziumsubstrats. t_f stellt die Dicke der Schicht dar. Die Durchbiegung wurde mit einer horizontal verlaufenden Diamantspitze abgetastet. Um eine hohe Genauigkeit der Spannungswerte zu erhalten, war zu beachten, daß das verwendete Substrat vor der Beschichtung völlig eben war.

3.2.7 Messung der Magnetostriktion

Ein Biegebalken-Meßverfahren, bei dem die Magnetostriktion der Schichten durch eine kapazitive Meßmethode bestimmt wird, wurde von [Klo 76] entwickelt. Dabei bildet ein Teil

der Biegebalkenfläche mit einem gleichflächigen gegenüberliegenden Metallplättchen eine Art Plattenkondensator. Die angelegte Wechselspannung eines Oszillators kann sich um 10 bis 100 Hz ändern, wenn der Kondensator durch die durch Magnetostriktion verursachte Auslenkung des Biegebalkens seinen Plattenabstand und damit seine Kapazität verändert. Anhand der Frequenzänderung und der Auslenkung des Biegebalkens kann die Magnetostriktion berechnet werden. Tam und Schroeder [Tam 88] entwickelten einen Meßaufbau zur direkten Bestimmung der Sättigungsmagnetostriktion von Dünnschichten. Die magnetostriktive Dehnung wird durch ein rotierendes Magnetfeld einer Helmholtzspule (20 Hz) in der Schichtebene erzeugt. Ein fest eingespannter, magnetostriktiver Biegebalken oszilliert dadurch bei einer Frequenz von 40 Hz, der zweiten harmonischen Schwingung. Ein am Balkenende reflektierender Laserstrahl wird über ein Spiegelsystem auf Positionssensoren gelenkt, die die Auslenkung des Biegebalkens messen. Durch eine Beziehung zwischen der Richtung des rotierenden Magnetfeldes, der Meßrichtung und der Definition der Sättigungsmagnetostriktion, kann über die zeitabhängige Auslenkung bzw. Krümmung des Biegebalkens [Klo 76] die Sättigungsmagnetostriktion im Bereich 10^{-7} bis 10^{-8} ermittelt werden.

Zur Messung der Magnetostriktion wurde in Anlehnung an [Tam 88] ein Meßstand entwickelt, der die Bestimmung der magnetostriktiven Dehnung für eine statische Auslenkung des Biegebalkens erlaubt (Abb.3.4).

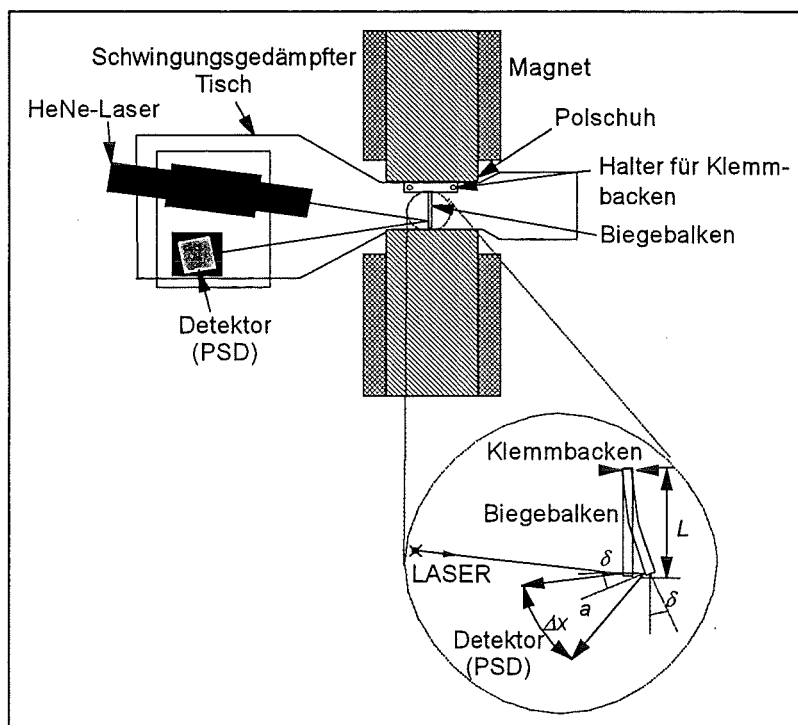


Abb. 3.4: Darstellung des zur Magnetostruktionsmessung verwendeten Meßstandes.

Die Auswertung der Magnetostriktion beruht auf der nach [Lac 94] entwickelten bereits in Abschnitt 2.2.3 erwähnten Biegebalkenmethode. Der zu messende Biegebalken stellt ein Substrat-Funktionsschichtverbund dar, der in seiner freien Länge parallel zu den magnetischen Feldlinien in einer Klemmvorrichtung fest eingespannt ist. Die Auslenkung des Balkens wurde über die Ablenkung eines auf seinem freien Ende reaktierenden Laserstrahls gemessen. Die Ablenkung des Laserstrahles ließ sich auf einem PSD (Position Sensitive Detector) durch eine elektrische Spannung anzeigen und in die Wegstrecke Δx umrechnen. Die Empfindlichkeit des PSD beträgt $\Delta x \approx \pm 5 \mu\text{m}$. Aus der Wegstrecke Δx , aus dem Abstand a zwischen Detektor und Biegebalken und der freien Länge L des Biegebalkens ergab sich durch geometrische Überlegung (siehe Anhang) für den lokalen Ablenkwinkel die Auslenkung z am Ende des Balkens:

$$z = \frac{L}{4a} \Delta x \quad (3.5)$$

Da die Magnetostriktion parallel zum Magnetfeld gemessen wurde, ist bei der zur Auswertung für λ herangezogenen Gleichung 2.44 die Auslenkung z_{\perp} null gesetzt worden. Gleichung 2.44 hat demnach nach Einsetzen von Ausdruck 3.8 betragsmäßig die Form:

$$\lambda_{\parallel} = \frac{1}{12} \frac{1}{aL} \frac{t_s^2}{t_f} \frac{E_s(1+\nu_f)}{E_f(1+\nu_s)} \cdot \Delta x \quad (3.6)$$

Der Betrag des magnetoelastische Kopplungskoeffizient b (Gleichung 2.45) geht daraufhin über in die Beziehungen:

$$\lambda_{\parallel} = \frac{-b_{\parallel} (1+\nu_f)}{E_f} \quad (3.7)$$

$$b_{\parallel} = \frac{1}{3} \frac{t_s^2}{t_f L^2} z_{\parallel} \frac{E_s}{(1+\nu_s)} \quad (3.8)$$

$$b_{\parallel} = \frac{1}{12} \frac{1}{aL} \frac{t_s^2}{t_f} \frac{E_s}{(1+\nu_s)} \cdot \Delta x \quad (3.9)$$

Aufgrund des Fehlers der Schichtdickenmessung t_f , der Messung der Biegebalkenlänge L , des Abstands a , der Substratdicke t_s und der Unsicherheit der festen Einspannung betrug die Abschätzung des Fehlers der Magnetostriktion und des Kopplungskoeffizienten etwa 10 %.

Elastische Eigenschaften

Die für die Funktionsschichten Tb-Dy-Fe und Sm-Fe angenommenen elastischen Materialdaten belaufen sich auf einen effektiven E-Modul von 50 GPa ($\nu_f = 0$). Messungen von Mencik et al. [Men 96] zeigten anhand einer Nanoindentermethode und einer Biegemethode Werte von 78,4 GPa ($\nu_f = 0,3$) bzw. 59,1 GPa ($\nu_f = 0,3$) für Tb-Dy-Fe. Letzterer Wert stimmt aufgrund ähnlicher Belastungsverhältnisse bei der magnetostriktiven Dehnung mit dem in der Arbeit verwendeten effektiven E-Modul gut überein. Der magnetfeldabhängige E-Modul (ΔE -Effekt) wurde bei Auswertungen ebenfalls vernachlässigt, da dieser in amorphen, magnetostriktiven Schichten kaum in Erscheinung tritt. Der Kopplungskoeffizient b kommt jedoch ohne Kenntnis dieser Materialdaten aus und ist ein Parameter zur bereits erwähnten Charakterisierung der Funktionsschichten in bezug auf technische Anwendungen.

3.3 Magnetostriktive Biegebalken als Aktoren

3.3.1 Modellierung mittels Finiter Elemente (FEM)

Biegebalken können nicht nur zur Bestimmung der Magnetostriktion, sondern auch als Aktoren wie Lichtstrahlableitungselemente, Verschlußmechanismen für Ventile und Schalter in der Mikromechanik Anwendung finden. Für immer kompliziertere Designs von Aktoren ist es oft nicht mehr möglich, analytische Berechnungsmethoden zur Simulation ihres mechanischen Verhaltens zu verwenden. Aus diesem Grund diente eine vorläufige Studie über Biegebalkenaktoren-Designs als Verhaltensmuster für spätere Membranaktoren, die für konkrete Anwendungen entwickelt werden sollten. Das FEM-Programm (COSMOS/M) stand als Hilfsmittel zur mechanischen Simulation komplexerer Strukturen bereit. Die Generierung des FEM-Modells erfolgte bei einem einfach positiv magnetostriktiv beschichteten Biegebalken, sogenannte Unimorphe, mit 3-dimensionalen sowohl als auch mit 2-dimensionalen Elementen (siehe Anhang). Die verwendete Programmversion schränkte die Anzahl der Elemente und Knotenpunkte stark ein. Die dadurch entstehende grobe

Diskretisierung der Biegebalken verursachte trotz einem daraus entstehenden schlechten Aspektverhältnis der Volumenelemente keine bedeutenden Unterschiede der Ergebnissen. Das Programm des 3-dimensionalen FEM-Modells sei an dieser Stelle als Beispiel mit aufgeführt (siehe Anhang). Das generierte Biegebalkenaktor-Modell eines 2-dimensionalen unimorphen Biegebalkens ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die positiv magnetostriktive Schicht befindet sich auf der Oberseite. Der Aktor ist in seinem ausgelenkten Zustand abgebildet.

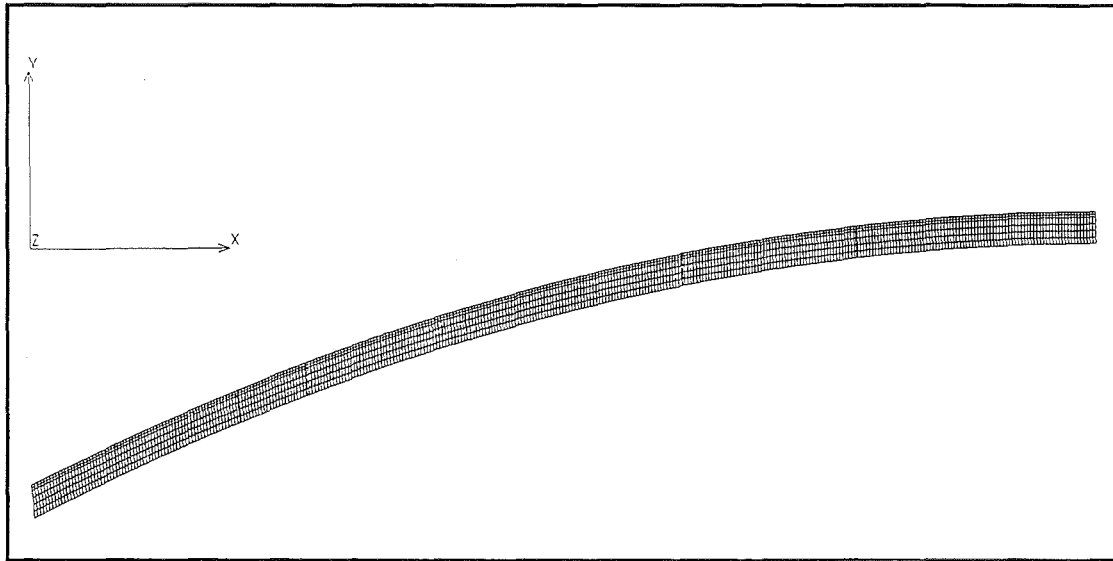


Abb. 3.5: FEM-Modell eines unimorphen Biegebalkens mit 2-dimensionalen Flächenelementen. Abmessungen: $L = 5 \text{ mm}$, $w = 1,5 \text{ mm}$, $t_s = 50 \text{ }\mu\text{m}$, $t_f = 10 \text{ }\mu\text{m}$.

Zur Simulation einer möglichen Verstärkung der Auslenkung durch die magnetostriktive Dehnung wurde das FEM-Modell eines Biegebalkens erstellt (Abb. 3.6), der mit magnetostriktiven Materialien unterschiedlicher magnetostriktiver Vorzeichen beschichtet war (Bimorph). Die positiv magnetostriktive Schicht befindet sich auf der Oberseite, die negativ magnetostriktive Schicht auf der Unterseite. Durch die Kontraktion der auf der Unterseite befindlichen negativ magnetostriktiven Schicht (Sm-Fe) wird die entstehende Druckspannung eines sich nach unten auslenkenden Biegebalkens verstärkt. Die Dehnung der positiv magnetostriktiven Schicht (Tb-Dy-Fe) auf der Oberseite wird somit unterstützt und damit die Zugspannung oberhalb der neutralen Faser des Balkens ebenfalls verstärkt. Der zur Berechnung verwendete E-Modul der Schichten E_f^{eff} beschränkte sich auf den effektive E-Modul. Dabei konnten die Querkontraktionszahlen ν im FEM-Programm gleich null gesetzt werden. Für Silizium wurde der E-Modul E_s und die Querkontraktionszahl ν_s entlang des Waferflats verwendet:

$$E_s = 169 \text{ GPa}, \nu_s = 0,064$$

$$E_f^{\text{eff}} = 50 \text{ GPa}$$

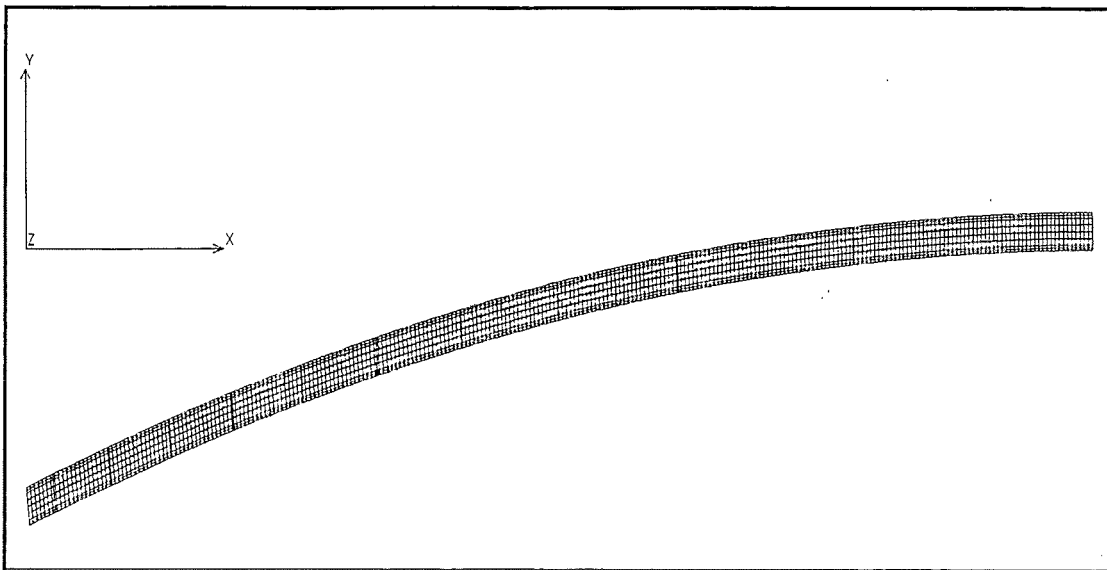


Abb. 3.6: FEM-Modell eines bimorphen Biegebalkens mit 2-dimensionalen Flächenelementen. Abmessungen: $L = 5 \text{ mm}$, $w = 1,5 \text{ mm}$, $t_s = 50 \mu\text{m}$, $t_f = 2 \times 10 \mu\text{m}$.

3.3.2 Unimorphe und bimorphe Biegebalken

Zur Realisierung einseitig Tb-Dy-Fe-beschichteter Biegebalkenaktoren wurde beidseitig poliertes Silizium der Dicke $50 \mu\text{m}$ und der Orientierung (100) verwendet. Da das Silizium eine hohe Sprödigkeit hat, erwies sich ein Aufkleben des Aktors auf einen Sockel und das nachträgliche Einspannen des Sockels in eine Klemmvorrichtung als sinnvoll. Der beidseitig beschichtete Aktor (Tb-Dy-Fe/Si/Sm-Fe) bestand aus dem gleichen o.g. Substratmaterial. Nach dem Aufbringen der negativ magnetostriktiven SmFe-Schicht mußte das Vakuum des Rezipienten gebrochen werden, um die Biegebalkenaktoren für die Beschichtung des Tb-Dy-Fe zu präparieren.

Die Messung der Aktorauslenkung z in Abhängigkeit der magnetischen Flußdichte $\mu_0 \cdot H_{\text{ext}}$ erfolgte unter Verwendung der Gleichung 3.5, wobei die Abmessungen Breite $w = 1,5 \text{ mm}$, freie Länge $L = 5 \text{ mm}$ und Schichtdicke(n) $t_f = 10 \mu\text{m}$ gewählt wurden. Die Unsicherheit in der freien Länge L des Aktors, des Abstands a und der Positionierung des Lasers auf dem Aktor ließ eine Abschätzung des Fehlers von ± 5 bis $\pm 10 \%$ zu. Ein Vergleich der analytischen Rechnung für den Fall des Unimorphs mit dem FEM-Modell wurde durchgeführt.

3.4 Magnetostruktive Membranaktoren

3.4.1 Modellierung strukturierter Membranen mittels Finiter Elemente (FEM)

Das FEM-Modell einer halben, fest eingespannten Membran im Ein- und Zweischichtverbund wurde als 2-dimensionales Bauelement erstellt. Die Verwendung von speziellen Flächenelementen gestattet nicht nur die Realisierung der benötigten Element-Aspektverhältnisse, sondern auch eine benötigte radialsymmetrische Berechnung der Membrankonstruktionen. Aufgrund der Symmetrie wurde im Gegensatz zu den Biegebalken der effektive E-Modul für Si (100) von 181 GPa ($\nu_s = 0$) verwendet.

Mit der FEM-Modellierung war es möglich, eine Strukturierung der Funktionsschicht auf den Membranaktoren zu simulieren. Die hier angewendete Strukturierung wurde durch einen funktionsschichtfreien Bereich mit dem Radius r im Zentrum der Membran realisiert. Dadurch entstand ein un stetiger Übergang zwischen Substrat und Funktionsschicht. Das FEM-Modell einer solchen strukturierten, unimorphen Membran mit einer positiv magnetostruktiven Schicht auf der Oberseite ist in Abbildung 3.7 dargestellt.

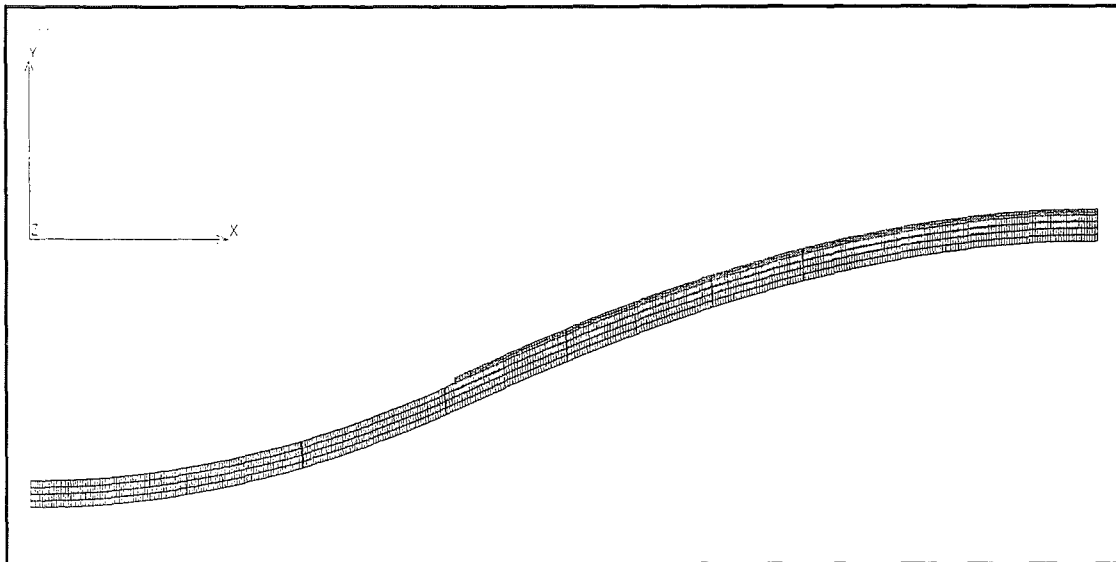


Abb. 3.7: FEM-Querschnittsmodell einer strukturierter, unimorphen Membran mit einem beschichteten und einem unbeschichteten Bereich auf ihrer Oberseite. Abmessungen: $R = 5 \text{ mm}$, $t_s = 50 \text{ }\mu\text{m}$, $t_f = 10 \text{ }\mu\text{m}$.

Die Koordinaten des Membranmodells konnten durch die einfache, 2-dimensionale Modellgeometrie leicht variiert werden. Um das Verhalten solcher Membranen zu studieren,

wurden Veränderungen im Bereich der beschichteten und funktionsschichtfreien Flächen sowie der Substrat- und Schichtdicken durchgeführt. Das FEM-Modell der unimorphen Membran wurde so erweitert, daß eine in ihrer Geometrie identische, negativ magnetostriktive Schicht auf der gegenüberliegenden Seite die Membran in einen bimorphen Aktor (Abb. 3.8) überführt. Das Konzept, eine Leistungssteigerung (Auslenkung, Druckübertragung) der Membran zu simulieren, konnte so verwirklicht werden.

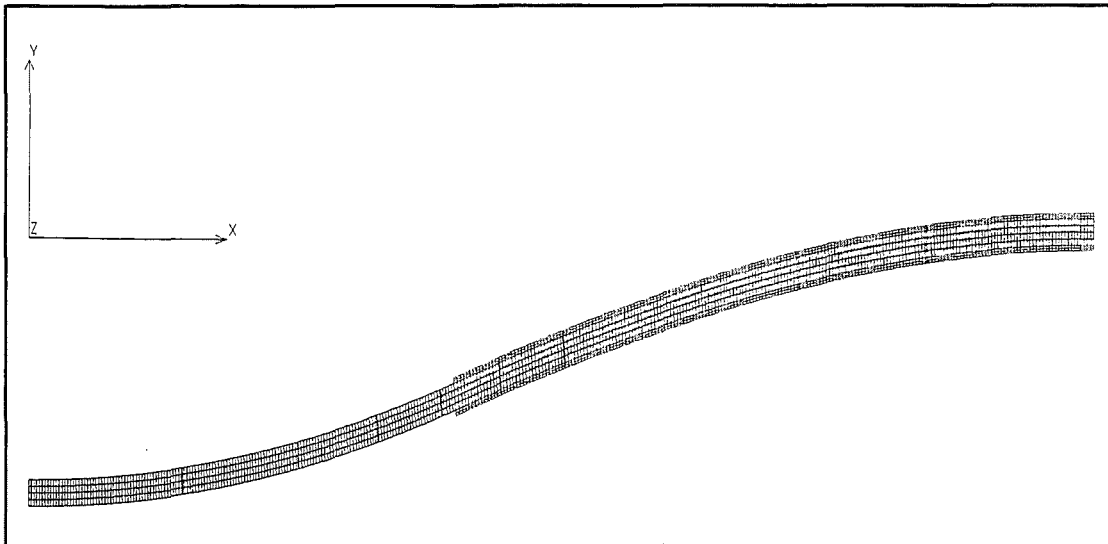


Abb. 3.8: FEM-Querschnittsmodell einer strukturierten, bimorphen Membran mit auf ihrer Ober- und Unterseite beschichteten und unbeschichteten Bereichen. Abmessungen: $R = 5\text{mm}$, $t_s = 50\ \mu\text{m}$, $t_f = 2 \times 10\ \mu\text{m}$.

3.4.2 Unimorphe und bimorphe Membranen

Die Strukturierung der magnetostriktiven Schicht auf einem runden Siliziumsubstrat ($\varnothing 18\text{mm}$) der Orientierung (100) und der Dicke $50\ \mu\text{m}$ konnte mittels einer einfachen Schattenmaskierung durch kleine Messingkegel unterschiedlichen Durchmessers realisiert werden. Um ein Verschieben der kegelförmigen Masken zu verhindern, mußten man sie mit einer vakuumfesten Paste fixieren, die nach dem Beschichtungsprozeß mit Aceton entfernt werden konnte. Der strukturierte Schichtverbund wurde auf einen Messingring mit einem Innendurchmesser von 10mm mit Zwei-Komponentenkleber aufgeklebt, so daß eine Membran von 10mm Durchmesser entstand. Abbildung 3.9 soll die Produktionsschritte zur Herstellung der Testmembranen verdeutlichen.

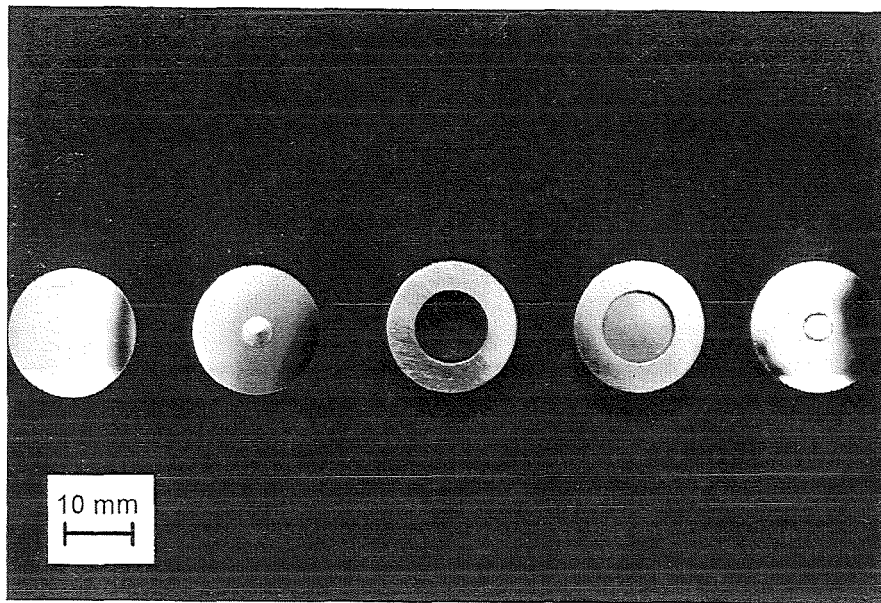


Abb. 3.9: Realisierung einer strukturierten Membran. Die Produktionsschritte bestehen von links nach rechts aus: Siliziumsubstrat (Dicke $50\ \mu\text{m}$), Maskierung des Substrats, Messingring als Membransockel, fertig gesputterte und aufgeklebte Membran (Ansicht Rückseite), fertig strukturierte und aufgeklebte Membran (Aufsicht).

Nach dem Sputtern der strukturierten negativ magnetostriktiven SmFe-Schicht wurde ebenfalls nach dem Belüften des Rezipienten und dem Wenden der Substrate die Beschichtung mit Tb-Dy-Fe vorgenommen. Die Reihenfolge der Beschichtung war dabei bedeutungslos. Ähnliche thermische Ausdehnungskoeffizienten der beiden Funktionsmaterialien erlauben eine annähernde Kompensation thermischer Eigenspannungen. Dennoch verbleiben aber trotz höherer Steifigkeitsverhältnisse des Schichtverbundes im Vergleich zu den unimorphen Membranen, kleinere Krümmungen des Aktors. Diese Krümmung wurde durch verschiedene sputterbedingte, intrinsische und geringe thermische Eigenspannungen der Schichten nach dem Beschichtungsprozeß verursacht. Die Fixierung auf einem Messingring erfolgte auf die gleiche Weise wie die der unimorphen Membran.

3.4.3 Prinzip der Messung statischer und dynamischer Eigenschaften

Zur Messung kleiner Membranauslenkungen wurde ein Laser-Doppler-Vibrometer (Fa. Polytec) zur Bestimmung der Auslenkung im statischen sowie im dynamischen Fall eingesetzt. Das verwendete Laser-Doppler-Vibrometer arbeitet nach dem Prinzip eines Mach-Zehnder-Interferometers, wie es in der Abbildung 3.10 schematisch dargestellt ist [Lew 90].

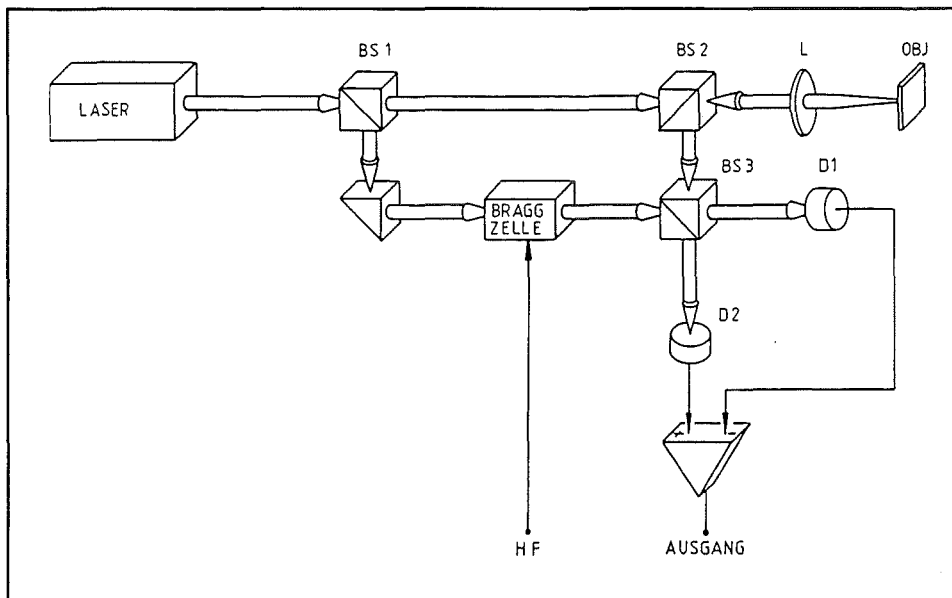


Abb. 3.10: Prinzipdarstellung des Laser-Doppler-Vibrometers mit der Frequenzmodulation durch die Bragg-Zelle nach [Lew 90].

Laserlicht wird in einem Strahlteiler BS 1 in den Meßstrahl 1 und den Referenzstrahl 2 aufgespalten. Der Referenzstrahl 2 trifft auf den Strahlteiler BS 3 und von da auf einen Photodetektor D. Der Meßstrahl 1 erreicht, nachdem er auf das Objekt getroffen und von BS 2 teilweise auf BS 3 umgelenkt worden ist, ebenfalls den Detektor. Die durch ihn detektierte Intensität durch Interferenz der beiden Strahlen erhält die gewünschte Information über den Ort und den Bewegungszustand des zu messenden Objekts (Membran). Der zweite Detektor (D) bzw. D 1 kann einen zweiten Interferenzstrahl zur Reduzierung des Grundrauschens des Detektionssystems weiterverarbeiten. Die Bragg-Zelle dient zu einer Frequenzverschiebung und damit zur Richtungserkennung des von der Membran reflektierten Signals. Das Vibrometer erfüllt die Spezifikationen: Auflösung 4 nm, max. Meßbereich 82 mm, max. Frequenz 100 kHz, max. Geschwindigkeit 10 m/s.

Für die statische Membranauslenkung wurde eine Konstantstromquelle zum Betrieb der Feldspule bis 1 Ampère verwendet. Die Erzeugung eines sinusförmigen Magnetfeldes zur

dynamischen Messung der Membranen wurde mit Hilfe eines nachverstärkten Frequenzgenerators durch einen sinusförmigen Ausgangsstrom realisiert. Der frequenzabhängige, induktive Widerstand des in der Messung verwendeten induktiven Stromkreises (Abb. 3.11) mußte durch ständiges Nachregeln der Spannung konstant gehalten werden. Die Bestimmung des Magnetspulenstroms erfolgte über ein Oszilloskop, mit dem die Spannung an einem Shuntwiderstand von $1\ \Omega$ abgegriffen wurde.

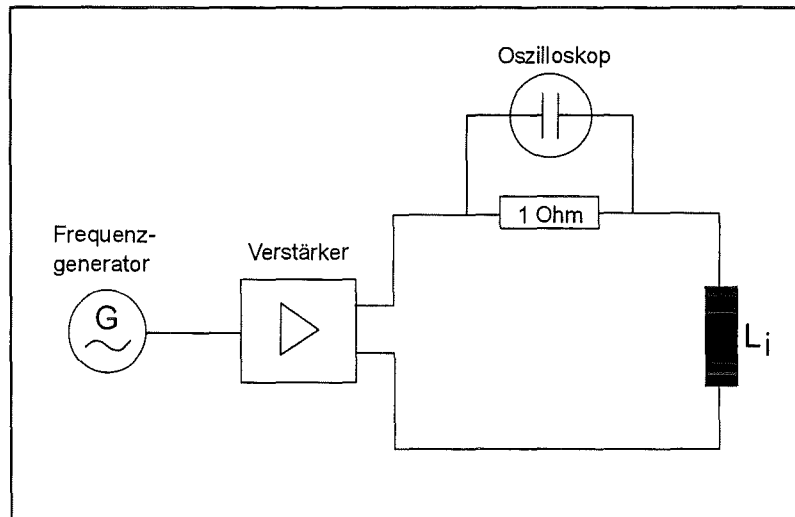


Abb. 3.11: Schaltbild des induktiven Stromkreises zur Aktivierung der Membranen. L_i ist die Induktivität der magnetischen Flußführung.

4 Ergebnisse

4.1 Magnetostruktive Schichten

Die in dieser Arbeit dargestellte Entwicklung der positiv und negativ magnetostruktiven Schichten erfolgte nach verschiedenen Ansätzen. Die Schichtdicken wurden dabei auf 3 bis 4 μm festgelegt, da die Forderung $t_f \ll t_s \ll w < L$ nach [Lac 94] hinreichend erfüllt sein mußte.

1. Da die magnetischen und magnetostruktiven Eigenschaften hochmagnetostruktiver, kristalliner Verbindungen Tb-Fe und Sm-Fe bekannt waren, stellte sich die Frage, in welchem Umfang sich diese Eigenschaften bei durch Sputtern abgeschiedenen amorphen Dünnschichten in Abhängigkeit der Stöchiometrie veränderten.
2. Da amorphe TbFe- und SmFe-Materialien auch anisotrope, magnetische Eigenschaften aufweisen können, lag auch hier nahe, diese gerade bei Tb-Fe durch die Substitution von positiv magnetostruktivem Dysprosium herabzusetzen, um leichtere Magnetisierungen zu erhalten.
3. In Hinblick auf Anwendungen in der Mikrotechnik waren ferner hohe Magnetostruktionswerte bei möglichst kleinen Magnetfeldern und kleine Hysteresen durch weichmagnetisches Verhalten zu erzielen. Gerade in der Mikrotechnik sind aufgrund nur kleiner realisierbarer Magnetfelder Eigenschaften dieser Art zwingend.

4.1.1 TbFe und TbDyFe-Schichten

4.1.1.1 Schichtzusammensetzung

Simultansputtern mit einem Tb- und Fe-Target

Die experimentelle Bestimmung der Beschichtungsraten der Elementtargets diente zur Berechnung der gewünschten Schichtzusammensetzung nach Gleichung 3.1 und zur Bestimmung der einzelnen Sputterleistungen. Zur Erzeugung von Schichten mit unterschiedlicher Zusammensetzung wurde das in Absatz 3.1.3 beschriebenen Verfahren des Simultansputterns angewendet. Der Abtrag der Elementtargets erfolgt jedoch nicht gleichmäßig. Bedingt durch das Magnetronsputtern bildet sich ein konzentrischer Erosionsgraben in den Targets, der die Depositionrate durch einen veränderten Einfallswinkel

der Argonionen zum Target herabsetzt. Dadurch ergeben sich nach längerer Benutzung Abweichungen der Zusammensetzung. Die Kennlinien der bei einem Argondruck von $4 \cdot 10^{-3}$ mbar aufgenommenen Beschichtungsrate für Eisen in Abhängigkeit der Sputterleistungen (>200 W) zeigen nach Abbildung 4.1 für verschiedene Erosionsgrabentiefen Unterschiede in der Abtragsrate.

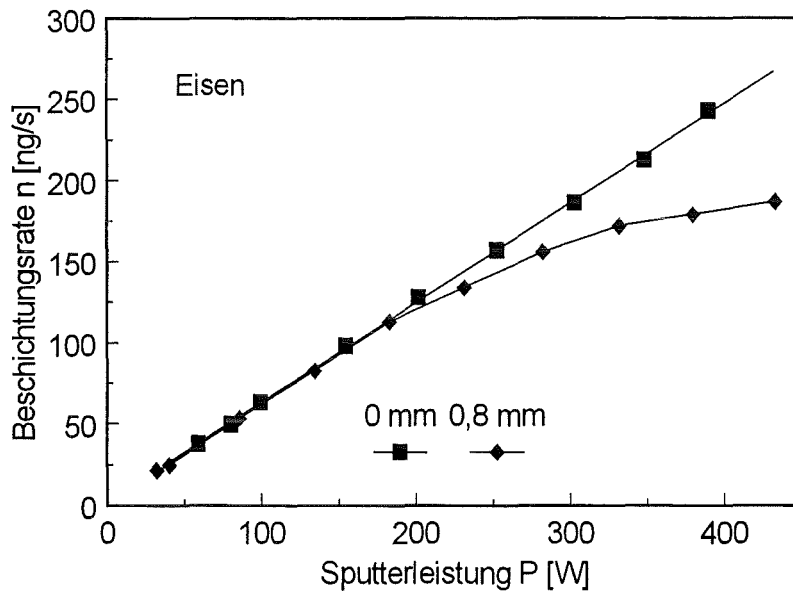


Abb. 4.1: Beschichtungsrate des 2 Zoll Eisentargets bei zwei verschiedenen Erosionsgrabentiefen, die jeweils vor der Beschichtung bestimmt wurden. $p_{Ar} = 4 \cdot 10^{-3}$ mbar.

Gerade bei ferromagnetischen Materialien war dieser Effekt sehr ausgeprägt, da die starke Abschirmung des Magnetrons durch das beim Abtrag dünner werdende Target geringer wurde. Die Wahl der Sputterleistung von 200 W für Eisen als feste Targetleistung erweist sich daher als sinnvoll, da bei einer relativ hohen Beschichtungsrate geringe Abweichungen in Abhängigkeit der Grabentiefe zu verzeichnen waren.

In ähnlicher Weise verändert sich die Beschichtungsrate von Terbium (Abb. 4.2). Seine Depositionsrate liegt aus Gründen der geringeren Abschirmung des Magnetrons und der geringeren Bindungsenergie ($E_B = 4,05$ eV/Atom) um etwa das 2-fache höher als die des ferromagnetischen Eisens ($E_B = 4,28$ eV/Atom). Der minimale bzw. der maximale Meßwert der Kennlinie legt den einstellbaren Stöchiometriebereich der Schichten fest. Die in Abhängigkeit der Erosionsgrabentiefe geringfügig unterschiedlichen Sputterraten für Terbium wurden im Bereich kleiner 155 W variiert, um die gewünschten Schichtzusammensetzungen zu erhalten.

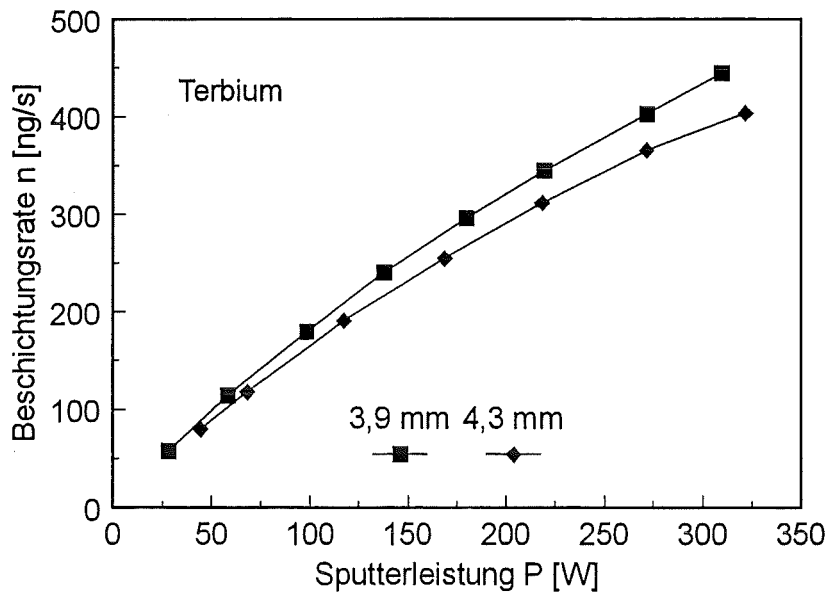


Abb. 4.2: Beschichtungsrate des 2 Zoll Terbiumtargets bei zwei verschiedenen Erosionsgräbentiefen, die jeweils vor der Beschichtung bestimmt wurden. $p_{Ar} = 4 \cdot 10^{-3}$ mbar.

Die zur Untersuchung der magnetostriktiven Eigenschaften hergestellten Schichten zeigen aufgrund einer möglichen inhomogenen Sauerstoffverteilung Abweichungen bis über vier Prozent zwischen den errechneten und den EPMA-analysierten Zusammensetzungen. Tabelle 4.1 listet als Grundlage zur Optimierung von TbDyFe-Schichten fünf TbFe-Schichten, deren Herstellung bei $4 \cdot 10^{-3}$ mbar Argondruck erfolgte, auf.

| Errechneter Terbiumanteil x [at-%] | Sputterleistung am Terbiumtarget bei $P_{Fe} = 200$ W [W] | Terbiumanteil x ohne Verunreinigungen [at-%] |
|--|---|--|
| 33 | 88 | 37,0 |
| 36 | 104 | 40,2 |
| 41 | 133 | 38,7 |
| 43 | 145 | 48,8 |
| 44 | 153 | 49,2 |

Tab. 4.1: Gegenüberstellung der errechneten und der analysierten Zusammensetzung bei einem Argondruck von $4 \cdot 10^{-3}$ mbar hergestellten TbFe-Schichten. Die rechte Spalte zeigt die EPMA-Analyse.

Bei diesem Druck konnten meist geringe Schichtverunreinigungen bei noch stabilen, also im Rahmen dieser Arbeit optimalen Plasmabedingungen, beobachtet werden. Kleinere Drücke ergaben zum Teil ein unregelmäßiges Brennen des Argonplasmas.

Tb-Fe- und Tb-Dy-Fe-Legierungstargets

Die Entwicklung von TbFe -Schichten ergab, daß sich mit der Zusammensetzung von 41 bis 43 Atom-% Terbium hochmagnetostriktive Schichten erzeugen lassen. Die gefundene Stöchiometrie gab Anlaß, ein Terbium-Eisen-Target mit der Zusammensetzung $Tb_{42}Fe_{58}$ und ein Terbium-Dysprosium-Eisen-Target mit einer Zusammensetzung $(Tb_{30}Dy_{70})_{42}Fe_{58}$ für die weitere Schichtentwicklung zu benutzen. Das Verhältnis Tb/Dy (30/70) wurde in Anlehnung an das von Clark [Cla 74] in polykristallinem Material gefundene Verhältnis zur Minimierung der magnetischen Anisotropie gewählt. Bei der mit dem Terbium-Dysprosium-Eisen-Target weitergeführten Schichtentwicklung hat sich z.B. eine geringfügige aber dennoch bemerkbare Veränderung der Schichtstöchiometrie (analysiert mit EPMA) in Abhängigkeit verschiedener Sputterparameter ergeben. Der Terbium- und Dysprosiumanteil blieb in Abhängigkeit der Sputterleistung (ca. 200 bis 300 W) konstant und somit auch die Eisenkonzentration. Die Verunreinigung durch das chemisch inaktive Argon beläuft sich auf etwa 1,2 Atom-% (Abb. 4.3). Der durch Kontamination und Oxidation bedingte reaktive Sauerstoffanteil liegt mit 6 bis 7 Atom-% höher.

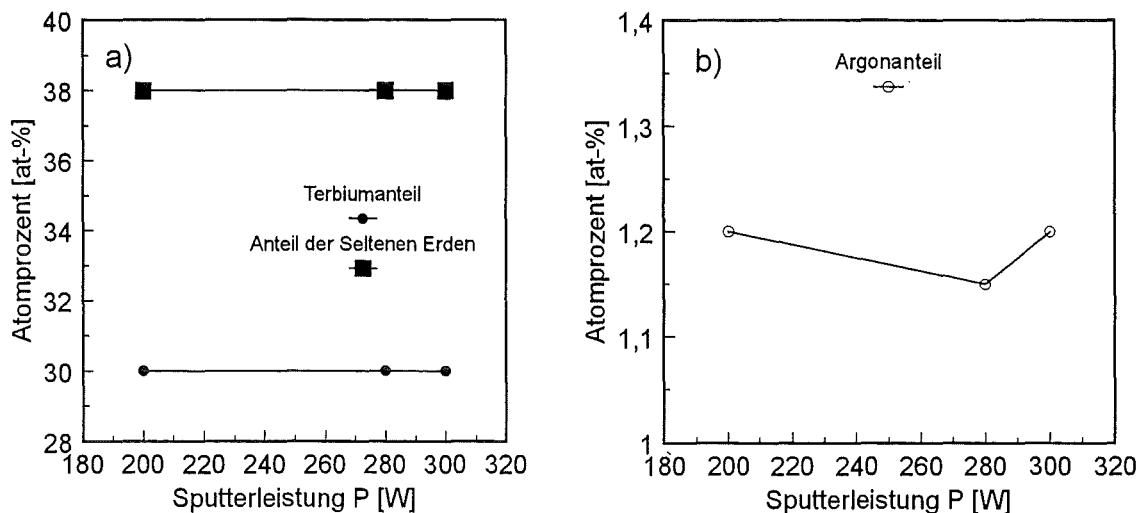


Abb. 4.3: Schichtzusammensetzung a) von $(Tb_xDy_{1-x})_yFe_{1-y}$ ohne Verunreinigung und b) der Argonanteil der Schichten in Abhängigkeit der Sputterleistung bei einem Argondruck von $4 \cdot 10^{-3}$ mbar. Die Schichten wurden ohne Bias-Spannung hergestellt.

Dabei ist zu berücksichtigen, daß der Sauerstoffanteil ebenfalls nicht homogen in Abhängigkeit der Schichtdicke verteilt ist. In Abhängigkeit der Bias-Spannung (0 bis 230 V) erhöht sich die Eisenkonzentration aus Gründen der größeren Sublimationsenthalpie der Seltenen Erden, wobei der Terbiumgehalt ebenfalls nahezu konstant bleibt. Die Sauerstoffverunreinigung der Schichten bewegt sich in derselben Größenordnung wie der Sauerstoffanteil in Abhängigkeit der Sputterleistung. Der Einschluß des Argons in den Schichten steigt hier um ca. 3 Atom-%, da durch die Erhöhung der Bias-Spannung mehr Ar^+ -Ionen in die auf leicht negativem Potential liegenden Schichten eingebaut werden können (Abb. 4.4).

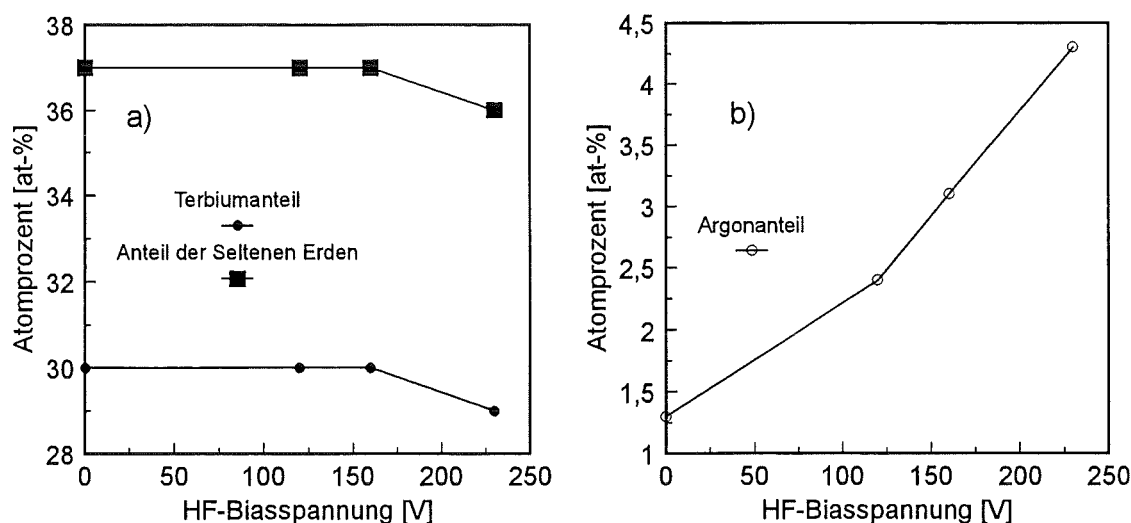


Abb. 4.4: Schichtzusammensetzung von a) $(\text{Tb}_x\text{Dy}_{1-x})_y\text{Fe}_{1-y}$ ohne Verunreinigung und b) der Argonanteil der Schichten in Abhängigkeit der HF-Bias-Spannung bei einem Argondruck von $4 \cdot 10^{-3}$ mbar und einer Beschichtungsleistung von 300 W.

Der Sauerstoffanteil beinhaltet nicht nur die Einlagerung von Sauerstoff in den Schichten, sondern auch eine durch die Mikrosondenanalyse zusätzlich registrierte Oxidation der Schichten auf ihrer Oberfläche. Es entsteht ein Mittelwert des gemessenen Sauerstoffgehalts aufgrund der Sauerstoffverunreinigung in den Schichten und der sich bildenden Oxidschicht. Das AES-Tiefenprofil einer TbDyFe-Schicht zeigt die inhomogene Sauerstoffverteilung in Abhängigkeit der Schichtdicke bis etwa 60 nm (Abb. 4.5). Die ebenfalls mit der Augerelektronenspektroskopie am Beispiel einer TbFe- und TbDyFe-Schicht gemessenen Dicke der Oxidschicht wächst asymptotisch in Abhängigkeit von der Zeit. Es trat ein Oxidationsstopp bei langen Lagerzeiten ein. Die Oxidschicht kann somit generell als Passivierung der Funktionsschicht dienen, wobei auf eine zusätzliche Passivierungsschicht auch

für spätere Aktoren verzichtet wurde. Der Oxidationsstop findet bei den TbFe-Schichten früher statt als bei den TbDyFe-Schichten (Abb. 4.6). Die zusätzliche Oxidation des im Vergleich zum Terbium gleichwertigen Dysprosiums könnte die Ursache dafür sein.

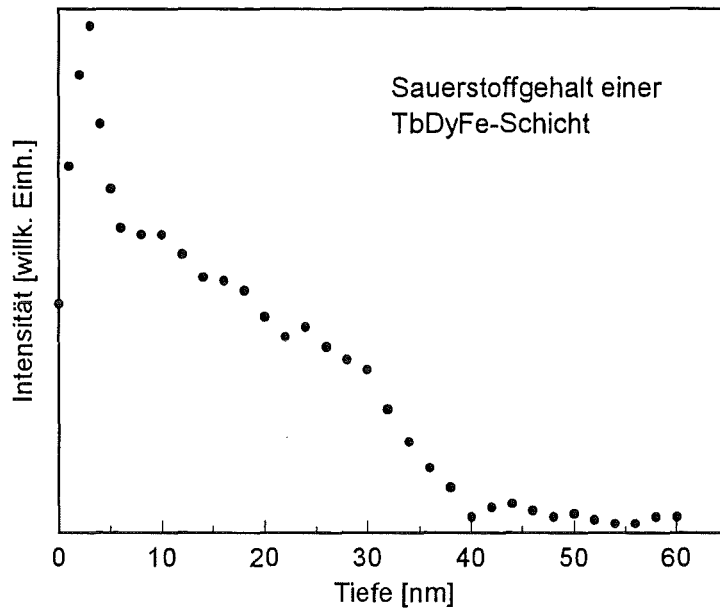


Abb. 4.5: AES-Tiefenprofil der Sauerstoffverteilung einer TbDyFe-Schicht in Abhängigkeit der Schichttiefe. Die Oxidation ist in der Nähe der Schichtoberfläche am stärksten.

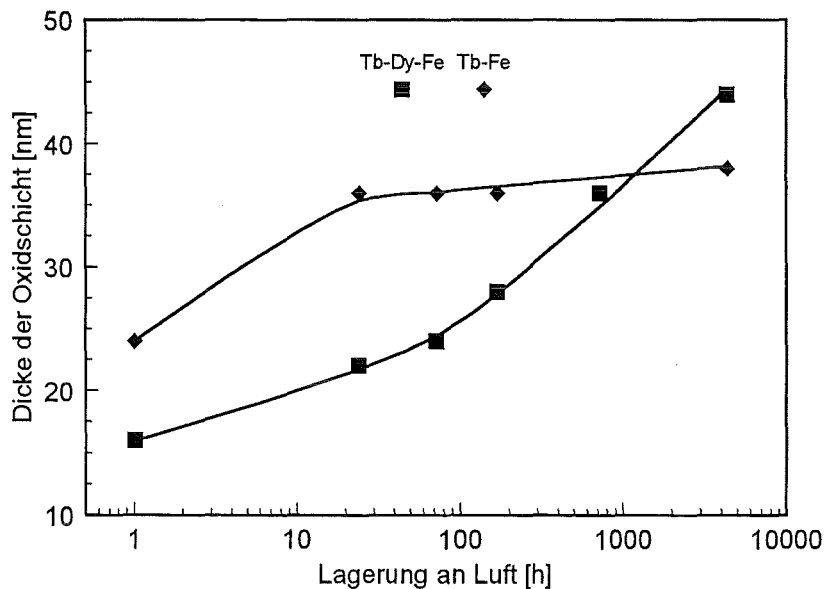


Abb. 4.6: Mit der Augerelektrospektroskopie gemessene Oxidschichtdicke einer TbFe- und TbDyFe-Schicht in Abhängigkeit der zeitlichen Lagerung an Luft bei Raumtemperatur.

4.1.1.2 Schichtgefüge

Die im Rasterelektronenmikroskop (REM) aufgenommenen Bruchflächen der mit dem Legierungstarget bei einer Leistung von 300 W gesputterten TbFe-Schichten liefern ein dichtes und in ihrem Aufbau homogenes Gefüge. Unterschiede durch die Einwirkung einer Bias-Spannung (0 V und 230 V) lassen außer der Herabsetzung der Sputterrate von 5,5 nm/s (0 V Bias) auf etwa 4,16 nm/s (230 V Bias) keinen Einfluß auf das Aufwachsen erkennen (Abb. 4.7 und Abb. 4.8). Selbst das einkristalline Si-Substrat und die polierte Substratoberfläche scheinen die Schichtkonstitution nicht zu beeinflussen. Auch mit der Substitution des Terbioms durch Dysprosium bieten die TbDyFe-Schichten unter identischen Beschichtungsbedingungen (0 V und 230 V) das gleiche Resultat (Abb. 4.9 und Abb. 4.10), so daß keine Aussagen in bezug auf unterschiedliche magnetische und magnetostriktive Eigenschaften gemacht werden können. Ferner sind keine Voraussagen über die mikroskopische Struktur der Schichten zu treffen. Die Abscheidung des magnetostriktiven Materials auf das relativ kalte Substrat und das Ausbleiben eines grobkörnigen Gefüges lassen jedoch eine röntgenamorphe Struktur vermuten. Die Sputterraten bewegen sich mit 4,66 nm/s in der gleichen Größenordnung wie die des Tb-Fe. Die Bias-Spannung beeinflusst die Sputterrate jedoch kaum.

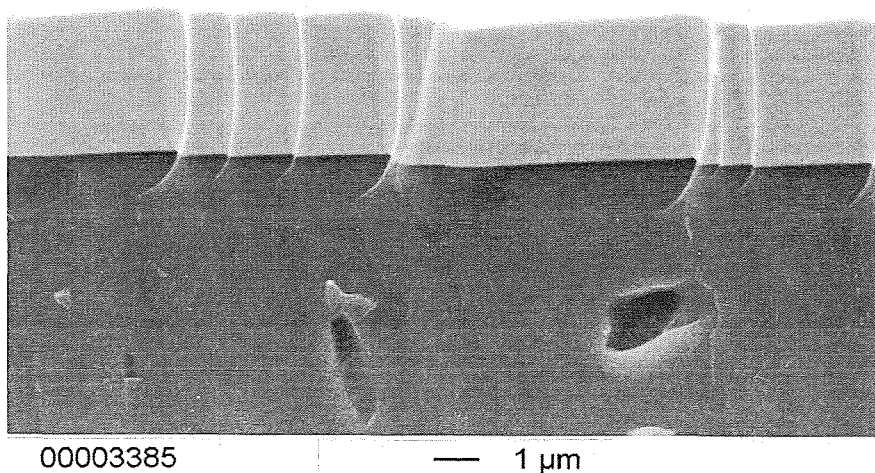


Abb. 4.7: REM-Aufnahme der Bruchfläche einer bei 300 W und 0 V Bias auf Si (100) abgeschiedenen $Tb_{35}Fe_{65}$ -Schicht.

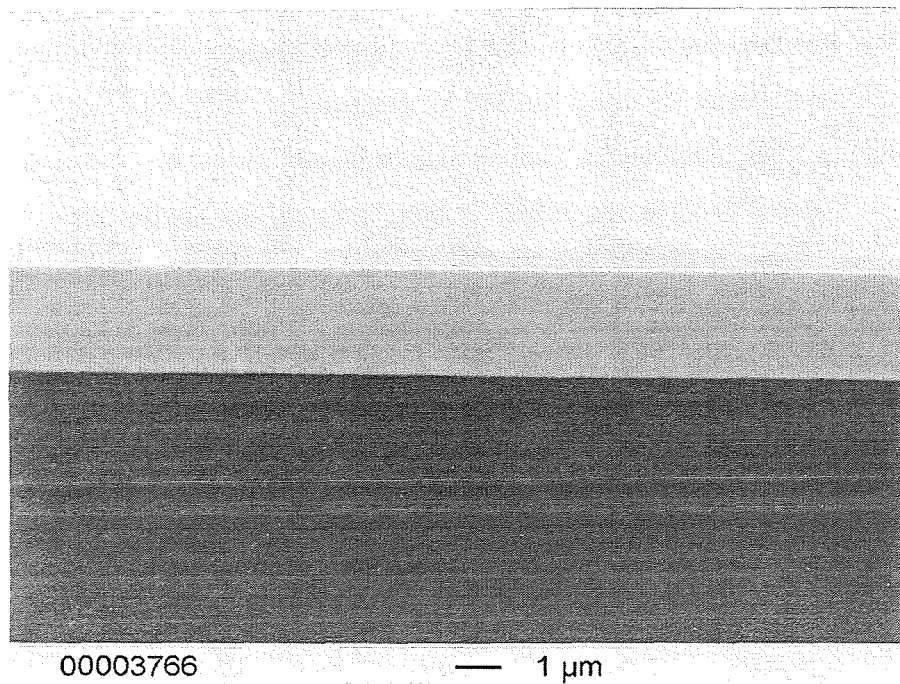


Abb. 4.8: REM-Aufnahme der Bruchfläche einer bei 300 W und 230 V Bias auf Si (100) abgeschiedenen $Tb_{34}Fe_{66}$ -Schicht.

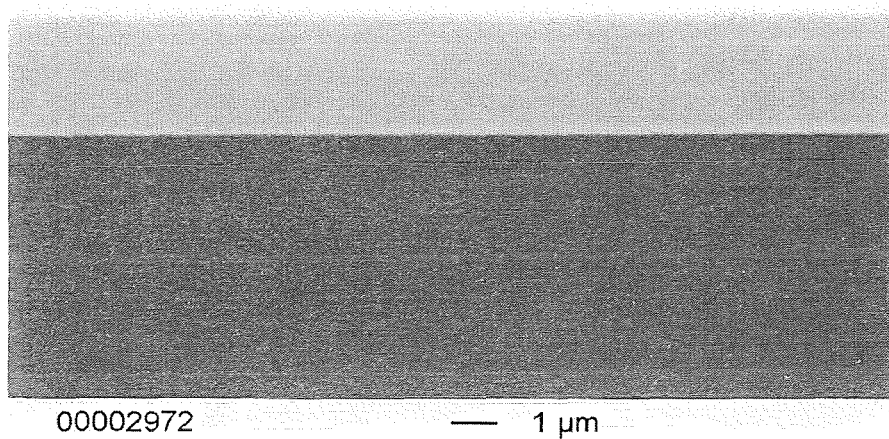


Abb. 4.9: REM-Aufnahme der Bruchfläche einer bei 300 W und 0 V Bias auf Si (100) abgeschiedenen $(Tb_{30}Dy_{70})_{37}Fe_{63}$ -Schicht.

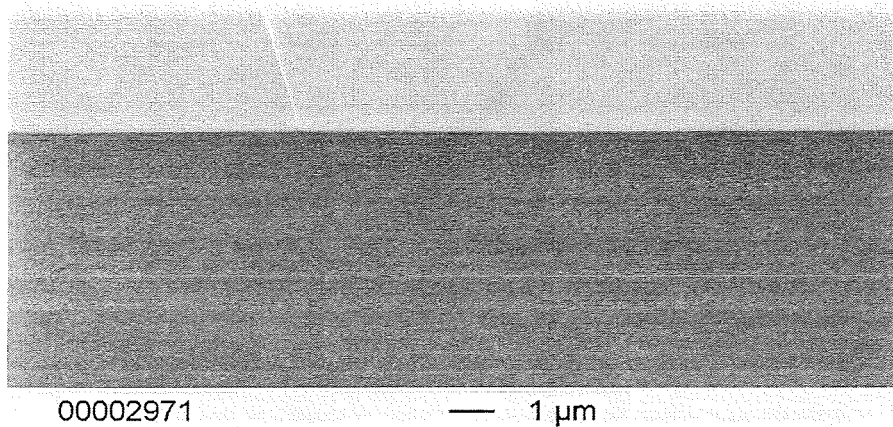


Abb. 4.10: REM-Aufnahme der Bruchfläche einer bei 300 W und 230 V Bias auf Si (100) abgeschiedenen $(Tb_{29}Dy_{71})_{36}Fe_{64}$ -Schicht.

4.1.1.3 Schichtstruktur

Mit der Röntgenstrukturanalyse wurde im folgenden die Struktur der oben genannten TbFe- und TbDyFe-Schichten für verschiedene Bias-Spannungen ermittelt.

Das Röntgendiffraktogramm liefert für die mit einer Bias-Spannung von 0 V gesputterten TbFe-Schicht in einem Winkelbereich von $2\theta = 20^\circ$ bis 90° eine röntgenamorphe Struktur (Abb. 4.11). Im Fall einer kristallinen Struktur wäre der erste Selten Erden-Eisen-Reflex gerade bei etwas mehr als $2\theta = 20^\circ$ zu beobachten. Selbst bei einer Steigerung der Bias-Spannung auf 230 V und damit einer möglichen Erhöhung der Substrattemperatur zeigt das Röntgendiagramm keine Reflexe (Abb. 4.12). Eine atomare Nahordnung bei Verbindungen ist dennoch gegeben (breite und kleine Intensität bei $2\theta \approx 36^\circ$), da die Bindungspartner immer einen mittleren Atomabstand von 0,2 bis 0,3 nm zueinander haben. Der mittlere Atomabstand kann mit der Braggschen Gleichung 3.2 und anhand der Lage der Intensität abgeschätzt werden. Mit $n = 1$ erhält man für die Messung aus Abbildung 4.11 einen mittleren Atomabstand von etwa 0,25 nm.

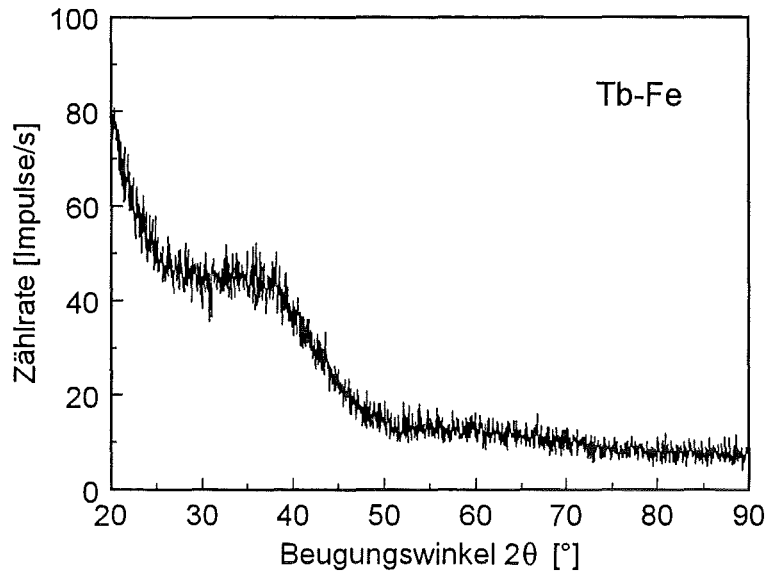


Abb. 4.11: Röntgendiffraktogramm (θ - 2θ -Modus) einer $Tb_{35}Fe_{65}$ -Schicht, die bei einer Leistung von 300 W und einer Bias-Spannung von 0 V abgeschieden wurde.

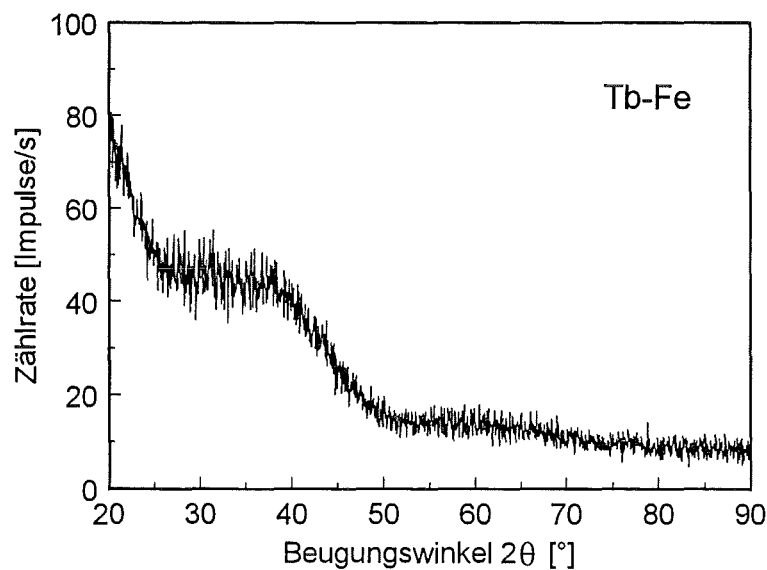


Abb. 4.12: Röntgendiffraktogramm (θ - 2θ -Modus) einer $Tb_{34}Fe_{66}$ -Schicht, die bei einer Leistung von 300 W und einer Bias-Spannung von 230 V abgeschieden wurde.

Eine Substitution des Terbioms durch Dysprosium zeigt bei gleichen Sputterbedingungen wie beim Terbiom-Eisen keine Änderung der Struktur in Abhängigkeit von der Bias-Spannung (Abb. 4.13 und Abb.4.14).

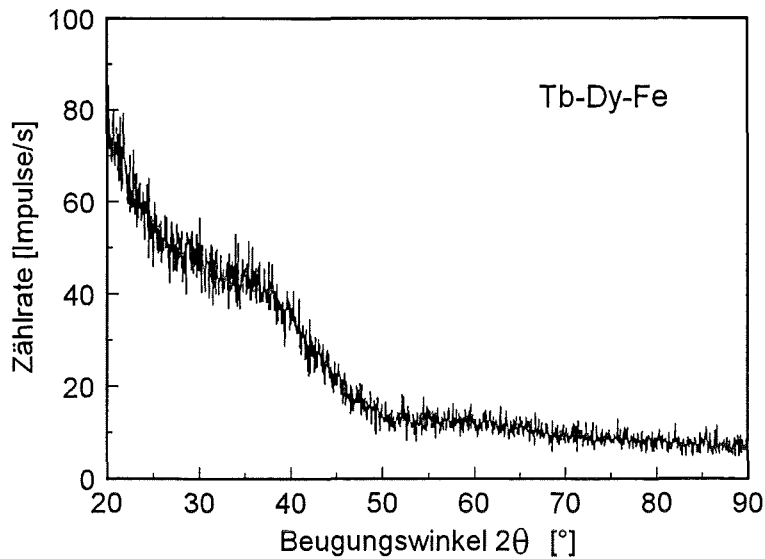


Abb. 4.13: Röntgendiffraktogramm (θ - 2θ -Modus) einer $(Tb_{30}Dy_{70})_{37}Fe_{63}$ -Schicht, die bei einer Targetleistung von 300 W und einer Bias-Spannung von 0 V abgeschieden wurde.

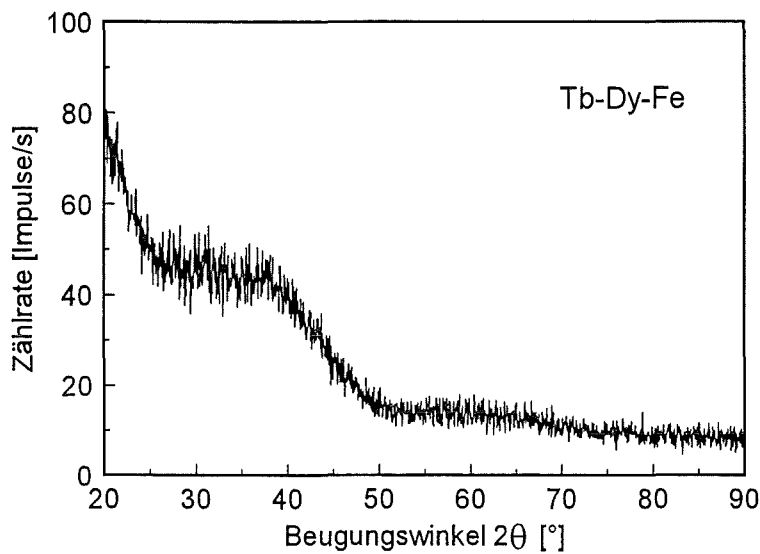


Abb. 4.14: Röntgendiffraktogramm (θ - 2θ -Modus) einer $(Tb_{29}Dy_{71})_{36}Fe_{64}$ -Schicht, die bei einer Targetleistung von 300 W und einer Bias-Spannung von 230 V abgeschieden wurde.

Die Diffraktogramme spiegeln ebenfalls einen röntgenamorphen Zustand wider und lassen aufgrund der für amorphe Schichten typischen breiten Intensität bei $2\theta \approx 35^\circ$ (vergleiche [Fli 94]) auch auf eine gewisse Nahordnung der Atome schließen. Im Vergleich zu den TbFe-Schichten verläuft die Intensität flacher. Jedoch ist die Intensität der mit 230 V Bias gegenüber der Intensität mit 0 V Bias gesputterten Schicht etwas stärker ausgeprägt. Die höhere Bias-

Spannung und die dadurch höhere Substrattemperatur scheinen die Schichtstruktur leicht zu beeinflussen.

4.1.1.4 Magnetische Eigenschaften

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, wie sich die Magnetisierungen der Schichten unter den Einflüssen der Sputterbedingungen an den Legierungstargets verhalten. Da die Magnetisierung eng mit der Magnetostriktion zusammenhängt, ist dies ein wichtiges Kriterium zur Charakterisierung der Schichten.

An den mit dem Legierungstarget hergestellten Schichten ergeben sich deutliche Unterschiede des Anstiegs der Magnetisierung senkrecht und parallel zur Schichtebene mit der Variation der Bias-Spannung. Hierbei wird durch die Verwendung einer Bias-Spannung eine magnetische Schichtanisotropie durch verschiedene Schichteigenstressungen induziert. In Abbildung 4.15 sind die Schichteigenstressungen von TbDyFe-Schichten, die auf Si-Substraten der Orientierung (111) abgeschieden wurden, in Abhängigkeit der Bias-Spannung U_B aufgetragen. Es ergeben sich deutliche Veränderungen der Schichteigenstressungen von Druck- bis Zugspannung über einen Bereich von 0 bis 230 V. Mit größer werdender Bias-Spannung ergibt sich nach dem Beschichtungsprozeß der Übergang von einer Druckeigenstressung bei etwa 100 V Bias in eine Zugeigenstressung des Substrat-Schichtverbundes. Maßgebende Faktoren des Spannungsverlaufs sind hierbei die Überlagerung sputterbedingter intrinsischer Eigenstressungen und thermische Eigenstressungen durch stark unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten der Funktionsschicht (Bulk-Wert: $\alpha_{TDF} = 12 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$) und des Substrates ($\alpha_{Si} = 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$). Für Bias-Spannungen $U_B < 100 \text{ V}$ überwiegen Druckeigenstressungen. Diese Druckeigenstressungen sind intrinsischer Natur, da der Substrat-Schichtverbund unter Betrachtung der beiden Ausdehnungskoeffizienten thermische Zugeigenstressungen in den Schichten verursacht. Mit steigendem Bias wird die thermische Belastung durch den erhöhten Ar-Ionenbeschuß größer. Beim Übergang in den Bereich der Zugeigenstressung dominieren somit thermische Eigenstressungen. Bei etwa 170 V Bias ist wieder eine leichte Abnahme der Zugeigenstressungen zu beobachten, da neben der Induzierung von Zugeigenstressungen in den jetzt dichteren Schichten durch die Implantation von Argonionen lokale Druckeigenstressungen erzeugt werden, die die Zugeigenstressungen teilweise kompensieren.

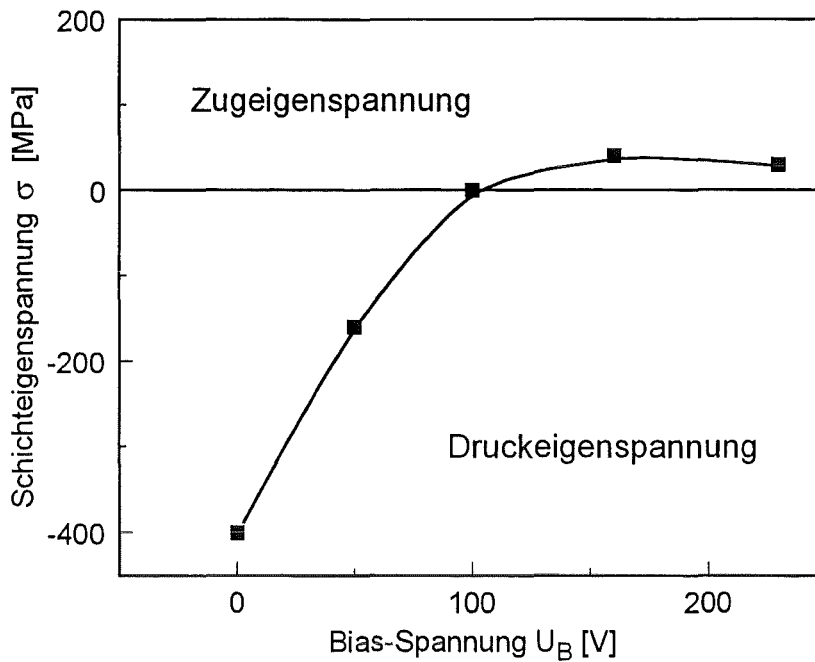


Abb. 4.15: Schichteigenspannungen amorpher TbDyFe-Schichten mit der Zusammensetzung von etwa $(Tb_{30}Dy_{70})_{37}Fe_{63}$ in Abhängigkeit der Bias-Spannung.

Die Ergebnisse der Schichteigenspannungen unter Verwendung der ternären Verbindung läßt sich auf die binären Verbindungen übertragen, da sich die Gitterparameter fast identischer Atomgrößen der Seltenen Erden durch die Substitution kaum ändern. Außerdem handelt es sich, wie bereits erwähnt, um röntgenamorphe Schichten. Identische strukturelle Zustände, gleiche Gefüge sowie thermische Ausdehnungskoeffizienten in derselben Größenordnung induzieren kaum unterschiedliche Eigenspannungen. Ergebnisse der magnetischen Polarisation J [T] an TbFe-Schichten zeigen einen Zusammenhang zwischen dem Eigenspannungszustand und der Polarisation senkrecht und parallel zur Schichtebene (Abb. 4.16). Die TbFe-Schichten wurden mit verschiedenen Bias-Spannungen hergestellt. Anhand der Gleichung 2.8 ist zu erkennen, daß bei einer Spannungserhöhung die Minimierung der Energie des Systems über die magnetoelastische Energie durch den Winkel zwischen der Spannungsachse und der Magnetisierungsrichtung erfolgen muß. Das bedeutet, der Winkel geht bei steigender Zugspannung gegen 0 oder π , so daß sich die Richtung der Magnetisierung zunehmend parallel oder antiparallel zur Spannungsachse einstellt. Wie sich sofort erkennen ließ, zeigte der parallel zur Schichtebene gemessene Magnetisierungsverlauf der mit Bias hergestellten Schicht einen eindeutig steileren Anstieg. Dies ist mit einer leichteren Mobilität der Domänen und der Drehung der magnetischen Momente in der Schichtebene zu erklären. Die Steigung der Magnetisierung senkrecht zur Schicht wird dabei etwas geringer. Für die parallele Meßrichtung

(230 V Bias) verbleibt eine Remanenz von etwa 0,2 T in der Schichtebene. Dieses Ergebnis kann durch eine bevorzugte Domänenorientierung und durch eine mögliche magnetokristalline Anisotropie im Nahordnungsbereich interpretiert werden. Ferner ergibt die leichte Richtung der Magnetisierung aufgrund einer spannungsinduzierten, uniaxialen Anisotropie ein Erreichen der magnetischen Sättigung bei kleineren Magnetfeldern (Sättigungsfeld $\mu_0 H_s \approx 0,2$ T). Die Höhe der Koerzitivfelder beträgt etwa 0,03 T bis 0,05 T bei allen Messungen.

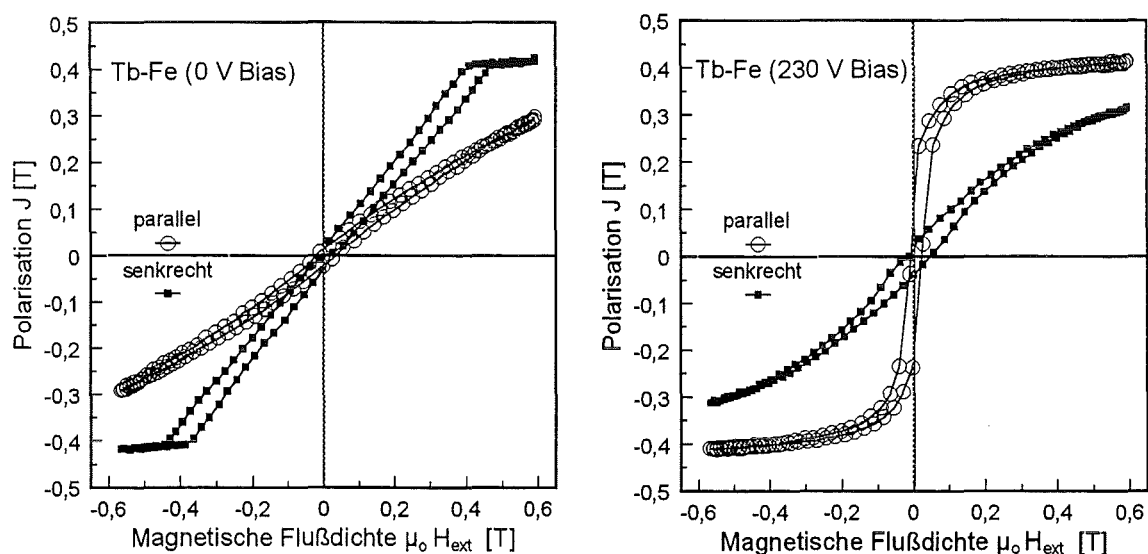


Abb. 4.16: Polarisation einer $Tb_{35}Fe_{65}$ -Schicht (0 V Bias, Beschichtungsleistung 300 W) und einer $Tb_{34}Fe_{66}$ -Schicht (230 V Bias, Beschichtungsleistung 300 W) parallel und senkrecht zur Schichtebene ohne Berücksichtigung des Entmagnetisierungsfaktors bei der senkrechten Messung.

Weichere Magnetisierungen lassen sich mit TbDyFe-Schichten erzielen. Grundlegender Parameter für die Höhe der Sättigungsmagnetisierung ist die Beschichtungsleistung, bei der das Maximum der vom Magnetfeld erzeugten Magnetisierung bei 300 W erreicht wird. Wie im System Tb-Fe angedeutet wurde, ist die Steigung der Magnetisierung sowie das Erreichen der Sättigungsmagnetisierung bei kleinen Magnetfeldern anhand des Einflusses der Bias-Spannung zu verstehen. Der Magnetisierungsverlauf von zwei parallel zur Schichtebene gemessenen Schichten zeigen im Gegensatz zu Tb-Fe einen nachweislich stärkeren Einfluß der Bias-Spannung bei 160 V auf den Anstieg der Magnetisierung (Abb.4.17). Die Höhe der Sättigungsmagnetisierung oder Sättigungspolarisation liefert jedoch mit 0,28 T kleinere Daten als die der TbFe-Schichten, wobei die magnetische Sättigung bei weitaus kleineren Sättigungsfeldern stattfindet. An dieser Stelle kann sich die magnetokristalline

Anisotropieminimierung in der atomaren Nahordnung bemerkbar machen. Die leichte Magnetisierungsrichtung des Dysprosium-Eisens schwächt sozusagen die des Terbium-Eisens.

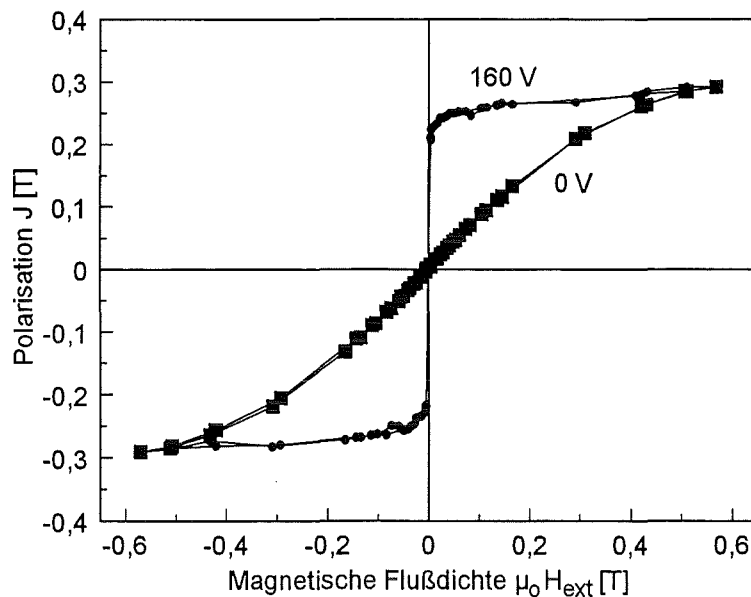


Abb. 4.17: Polarisation zweier $(Tb_{30}Dy_{70})_{37}Fe_{63}$ -Schichten parallel zur Schichtebene (Bias-Spannung 0 und 160 V, Beschichtungsleistung 300 W).

Kristalline TbDyFe-Schichten zeigen große Hysteresen und Koerzitivfelder bis fast 0,2 T [Sch 93b], [Fli 94]. Daraus läßt sich vermuten, daß röntgenamorphes Tb-Fe eine höhere atomare Ordnung als röntgenamorphes Tb-Dy-Fe besitzt und damit magnetokristallinen Charakter zeigt.

Die Stärke der Kopplung, d.h. die Höhe der Austauschwechselwirkung der magnetischen Momente spiegelt sich nicht nur in der Magnetisierung, sondern auch in der Größe der Curietemperatur T_c wider. Im Vergleich zu dem von Mimura und Imamura [Mim 76] erlangten Ergebnis an HF-gesputterten $Tb_{0,42}Fe_{0,58}$ -Schichten mit $T_c = 450$ K, zeigt die Messung an $(Tb_{0,30}Dy_{0,70})_{0,37}Fe_{0,63}$ mit ca. $T_c = 350$ K trotz eines höheren Eisengehalts eine weitaus geringere Curietemperatur (Abb. 4.18). Auch hier wird die starke magnetische Kopplung des Tb-Fe durch die geringere Kopplung des Dy-Fe geschwächt, so daß sich eine geringere Curietemperatur ergibt.

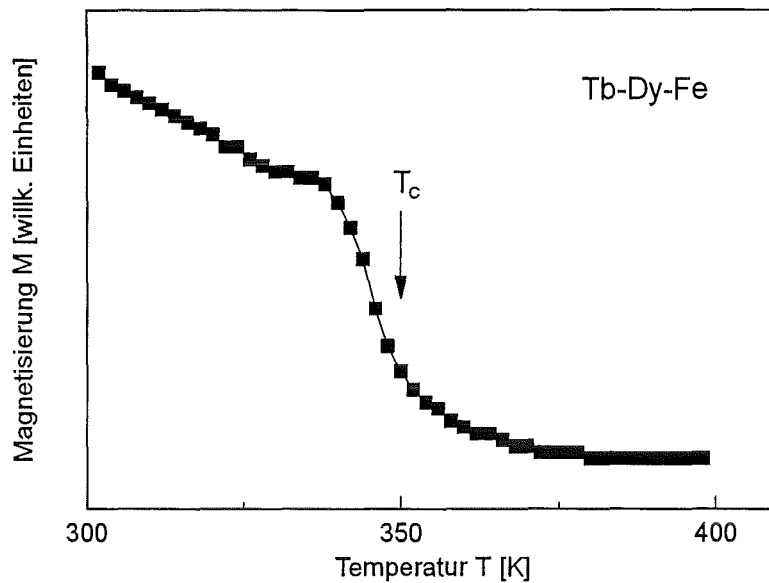


Abb. 4.18: Curietemperatur T_c einer amorphen $(Tb_{29}Dy_{71})_{36}Fe_{64}$ -Schicht.

4.1.1.5 Magnetostriktion

Die wichtigsten Größen zur Charakterisierung des Leistungsverhaltens eines Aktors sind die Magnetostriktion $\lambda = \Delta l/l$ als relative Dehnung der Funktionsschicht bzw. der magnetoelastische Kopplungskoeffizient b . In erster Linie bestimmt der Verlauf dieser Parameter im Zusammenhang mit der Größe eines zur Verfügung stehenden Magnetfeldes die Leistung der Aktoren.

Die Ergebnisse der Magnetostriktion der mit dem Dreifachsputterkopf auf Si (111) abgeschiedenen amorphen Tb_xFe_{1-x} -Schichten zeigen ihren maximalen Wert und ihren steilsten Anstieg bei einer Seltenen Erden-Konzentration, die weitaus höher liegt als die der polykristallinen Verbindung $TbFe_2$. Abbildung 4.19 zeigt eine maximale Magnetostriktion bei 0,6 T für einen errechneten Terbiumanteil x von etwa 42 Atom-%. Anhand der EPMA-Analyse wurde ein Terbiumanteil von 38,7 Atom-% ermittelt. Die in ihrer Magnetostriktion zweitbeste Schicht liefert eine errechnete Terbiumkonzentration von ca. 43 Atom-%. Die EPMA-Analyse ergibt jedoch mit 48,8 Atom-% im Vergleich einen weit höheren Terbiumgehalt (Tab. 4.1). Ergebnisse der Schichtzusammensetzung für eine optimale Magnetostriktion ($\lambda \approx 230 \cdot 10^{-6}$ bei ca. 0,5 T) von Honda et al. [Hon 94a] belaufen sich auf 41,5 Atom-%. Forester et al. [For 78] erreichen $\lambda \approx 280 \cdot 10^{-6}$ für $x = 39$ Atom-% Terbium.

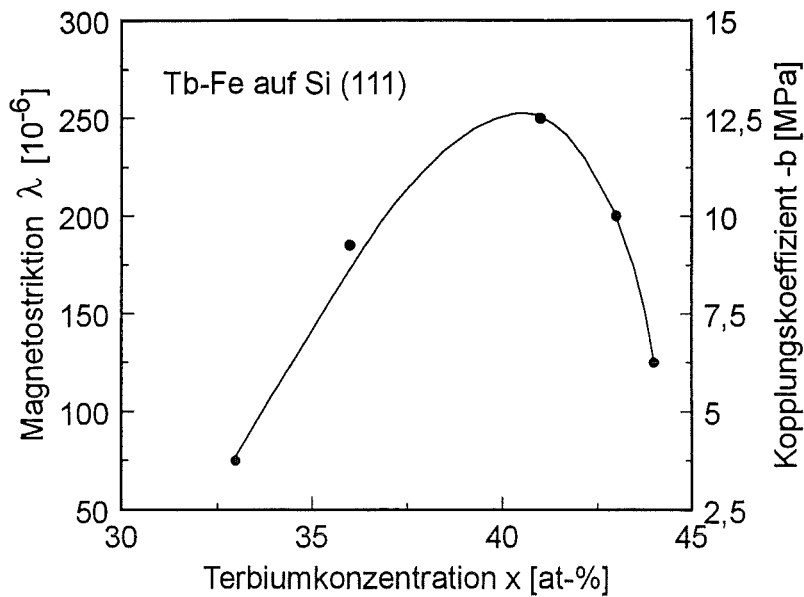


Abb. 4.19: Magnetostraktion und Kopplungskoeffizient von Tb_xFe_{1-x} -Schichten bei einem parallel zur Schichtebene angelegten Magnetfeld von 0,6 T in Abhängigkeit der mit Gleichung 3.1 errechneten Terbiumkonzentration.

Durch die Verwendung eines $Tb_{42}Fe_{58}$ -Legierungstargets konnten Schichten hergestellt werden, die bei einer Beschichtungsleistung von 300 W weit höhere Magnetostriktionswerte zeigen (Abb. 4.20).

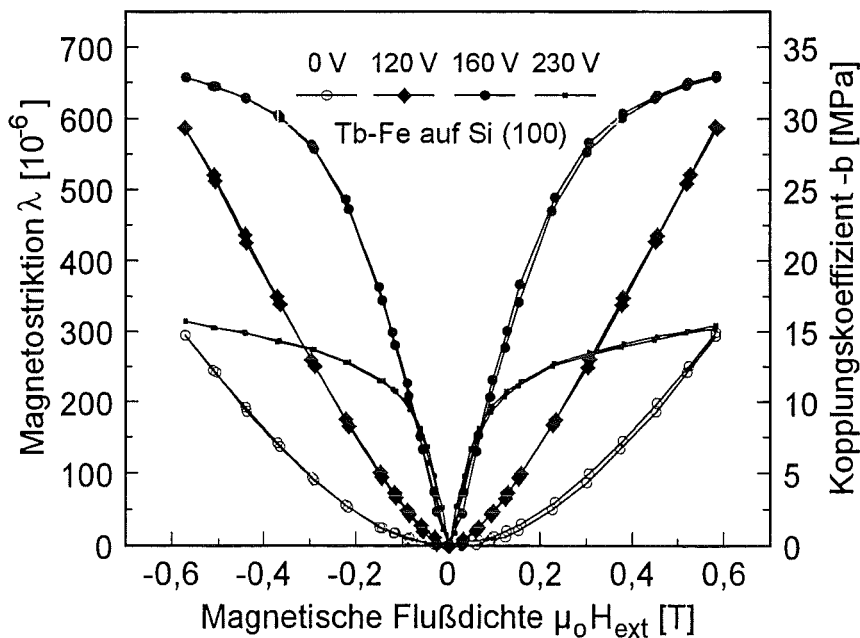


Abb. 4.20: Magnetostraktion und Kopplungskoeffizient von TbFe-Schichten (Zusammensetzung etwa $Tb_{35}Fe_{65}$) abgeschiedenen mit unterschiedlichen Bias-Spannungen in Abhängigkeit eines externen Magnetfeldes (Beschichtungsleistung 300 W).

Die Zusammensetzung für das Legierungstarget wurde anhand des Maximums aus Abbildung 4.19 gewählt. Durch das Anlegen einer Bias-Spannung bis 230 V zeigt sich in der Steigung der Magnetostriktion $d\lambda/dH_{\text{ext}}$ bei kleinen Magnetfeldern ($\ll 0,1$ T), daß eine direkte Beziehung mit der durch die Schichteigenspannungen erzeugten leichten Magnetisierung in der Schichtebene besteht. Daraus folgt, daß sich die für eine maximale Magnetostriktion benötigten 90° -Drehprozessen der magnetischen Momente verringern (Abb. 4.21). Es wird eine Sättigung der Magnetostriktion bis 0,6 T nur bei höheren Bias-Spannungen erreicht, da eine spontane Magnetostriktion durch die spannungsinduzierte Erzeugung von 180° -Blochwänden bzw. spannungsachsenorientierte Richtungen der magnetischen Momente zunimmt. Die Werte der Magnetostriktionen sind daher bei diesen Magnetfeldern zum Teil recht unterschiedlich. Die in den Messungen der Magnetisierung beobachteten Hysteresen treten kaum in Erscheinung.

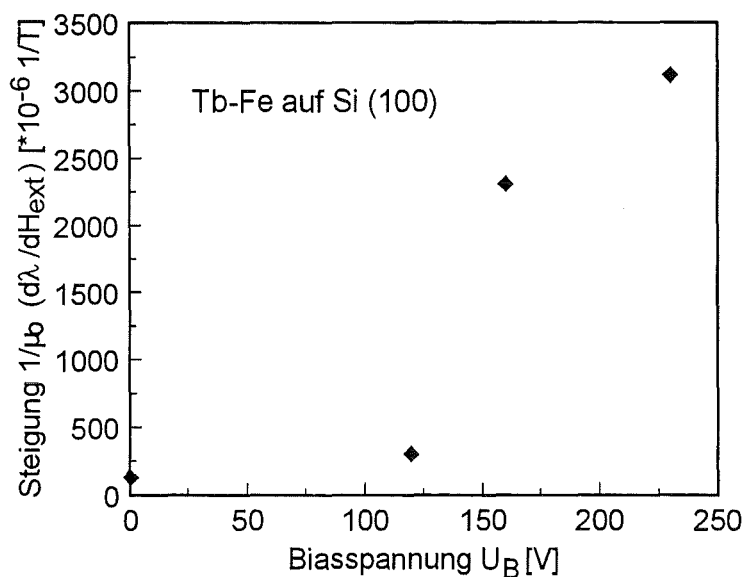


Abb. 4.21: Anfangssteigung der Magnetostriktion von $Tb_{35}Fe_{65}$ -Schichten in Abhängigkeit der Bias-Spannung im Bereich sehr kleiner Magnetfelder ($\mu_0 * H_{\text{ext}} < 0,05$ T).

Unter Verwendung identischer Beschichtungsparameter liefert die Magnetostriktion und der Kopplungskoeffizient b von gesputterten TbDyFe-Schichten im Vergleich zu Tb-Fe kleinere Werte (Abb. 4.22). Die Ursache dafür ist die geringere Magnetostriktion des Dy-Fe und die geringere Curietemperatur. Erhöht man hier die Bias-Spannung bis 230 V, so macht sich der steilere Anstieg der Magnetisierung in der Magnetostriktion und im Kopplungskoeffizient durch den Einfluß der Schichteigenspannungen früher bemerkbar.

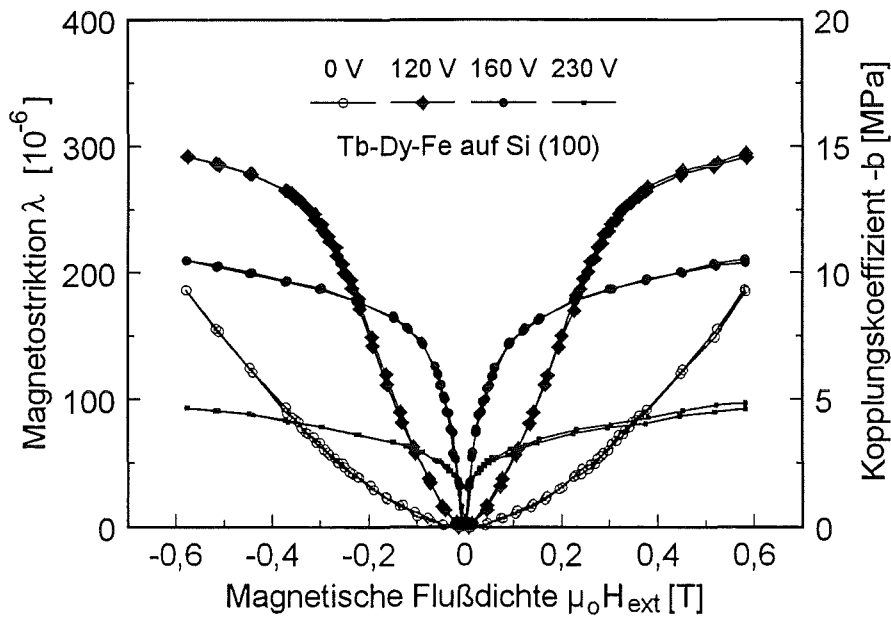


Abb. 4.22: Magnetostraktion und Kopplungskoeffizient von TbDyFe-Schichten (Zusammensetzung etwa $(\text{Tb}_{30}\text{Dy}_{70})_{37}\text{Fe}_{63}$) abgeschiedenen mit unterschiedlichen Bias-Spannungen in Abhängigkeit eines externen Magnetfeldes (Beschichtungsleistung 300 W).

Kleinere Sättigungsmagnetostraktionen bei höheren Bias-Spannungen sind die Folge. Eine stärkere Herabsetzung der für die maximale Magnetostraktion benötigten 90° -Spindrehprozesse mit einer magnetischen Anisotropie minimierung im Nahordnungsbereich und mit einer höheren Mobilität von Domänenwänden erreichten weicherer Magnetisierung liegt daher nahe. Daher waren sehr kleine Hysteresen zu verzeichnen. Diese Ergebnisse sind mit denen von Schatz et al. [Sch 93b], [Sch 94] quantitativ sowie qualitativ zu vergleichen, wobei die Schichteigenspannungen und unterschiedlichen Steigungen der Magnetostraktion durch verschiedene Substratmaterialien erzeugt wurden.

Vergleicht man den Verlauf der Magnetostraktion der bei einer Bias-Spannung von 230 V hergestellten TbFe-Schichten und 160 V und 230 V hergestellten TbDyFe-Schichten, so ist die Steigung der Magnetostraktion der TbDyFe-Schicht bei kleinen Magnetfeldern zum Teil etwas steiler (Abb. 4.23). Ferner treten Hystereseverluste bei einer noch relativ hohen positiv magnetostriktiven Dehnung der TbDyFe-Schicht so gut wie nicht auf. Aufgrund der sehr geringen Hysteresen und der geringfügig höheren Steigung bei sehr kleinen Magnetfeldern wurden in den folgenden Kapiteln mit einer Bias-Spannung von 160 V und 230 V hergestellte TbDyFe-Funktionsschichten zur Realisierung der Aktoren und der Mikromembranpumpe verwendet.

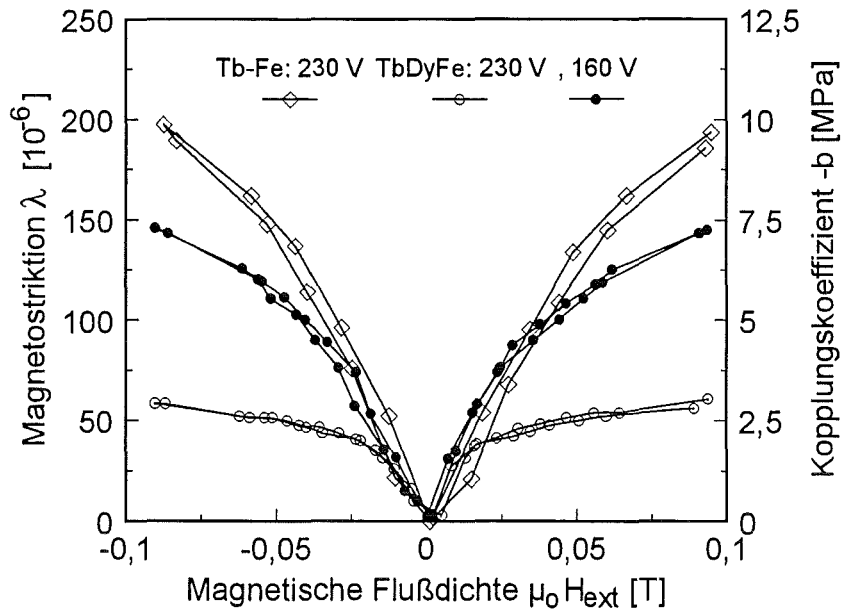


Abb. 4.23: Vergleich der Magnetostraktion und des Kopplungskoeffizienten der bei einer Bias-Spannung von 230 V hergestellten TbFe- Schichten und 160 V und 230 V hergestellten TbDyFe-Schichten im Bereich kleiner Magnetfelder ($< 0,1$ T).

4.1.2 SmFe-Schichten

Die Entwicklung von negativ magnetostriktiven Schichten beschränkte sich nur auf das binäre System Sm-Fe. Die Minimierung der magnetokristallinen Anisotropie bei Sm-Fe wäre zwar ebenfalls möglich [Guo 94], doch ist durch die Substitution positiv magnetostriktiver Elemente (Dy oder Ho) durch die unterschiedlichen Vorzeichen der Magnetostriktion eine unerwünschte starke Verkleinerung der magnetostriktiven Dehnung der so entstehenden ternären Schicht verbunden.

4.1.2.1 Schichtzusammensetzung

Simultansputtern mit einem Sm- und Fe-Target

Aufgrund der gewonnenen Kenntnisse an TbFe-Schichten dienten lediglich vier mittels des Dreifachsputterkopfes hergestellte Proben zur Messung der Magnetostriktion. Auch hier weichen die errechneten Zusammensetzungen aufgrund einer unregelmäßigen Sauerstoffverteilung von denen der EPMA-Analyse zum Teil stark ab. Wie beim Simultansputtern des Terbium- und Eisentargets entstehen die starken Abweichungen zwischen

der errechneten und der analysierten Zusammensetzung durch die kontinuierliche Vertiefung eines Erosionsgrabens. Tabelle 4.2 listet die Zusammensetzung zur Entwicklung der magnetostriktiven Eigenschaften verwendeten SmFe-Schichten in Abhängigkeit der Stöchiometrie auf.

| errechneter Samariumanteil x [at-%] | Sputterleistung am Samariumtarget bei $P_{\text{Fe}} = 200 \text{ W}$ [W] | x ohne Verunrei- nungen EPMA- Analyse [at-%] |
|---|---|--|
| 39 | 65 | 37,8 |
| 40 | 70 | 50,3 |
| 45 | 85 | 40,7 |
| 46 | 75 | 47,7 |

Tab. 4.2: Gegenüberstellung der errechneten und EPMA-analysierten Zusammensetzungen bei einem Argondruck von $4 \cdot 10^{-3}$ mbar hergestellten SmFe-Schichten.

Im Gegensatz zu den verwendeten Sputterleistungen an Terbium sind die Sputterleistungen am Samariumtarget zur Herstellung ähnlicher Samariumanteile x (vergleiche Tabelle 4.1) aufgrund der kleinen Bindungsenergie des Samariums ($E_B = 2,14 \text{ eV/Atom}$) weitaus geringer (\approx Faktor 2) als die des Terbiums ($E_B = 4,05 \text{ eV/Atom}$).

Sm-Fe-Legierungstarget

Aufgrund der unterschiedlichen Abweichungen zwischen den errechneten und analysierten Zusammensetzungen der simultangesputterten SmFe-Schichten wurde nach Angaben von Honda et al. [Hon 93] zur weiteren Entwicklung der Schichten ein SmFe-Legierungstarget mit einem Samariumgehalt von 40 Atom-% verwendet. Die Schichtentwicklung in Abhängigkeit der Beschichtungsparameter Leistung und Bias-Spannung ergibt auch hier eine weitere Verbesserung der magnetischen und magnetostriktiven Eigenschaften. Wie in den folgenden Abschnitten zu sehen ist, haben die bei einer Leistung von 300 W oder 400 W abgeschiedenen Schichten die besten Voraussetzungen für die in dieser Arbeit entwickelten Aktoren. Die Charakterisierung beschränkt sich somit überwiegend auf Schichten, die mit diesen Beschichtungsleistungen hergestellt wurden.

An dieser Stelle sei erwähnt, daß sich nach Abzug der Verunreinigungen für unterschiedliche Proben, je nach Beschichtungsleistung bei 0 V Bias, eine Erhöhung der Samariumkonzentration von bis zu 9 Atom-% entgegen den Angaben des Herstellers ergibt (Abb. 4.24). Dies könnte an der geringeren Bindungsenergie des Samariums im Vergleich zu Eisen ($E_B = 4,28 \text{ eV/Atom}$) liegen, so daß mehr Samarium durch Ionenbeschuß bei einer immer höheren Beschichtungsleistung aus dem Target herausgeschlagen und in den Schichten eingebaut wird. Entsprechend ergeben sich die Abweichungen der Eisenkonzentration. Die Argonverunreinigung bleibt mit weit unter 1 Atom-% gering. Eine Kontamination der Schichten mit Nickel zwischen 1 und 2 Atom-% war aufgrund einer Verunreinigung des Rezipienten oder des Targets zu verzeichnen. Der im Vergleich zu den TbDyFe-Schichten etwas höhere Sauerstoffgehalt könnte auf die leichtere Überführung des Samariums in höhere Oxidationsstufen (Sm_2O_3) als Terbium (Tb_2O_3) und Dysprosium (Dy_2O_3) zurückgeführt werden.

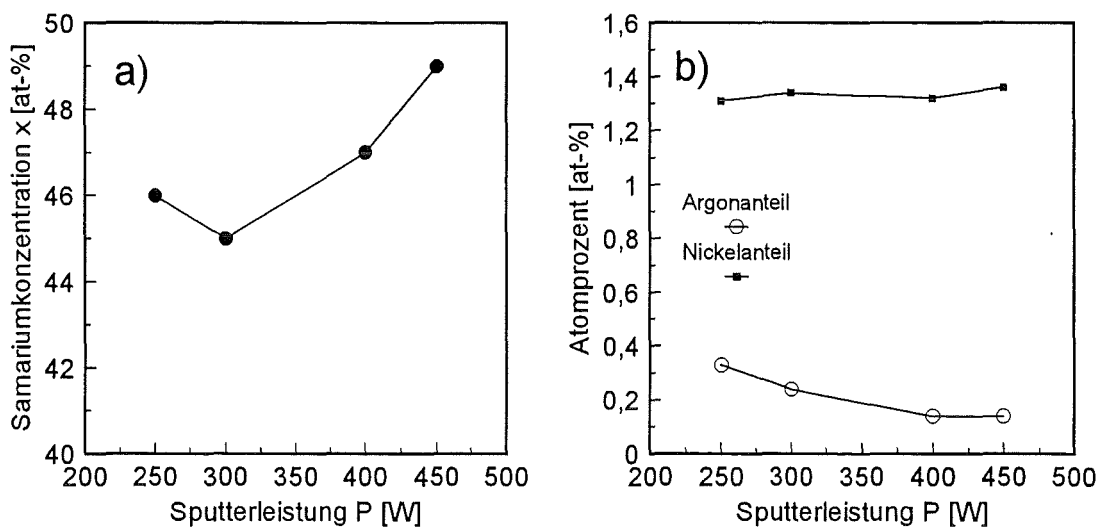


Abb. 4.24: Schichtzusammensetzung von a) $\text{Sm}_x\text{Fe}_{1-x}$ ohne Verunreinigungen sowie b) der Argon- und Nickelanteil der Schichten in Abhängigkeit der Sputterleistung (Bias-Spannung 0 V) bei einem Argondruck von $4 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$.

Die Steigerung der Bias-Spannung ergibt eine Reduzierung der Samariumkonzentration von 1 bis 2 Atom-% (Abb. 4.25). Der Nickelanteil bleibt etwa gleich. Ähnlich wie bei der Herstellung der TbFe- und TbDyFe-Schichten wird durch die Erhöhung der Bias-Spannung eine Erhöhung des Argongehalts in den Schichten verursacht. Der Sauerstoffanteil bedingt durch

Kontamination und Oxidation der Schichten auf der Oberfläche bewegt sich auch hier im Bereich von 7 bis 9 Atom-%.

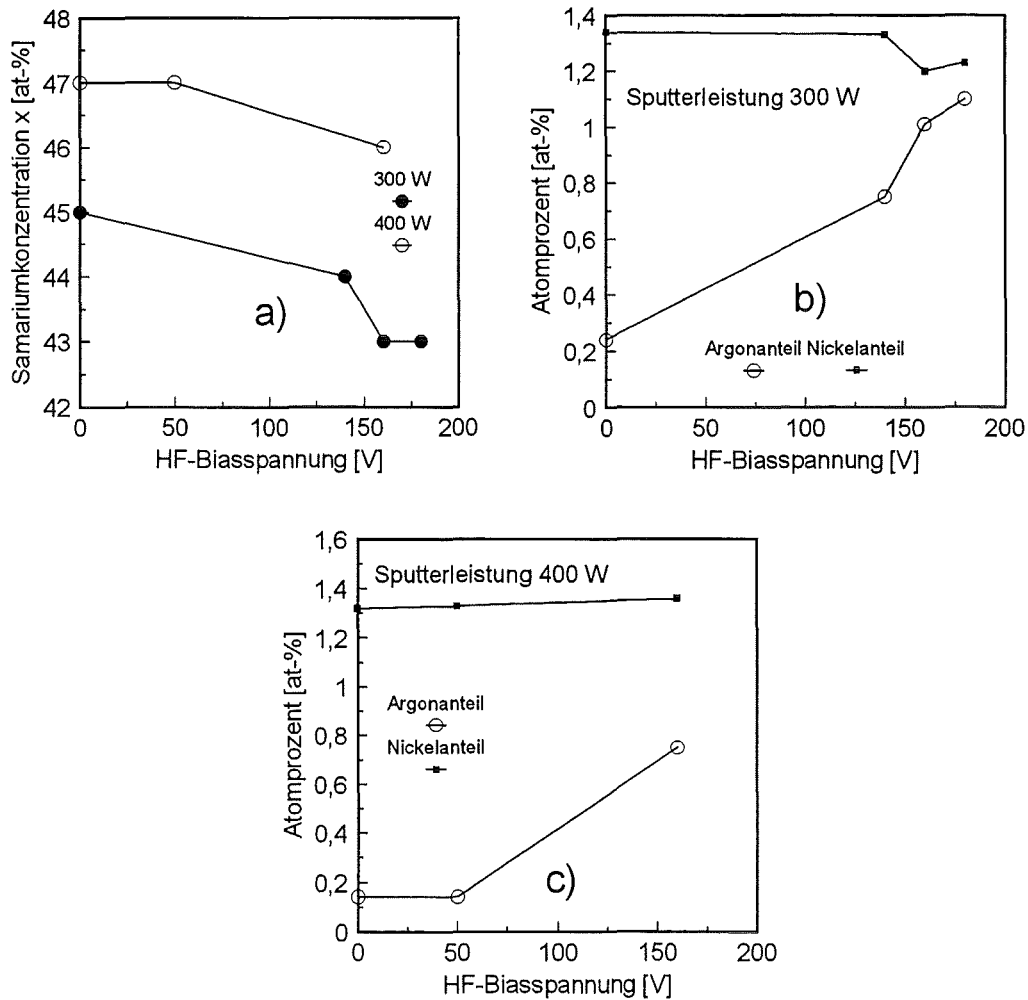


Abb. 4.25: Schichtzusammensetzung von a) Sm_xFe_{1-x} ohne Verunreinigungen sowie b) und c) der Argon- und Nickelanteil der Schichten in Abhängigkeit der HF-Bias-Spannung bei einem Argondruck von $4 \cdot 10^{-3}$ mbar und der Beschichtungsleistung von 300 bzw. 400 W.

4.1.2.2 Schichtgefüge

REM-Aufnahmen zeigen ein unterschiedliches Schichtgefüge der mit dem Legierungstarget bei einer Leistung von 400 W und einer Bias-Spannung von 0 und 160 V abgeschiedenen SmFe-Schichten (Abb. 4.26 und Abb. 4.27).

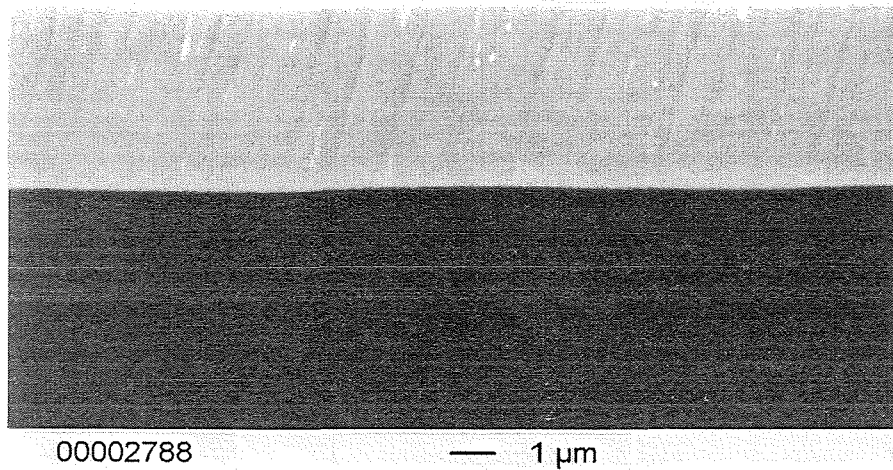


Abb. 4.26: REM-Aufnahme der Bruchfläche einer bei 400 W und 0 V Bias auf Si (100) abgeschiedenen $\text{Sm}_{47}\text{Fe}_{53}$ -Schicht.

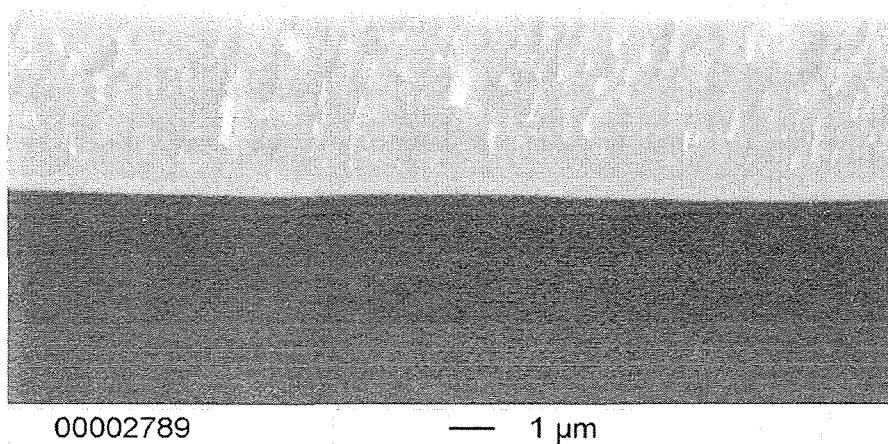


Abb. 4.27: REM-Aufnahme der Bruchfläche einer bei 400 W und 160 V Bias auf Si (100) abgeschiedenen $\text{Sm}_{46}\text{Fe}_{54}$ -Schicht.

Im Unterschied zu Tb-Fe und Tb-Dy-Fe bilden sich Gefüge, die mit Bereichen des Strukturzonendiagramms von Thornton [Tho 77] annähernd verglichen werden können. So entstand in der mit 0 V Bias gesputterten Schicht ein poröses Gefüge (Abb. 3.2, Zone 1), wobei sich bei der mit 160 V gesputterten Schicht aufgrund der höheren Bias-Spannung ein dichteres Gefüge auszubilden schien (Abb. 3.2, Zone T).

Die Sputterraten betragen für die mit 0 V und 160 V Bias abgeschiedenen Schichten 6,33 nm/s.

4.1.2.3 Schichtstruktur

Das Röntgendiffraktogramm am Beispiel der bei einer Bias-Spannung von 0 V Bias gesputterten SmFe-Schicht (Sputterleistung 400 W) liefert wie die mit unterschiedlichen Beschichtungsparametern abgeschiedenen TbFe- und TbDyFe-Schichten eine röntgenamorphe Struktur (Winkelbereich $2\theta = 20^\circ$ bis 90°) (Abb. 4.28). Auch hier gibt ein verbreiteter Reflex um $2\theta \approx 30^\circ$ Anzeichen einer atomaren Nahordnung von Samarium und Eisen, die für die mit 160 V Bias und dadurch mit einer höheren Substrattemperatur hergestellten Schicht ebenfalls nahezu unverändert bleibt (Abb. 4.29).

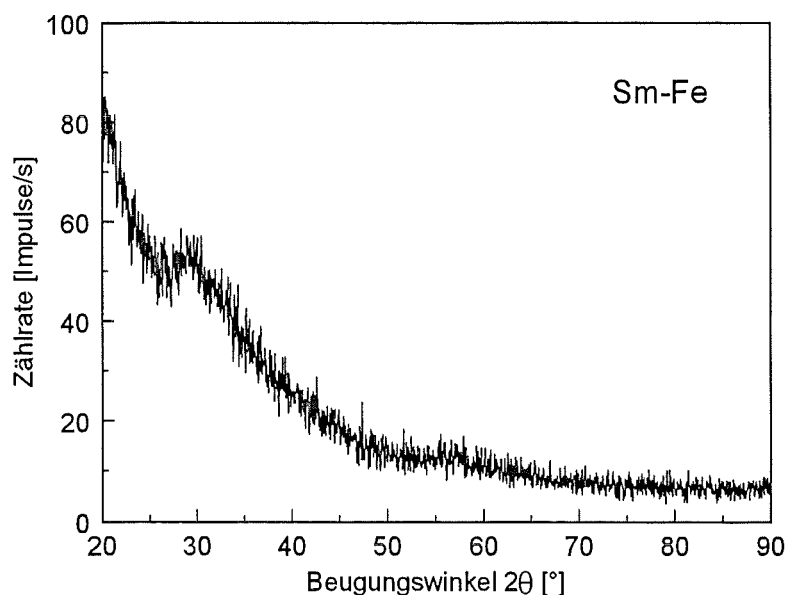


Abb. 4.28: Röntgendiffraktogramm (θ - 2θ -Modus) einer $Sm_{47}Fe_{53}$ -Schicht, die bei einer Sputterleistung von 400 W und einer Bias-Spannung von 0 V abgeschieden wurde.

Schätzt man den mittleren Atomabstand mit der Bragg'schen Bedingung ab, so erhält man einen Wert von etwa 0,29 nm. Da Samarium einen größeren Atomradius als Terbium und Dysprosium besitzt, ist dieser Wert im Vergleich zu den mittleren Atomabständen von Tb-Fe oder Tb-Dy-Fe ($\approx 0,25$ nm) plausibel.

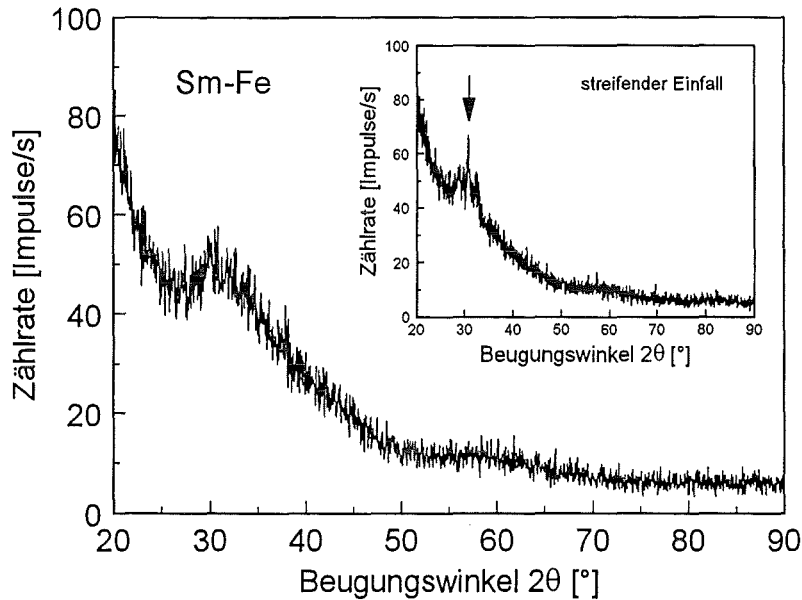


Abb. 4.29: Röntgendiffraktogramm einer $Sm_{46}Fe_{54}$ -Schicht, die bei einer Sputterleistung von 400 W und einer Bias-Spannung von 160 V abgeschieden wurde. Die Schicht wurde im θ - 2θ -Modus gemessen. Der Inset zeigt das Diagramm der Röntgenbeugung im Modus des streifenden Einfalls mit dem Winkel von 2° .

In der oberflächensensitiveren Messung im Modus des streifenden Einfalls zeigen jedoch einige Proben bei einem Beugungswinkel von $2\theta \approx 32^\circ$ einen deutlichen Reflex, der als kristallines Samariumoxid oder Samarium-Eisenoxid auf der Schichtoberfläche identifiziert werden kann (Inset Abb. 4.29). Eine Erhöhung des Winkels im Modus des streifenden Einfalls läßt den Reflex gezeigt am Beispiel der mit 160 V Bias hergestellten Schicht verschwinden, was den röntgenamorphen Zustand des Sm-Fe bestätigt.

4.1.2.4 Magnetische Eigenschaften

Anhand der Magnetisierbarkeit der SmFe-Schichten läßt sich zeigen, daß sich die Steigung dJ/dH_{ext} bzw. die leichte Magnetisierungsrichtung in der Schichtebene im Vergleich zu den positiv magnetostriktiven Schichten bezüglich der Bias-Spannung gegensätzlich verhält. Wie

Messungen der Magnetisierung parallel zur Schichtebene zeigen, war der Anstieg der Magnetisierung für die mit einer Sputterleistung von 300 W und 0 V Bias hergestellten Schicht (Abb. 4.30) steiler als jener, deren Bias-Spannung 160 V betrug (Abb. 4.31). Letztere zeigt, daß die Anisotropie in der Ebene mit höherer Bias-Spannung geringer wird, wobei die leichte Richtung senkrecht zur Schichtebene orientiert ist. Zusätzlich wird die Höhe der Magnetisierung bzw. Polarisation bei Erhöhung der Bias-Spannung auf 160 V um knapp 0,1 T gesteigert. Dies konnte durch die höhere Eisenkonzentration [Hon 94] in den Schichten bedingt sein (siehe Abb. 4.25).

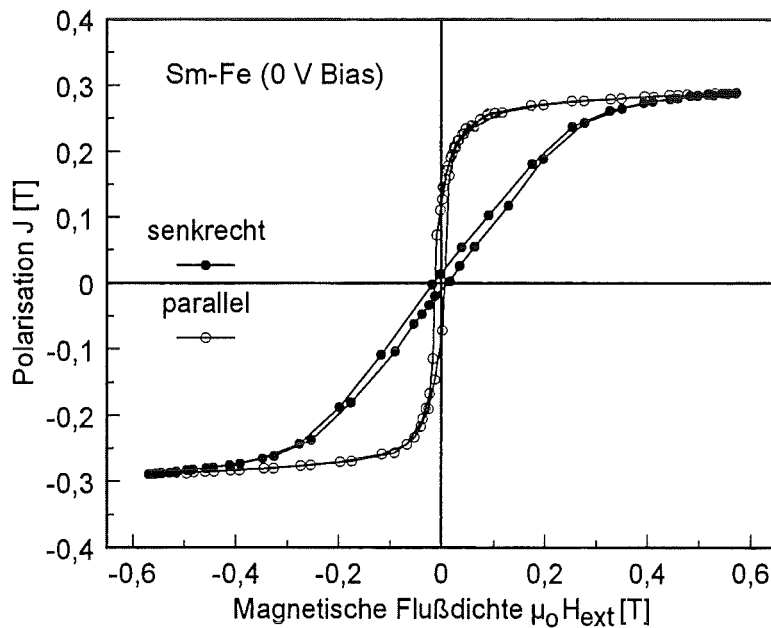


Abb. 4.30: Polarisation einer $Sm_{45}Fe_{55}$ -Schicht senkrecht und parallel zur Schichtebene ohne Berücksichtigung des Entmagnetisierungsfaktors bei der senkrechten Messung. Die Schicht wurde bei einer Leistung von 300 W und 0 V Bias abgeschieden.

Ferner treten im Gegensatz zu Tb-Dy-Fe, aber ähnlich wie bei Tb-Fe, Hysteresen auf, die sich durch eine Steigerung der Sputterleistung auf 400 W leicht vergrößern (Abb. 4.32). Auch hier könnte sich eine magnetokristalline Anisotropie in der atomaren Nahordnung bemerkbar machen. Nach [Hon 93] wurden diese Hysteresen auch durch Samariumoxid in den Schichten verursacht. Eine Erhöhung der Substrattemperatur förderte die weitere Bildung von Samariumoxid bedingt durch einen höheren Sauerstoffgehalt in den Schichten und damit eine Verbreiterung der Hysterese bzw. Vergrößerung des Koerzitivfeldes. Ein Ansteigen der Substrattemperatur könnte zusätzlich durch die höhere Sputterleistung verursacht werden. Koerzitivfelder von 0,015 bis 0,02 T nach [Hon 93] liegen in derselben Größenordnung.

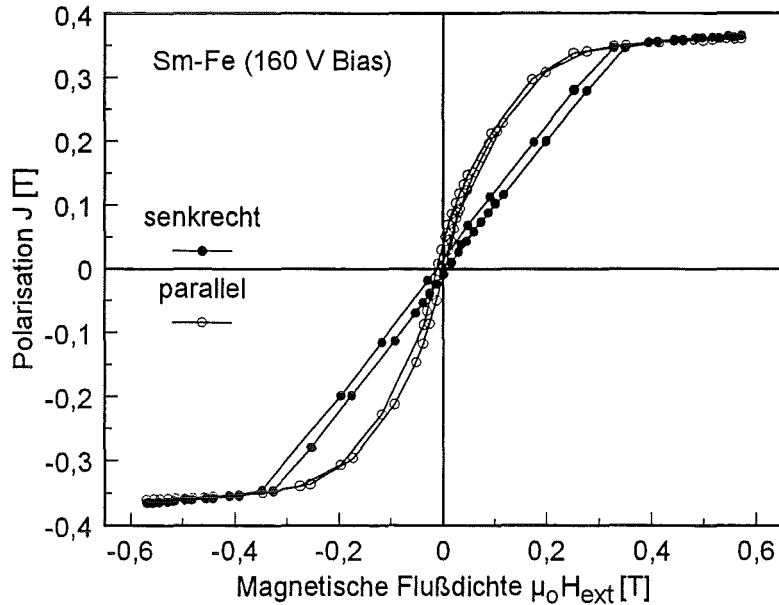


Abb. 4.31: Polarisation einer $Sm_{43}Fe_{57}$ -Schicht senkrecht und parallel zur Schichtebene ohne Berücksichtigung des Entmagnetisierungsfaktors bei der senkrechten Messung. Die Schicht wurde bei einer Leistung von 300 W und 160 V Bias abgeschieden.

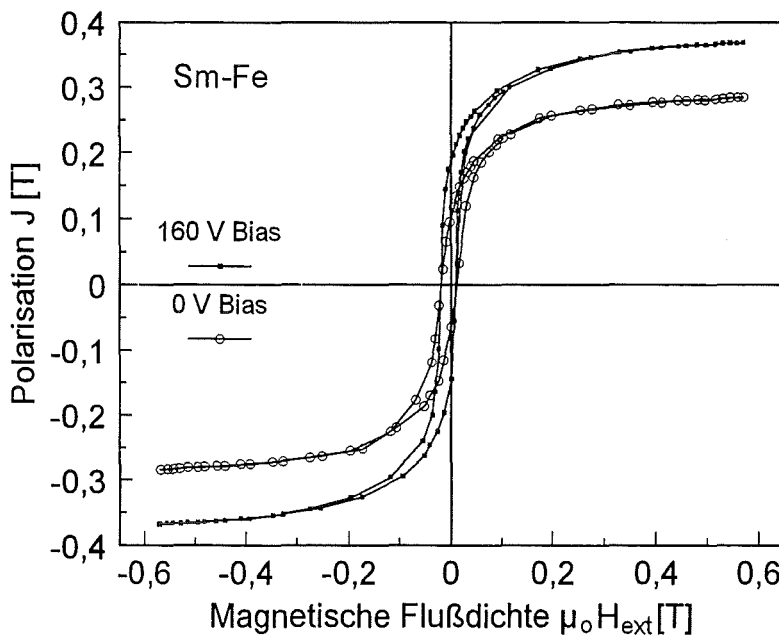


Abb. 4.32: Polarisation zweier $Sm_{47}Fe_{53}$ -Schichten parallel zur Schichtebene. Die Schichten wurden bei einer Leistung von 400 W und verschiedenen Bias-Spannungen abgeschieden.

Ferner zeigt sich auch hier durch die geringfügig höhere Eisenkonzentration ein deutlicher Unterschied in der Höhe der Polarisation für die Bias-Spannungen 0 V und 160 V. Die Anfangssteigungen dJ/dH_{ext} bei kleinen Magnetfeldern unterscheiden sich kaum. Vergleicht

man dieses Ergebnis mit den Ergebnissen bei einer Leistung von 300 W hergestellte Schichten, so scheint nicht nur die Bias-Spannung Einfluß auf den Anstieg der Magnetisierung zu haben, sondern auch höhere Sputterleistungen. Eine Steigerung der Sputterleistung würde eine Erhöhung des Energieübertrags der Argonionen auf die Targetatome bedeuten, die mit erhöhter Energie auf das Substrat treffen. Dies könnte zu einer Änderung der Eigenspannungsverhältnisse durch die Kompensation von Zugeigenspannungen führen, die durch ein dichteres Aufwachsen und durch den geringfügig höheren Argongehalt in den Schichten verursacht werden. Die Höhe der Sättigungspolarisation bleibt dennoch erhalten, obwohl eine um 2 Atom-% niedrigere Eisenkonzentration in den mit 400 W hergestellten Schichten vorhanden war. Der Wert der Sättigungspolarisation liegt etwas unter dem der TbFe-Schichten. Eine hohe Kopplung der magnetischen Momente ist daher auch in den SmFe-Schichten vorhanden.

4.1.2.5 Magnetostriktion

Wie bei der TbFe-Verbindung wurde anhand des Simultansputterprozesses erreicht, daß für eine bestimmte Zusammensetzung des Samariums und des Eisens ein Maximum der Magnetostriktion auftrat. Abbildung 4.33 zeigt die Magnetostriktion für die in Tabelle 4.2 aufgelisteten Sm/Fe-Verhältnisse bei einem Magnetfeld von 0,6 T. Das Maximum der Magnetostriktion bzw. des Kopplungskoeffizienten wird bei einer errechneten Samariumkonzentration von 40 Atom-% erreicht. Das von Honda et al. [Hon 94] erhaltene Maximum der Magnetostriktion ($\lambda = 140 \cdot 10^{-6}$ bei 0,5 T) liegt mit 38,7 Atom-% Samarium unter dem mit dem Simultansputterkopf erlangten Resultat.

Die mittels des Legierungstargets gewonnenen Erkenntnisse über die Magnetisierung spiegeln sich im Verlauf der Magnetostriktion wider. So beobachtet man im Gegensatz zu den positiv magnetostriktiven Stoffen ein reverses Verhalten im Anstieg der Magnetostriktion bei kleinen Magnetfeldern sowie in der Höhe der Sättigungsmagnetostriktion in Abhängigkeit der Bias-Spannung. Abbildung 4.34 zeigt, daß der steile Anstieg der Magnetostriktion bzw. des Kopplungskoeffizienten bei kleinen Feldern und die kleinere Sättigungsmagnetostriktion für eine Bias-Spannung von 0 V (Sputterleistung 300 W) erreicht wird. Durch die Steigerung der Bias-Spannung auf 160 V flachen die Kurven etwas ab, und die Sättigungsmagnetostriktion steigt erheblich an. Betrachtet man die magnetoelastische Energie E_{me} für den amorphen Materialzustand (Gleichung 2.8), so läßt sich sofort erkennen, daß ein Vorzeichenwechsel der

Magnetostriktion mit dem Vorzeichenwechsel der Schichteigenstressung ein gegensätzliches Verhalten der positiv und negativ magnetostriktiven Materialien zufolge hat.

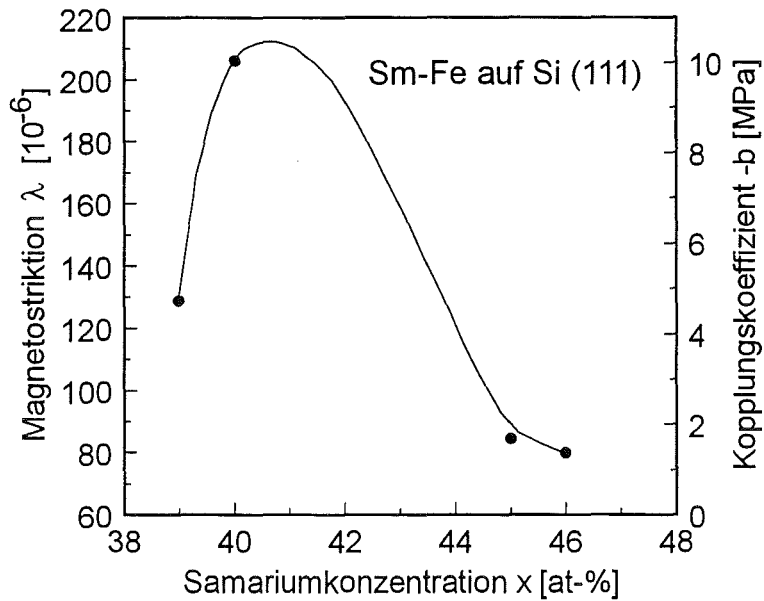


Abb. 4.33: Magnetostriktion und Kopplungskoeffizient von Sm_xFe_{1-x} -Schichten bei einem parallel zur Schichtebene angelegten Magnetfeld von 0,6 T in Abhängigkeit der errechneten Samariumkonzentration.

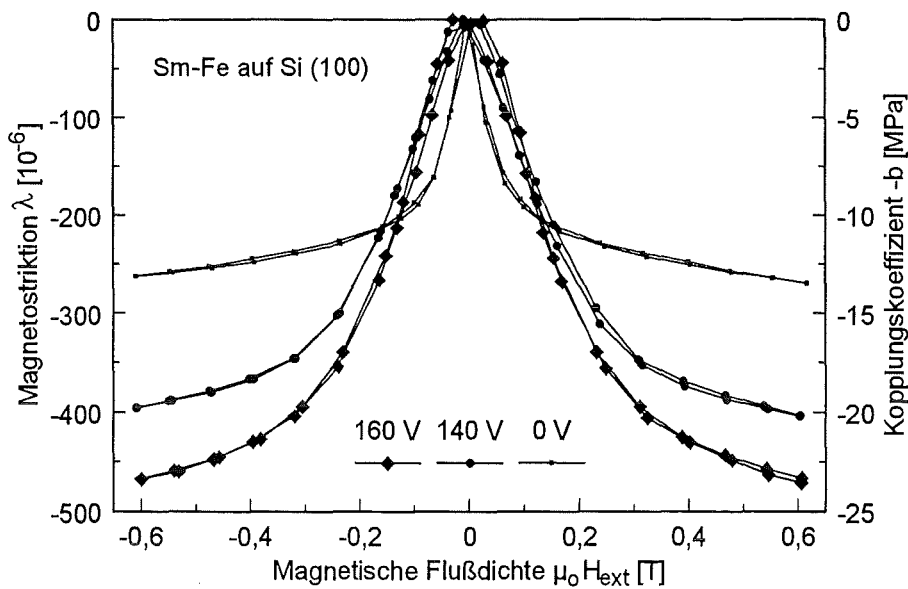


Abb. 4.34: Magnetostriktion und Kopplungskoeffizient für mit dem Legierungstarget bei unterschiedlichen Bias-Spannungen abgeschiedenen SmFe-Schichten in Abhängigkeit eines parallel zur Schichtebene angelegten externen Magnetfeldes (Beschichtungsleistung 300 W).

Die Magnetostruktionskurven der mit einer Sputterleistung von 400 W hergestellten Schichten unterscheiden sich in erster Linie nur im Wert ihrer Magnetostruktion bei höheren Feldern (Abb. 4.35). Die nahezu identischen Beträge der Steigungen $1/\mu_0 \cdot (d\lambda/dH_{\text{ext}}) \approx 2185 \cdot 10^{-6} \text{ 1/T}$ (0 V Bias) bzw. $2144 \cdot 10^{-6} \text{ 1/T}$ (160 V Bias) bei kleinen Feldern ($< 0,05 \text{ T}$) zeigten sich bereits im Verlauf der Polarisierung.

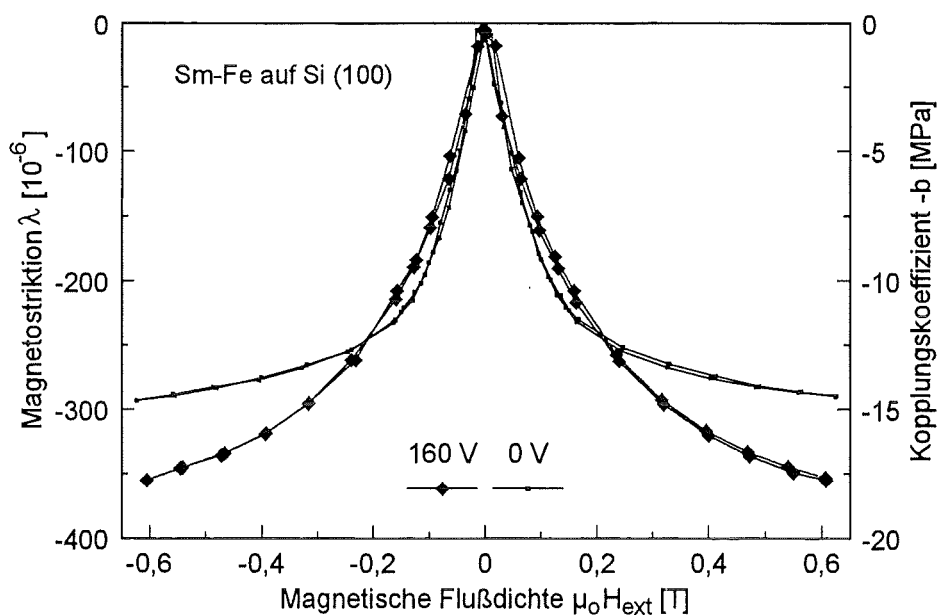


Abb. 4.35: Magnetostruktion und Kopplungskoeffizient für mit dem Legierungstarget bei unterschiedlichen Bias-Spannungen abgeschiedenen SmFe-Schichten in Abhängigkeit eines parallel zur Schichtebene angelegten externen Magnetfeldes (Beschichtungsleistung 400 W).

Der Vergleich unter den mit einer Leistung von 300 W und 400 W hergestellten Schichten ergeben unterschiedliche Magnetostruktionswerte bei 0,6 T sowie unterschiedliche Steigungen (Abb. 4.36) für identische Bias-Spannungen bei kleinen Magnetfeldern. Die mit 0 V Bias gesputterten Schichten unterscheiden sich in der Steigung ihrer Magnetostruktion kaum. Abgesehen von den weit niedrigeren Magnetostruktionswerten nach [Hon 94] ist ebenfalls eine Herabsetzung der Magnetostruktion bei höheren Sputterleistungen zu beobachten. In den oben gezeigten Messungen könnte die um 2 Atom-% höhere Samariumkonzentration in den mit 400 W hergestellten Schichten zu einer Herabsetzung der Magnetostruktion führen. Nach [Hon 94] wurde dieser Effekt ebenfalls mit einer sputterbedingten, leichten Variation der Stöchiometrie begründet. Wie aus der Abbildung 4.36 zu ersehen ist, boten sich aufgrund der Steigung der negativen Magnetostruktion bei kleinen Feldern Schichten zur Realisierung von Aktoren an, die mit einer Leistung von 400 W und 0 V Bias abgeschieden wurden.

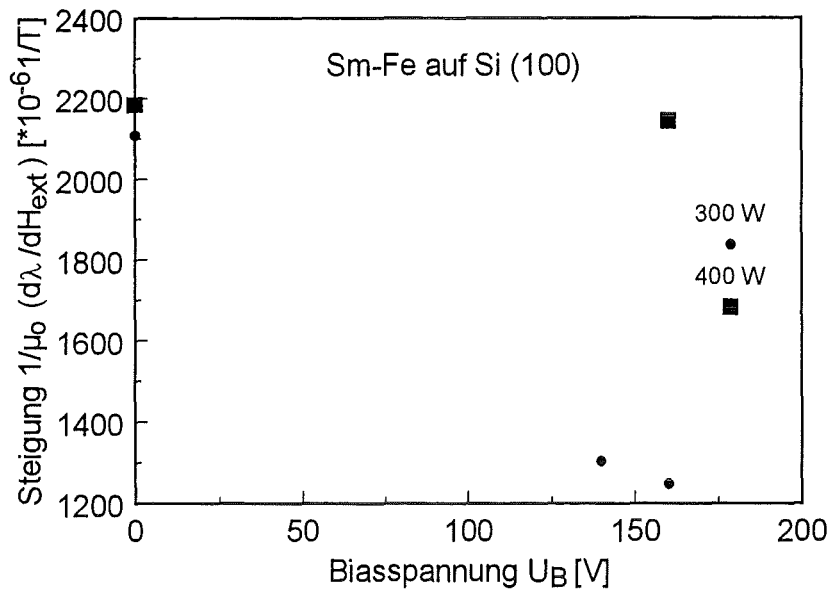


Abb. 4.36: Betrag der Anfangssteigung der Magnetostraktion verschiedener SmFe-Schichten in Abhängigkeit der Bias-Spannung im Bereich sehr kleiner Magnetfelder ($\mu_0 \cdot H_{ext} < 0,05 T$).

4.2 Magnetostruktive Biegebalken

4.2.1 FEM-Modellierung

Die Methode der Finiten Elemente (FEM) bot Möglichkeiten, geometrische Modellierungen und die Variation verschiedener Parameter (Materialkonstanten, Randbedingungen) an einem Biegebalkenaktor einfach durchzuführen. Im Fall komplizierterer mechanischer Bauelemente lieferte FEM quantitative Ergebnisse über mechanische Verhaltensweisen durch die magnetostruktive Dehnung der Schichten des Aktors auf numerischem Weg. Diese Ergebnisse waren analytisch kaum oder nur schwer zu beschreiben. So wurden ein- und mehrschichtige Materialverbunde in Kombination mit der simulierten, magnetostruktiven Materialdehnung λ ohne geometrische Beschränkungen in bezug auf das Verhältnis zwischen der Dicke des Substrats und der Funktionsschichten sowie der Längen- und Breitenverhältnisse berechnet. Die Berechnungen der Auslenkung in Abhängigkeit der Magnetostruktion eines unimorphen (Tb-Dy-Fe/Si) und eines bimorphen (Tb-Dy-Fe/Si/Sm-Fe) Biegebalkenaktors sind in Abbildung 4.37 gegenübergestellt.

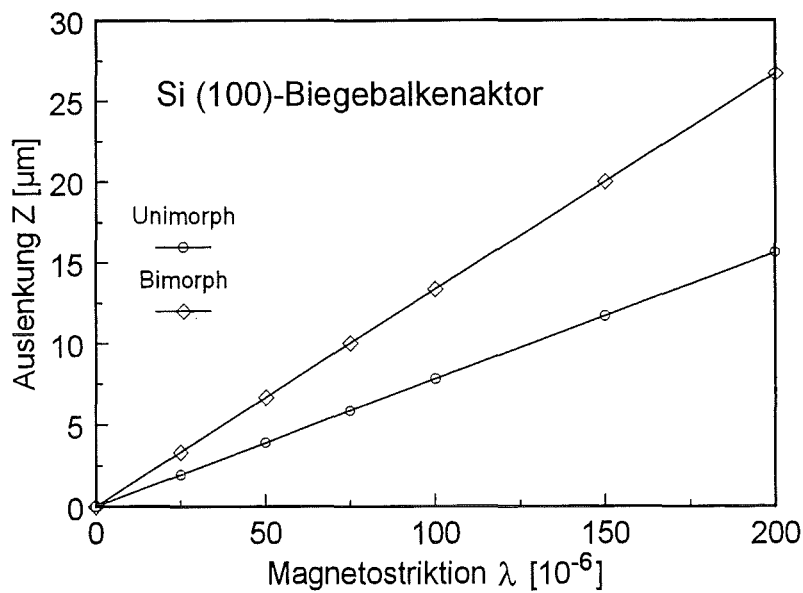


Abb. 4.37: Auslenkungen aufgrund von FEM-Berechnungen eines unimorphen und eines bimorphen Biegebalkenaktors für verschiedene magnetostruktive Dehnungen. Die Abmessungen betragen: Länge 5mm, Breite 1,5 mm, Dicke des Siliziums 50 μm , Funktionsschichtdicke jeweils 10 μm , $E_s = 169 \text{ GPa}$, $\nu_s = 0,064$, $E_f^{\text{eff}} = 50 \text{ GPa}$, $\nu_f = 0$.

Wie sich anhand der FEM-Simulation zeigen läßt, kann mittels der doppelseitigen Beschichtung von Silizium mit Funktionsschichten unterschiedlicher magnetostruktiver Vorzeichen eine Leistungssteigerung des bimorphen Aktors von 71 % gegenüber dem Unimorph bei gleichen Schichtdicken erzielt werden. Ein Unimorph mit der doppelten Schichtdicke würde zwar das gleiche Resultat ergeben, doch wäre hier eine Kompensation thermischer Spannungen nicht möglich.

Im Fall des Unimorphs zeigt aber Abbildung 4.38, daß die analytische Beziehung zwischen der Magnetostruktion und der Auslenkung (Gleichung 2.31) unter Verwendung identischer Biegebalkenabmessungen und elastischer Größen (siehe oben) für relativ große Schicht-Substratdickenverhältnisse $t_f / t_s = 1/5$ eine Abweichung von 17 % gegenüber den FEM-Daten des Unimorphs liefert und somit noch eine relativ gute Näherung zur Berechnung der Auslenkung darstellt. Bei den Berechnungen wurde eine lineare Gestaltmagnetostruktion angenommen.

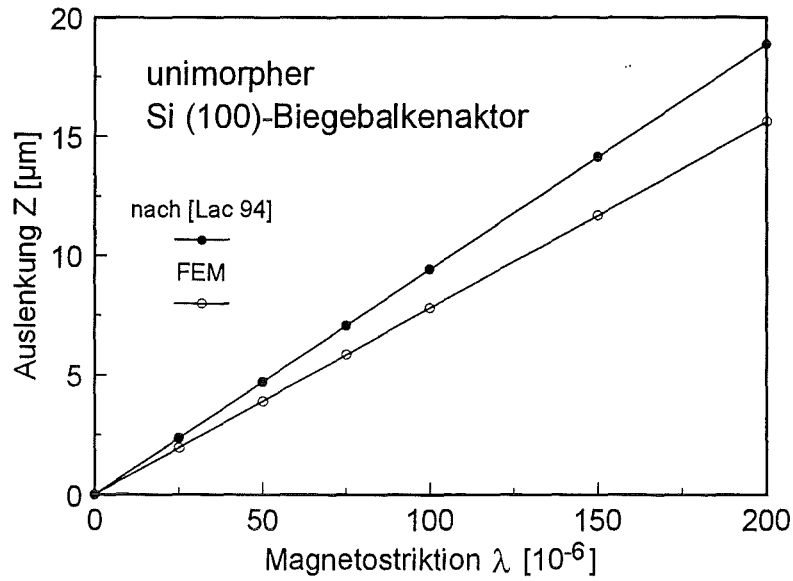


Abb. 4.38: Vergleich der mit FEM und mit der analytischen Methode nach [Lac 94] berechneten Auslenkungen eines unimorphen Biegebalkens für einzelne Magnetostruktionswerte.

Im Bereich kleinerer Schicht-Substratdickenverhältnisse ist eine bessere Übereinstimmung der beiden Berechnungsmethoden zu erkennen (Abb. 4.39).

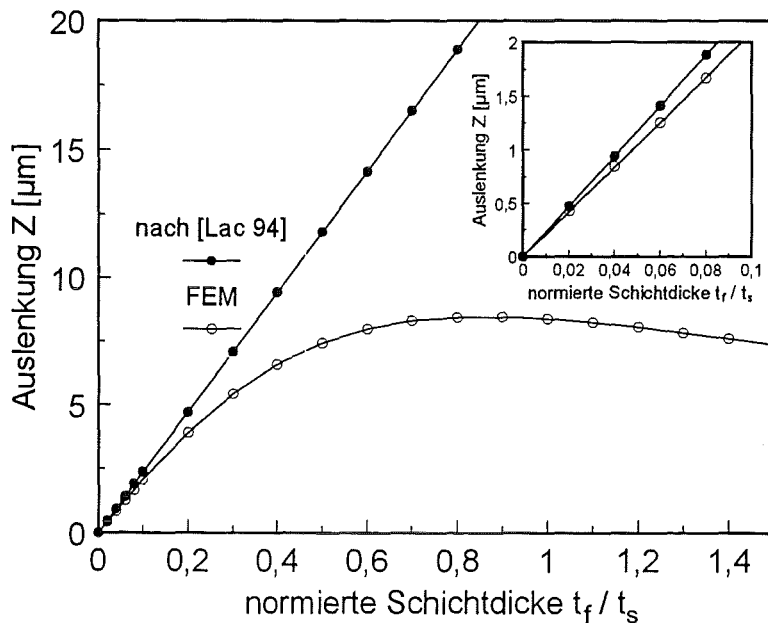


Abb. 4.39: Vergleich der nach der analytischen Formel [Lac 94] und der FEM-Simulation berechneten Auslenkungen des Biegebalkenaktors in Abhängigkeit der t_f / t_s -Verhältnisse.

Für steigende Verhältnisse t_f / t_s weicht die FEM-Analyse von der linearen, analytischen Berechnung immer stärker ab und verläuft bei etwa gleichen Schicht- und Substratdicken über ein Maximum der Auslenkung. Durch die mit der Schichtdicke steigende Steifigkeit des Biegebalkenaktors wird die durch die magnetostriktive Dehnung hervorgerufene Krümmung behindert, so daß wieder eine Verkleinerung der Auslenkung zu beobachten ist. Die analytische Gleichung versagt somit aufgrund der Bedingung $t_f \ll t_s$ gegenüber der Formulierung durch FEM, da die steigende Steifigkeit des mechanischen Systems durch die analytische Methode nicht berücksichtigt wird. Dies läßt unterdessen vermuten, daß die zur Auswertung der Magnetostriktion angewandte Gleichung 2.31 gerade für dicke Substrate und geringe Schichtdicken hinreichend genaue Ergebnisse liefert (Abb. 4.39 Inset).

4.2.2 Unimorphe und bimorphe Biegebalken

Eine praktische Realisierung bimorpher Biegebalken größerer Abmessungen wurde von Honda et al. [Hon 94a] unter Verwendung von Polyimidsubstraten durchgeführt, diese waren daher als Aktoren bekannt. Anwendungen in der Mikrotechnik legen jedoch Kenntnisse über die Leistungsoptimierung von Aktoren aus Silizium nahe, da die Silizium-Mikromechanik eine der führenden Verfahren zur Verwirklichung kleinster mechanischer Aktoren ist.

Der experimentelle Vergleich zwischen unimorphen und bimorphen Si-Biegebalkenaktoren mit den in den FEM-Berechnungen benutzten Dimensionen gibt das in der Theorie postulierte Verhalten wieder (Abb. 4.40). Das Experiment zeigt, daß durch die doppelte Beschichtung eine Leistungssteigerung der Biegebalkenaktoren erreicht wird. Die starken Unterschiede in der Auslenkung der Biegebalkenaktoren von 150 % bei höheren Magnetfeldern sind auf die unterschiedlichen Sättigungsmagnetostriktionen der für kleine Magnetfelder optimierten Funktionsschichten zurückzuführen. Bei höheren Magnetfeldern würden sich für mit 160 V Bias hergestellte TbDyFe-Schichten größere Auslenkungen ergeben, da ihre Sättigungsmagnetostriktion höhere Werte annimmt (siehe auch Abbildung 4.22). Ein direkter Vergleich des 2-dimensionalen FEM-Modells mit den experimentellen Daten aus Abbildung 4.40 wäre trotz der Voraussetzung $\lambda(t_f) = \text{konstant}$ jedoch nur qualitativ. Ein Vergleich der Meßpunkte der Auslenkung und der Magnetostriktion beider Funktionsschichten würde aus Abbildung 4.22 und 4.35 bezüglich des Magnetfeldes aus Gründen unterschiedlicher Variablenzuordnung (H_{ext}) der einzelnen Meßpunkte ein fehlerbehaftetes Ergebnis liefern.

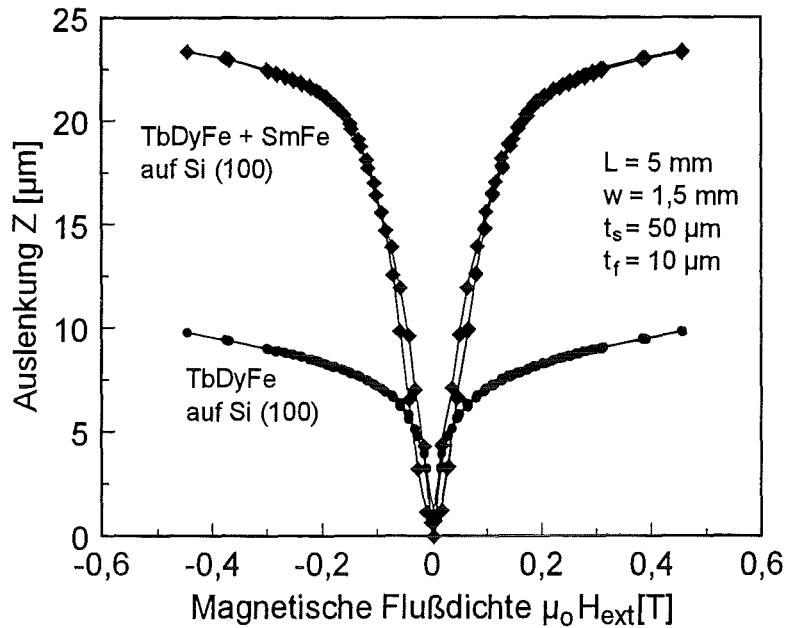


Abb. 4.40: Unterschied der Auslenkung eines unimorphen und eines bimorphen Biegebalkenaktors. Die Beschichtungsparameter der Funktionsschicht Tb-Dy-Fe betragen: Beschichtungsleistung 300 W und Biasspannung 230 V. Sm-Fe wurde mit 400 W und 0 V Bias gesputtert.

4.3 Magnetostruktive Membranen

4.3.1 FEM-Modellierung

Die Berechnung der Membranauslenkung verlangte die Erstellung eines FEM-Modells, da Unstetigkeiten zwischen dem Substrat und den Funktionsschichten, mechanische Spannungen im Randbereich und große Auslenkungen analytische Berechnungsmethoden unmöglich machten. Der Einfluß der lateralen Strukturierung (funktionsschichtfreier Bereich im Zentrum der Membran mit Radius r) zeigt eine starke r -Abhängigkeit der Auslenkung (Abb. 4.41), wobei die hier berechneten Daten durch die höchst mögliche Anzahl an Elementen und einem damit erzeugten Aspektverhältnis (Verhältnis Höhe zu Breite des Elements) ≤ 4 erlangt wurden. Jede Kurve zeigt unabhängig von den Substrat- und Schichtdicken für eine über die Funktionsschichtfläche einheitliche, lineare Magnetostruktion ein Maximum in der Auslenkung um $r = 1 \text{ mm}$ bis $1,5 \text{ mm}$. Durch die Erhöhung der Schichtdicken bis $20 \mu\text{m}$ kann eine Vergrößerung der Auslenkung erreicht werden (Unimorph), die wie bei den bimorphen

Biegebalkenaktoren mittels einer Zweifachbeschichtung (bimorphe Membran) um weitere 60 % gesteigert werden kann. Bei der Modellrechnung wurde eine einheitliche, lineare Gestaltmagnetostraktion λ von $100 \cdot 10^{-6}$ angenommen. Der Durchmesser der Membran beträgt 10 mm.

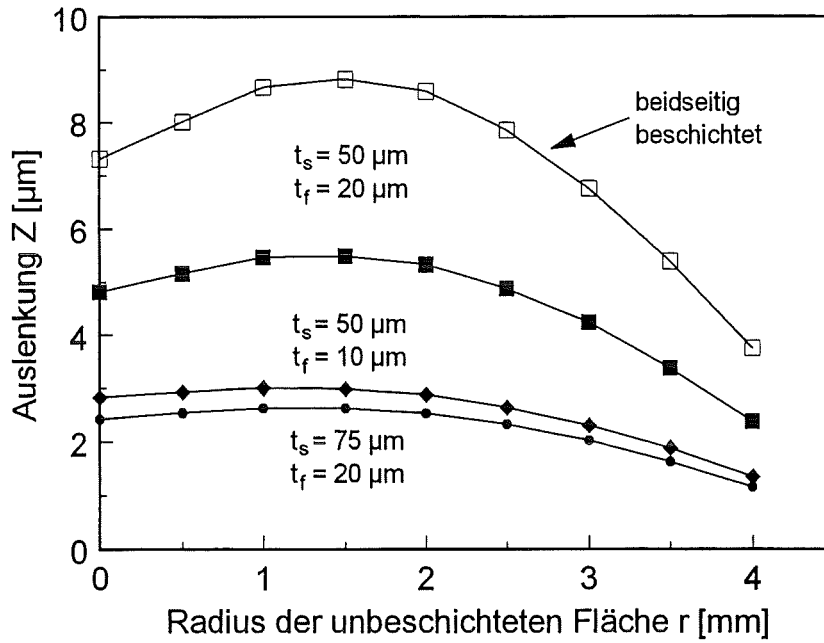


Abb. 4.41: FEM-Berechnung der Auslenkungen vollbeschichteter und strukturierter Membranen mit unterschiedlichen Radien r der funktionsschichtfreien Fläche in ihrem Zentrum.

Die Erhöhung der Substratdicke behindert unterdessen die Auslenkung der Membranen bei gleichen Schichtdicken aus Gründen einer sich daraus ergebenden Erhöhung der Membranplattensteifigkeit $D \sim \text{Substratdicke } t_s^3$.

4.3.2 Prinzip der magnetischen Ansteuerung

Die effektive Ausnutzung der magnetostriktiven Dehnung λ verlangte ein Magnetfeld, dessen Magnetfeldlinien parallel zur magnetostriktiven Schicht verlaufen, da ein senkrecht, homogenes Feld die halbe Dehnung erzeugen und der Entmagnetisierungsfaktor durch die Membrangeometrie das innere Magnetfeld zusätzlich stark verkleinern würde. Für runde Membranen wurde eine von Schnell [Sch 97] vorgeschlagene radialsymmetrische Magnetflußführung aus Weicheisen weiterentwickelt, die durch ihre Führung der

Magnetfeldlinien eine nahezu parallele, radialsymmetrische Feldlinienverteilung zeigt. Die Abmessungen und das Prinzip der zur Ansteuerung der strukturierten Membranen realisierten Flußführung sind in Abbildung 4.42 dargestellt. Die Feldlinien zeigen einen idealisierten Verlauf im Eisenkern und in der magnetostriktiven Funktionsschicht der auf dem Messingring fixierten Membran. Die Feldspule der Flußführung zur Messung der Membranen war mit ca. $n = 175$ Windungen (Kupferdraht $\varnothing 0,36$ mm) versehen. Eine Simulation des Feldlinienverlaufes wurde mit Hilfe eines speziellen Programms (PROFI) zur Beschreibung von Feldproblemen durchgeführt [Sch 95]. Das Programm löst die Maxwellschen Feldgleichungen auf numerischem Weg.

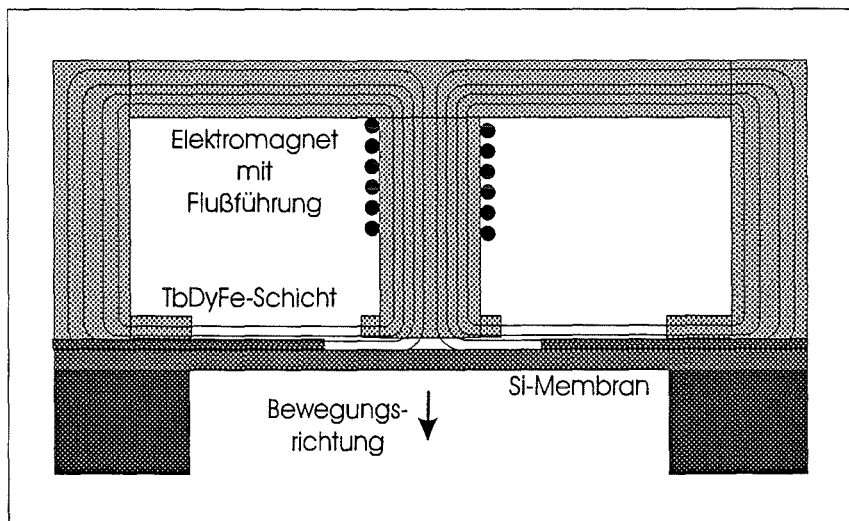


Abb. 4.42: Magnetische Flußführung zur Ansteuerung radialsymmetrischer Membranen. Der Magnet hat einen Durchmesser von 17 mm und eine Höhe von 14 mm.

Am Verlauf der Feldlinien des Magneten ist zu sehen, daß diese nicht ideal parallel zur Schichtoberfläche verlaufen (Abb. 4.43). Bei der Berechnung wurde vernachlässigt, daß der Eisenkern aus den einzelnen Teilen Innenpol, Außenzylinder und Eisenring zur Umlenkung der Feldlinien zum Innenpol zusammengesetzt worden ist. Die geringen Spalte zwischen den Bauteilen könnten Abweichungen des realen Feldlinienverlaufs und der Magnetfeldstärke zu den Werten der Simulation ergeben. Bei der Flußführung ist jedoch zu beachten, daß sie zusätzlich einen inhomogenen Feldverlauf erzeugt. Die Berechnung der Feldstärke ergibt dabei eine Abschwächung des Magnetfeldes vom Innenpol zum Außenpol. Aufgrund unterschiedlicher Austrittsflächen der Magnetpole für die Feldlinien entsteht ein Feldgradient zwischen den Polen.

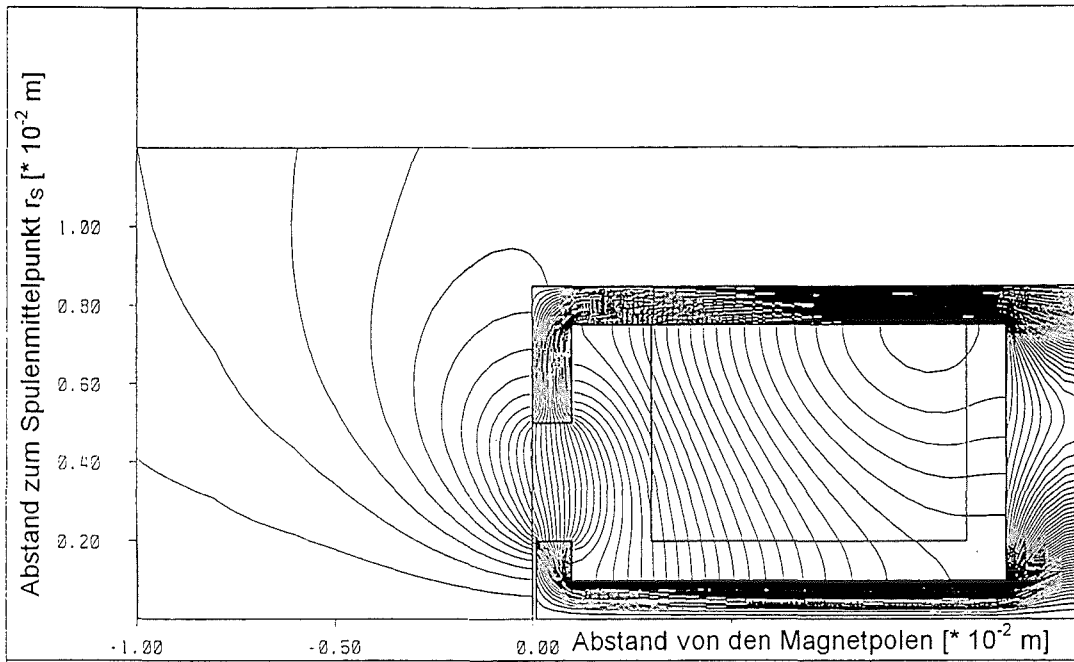


Abb. 4.43: Qualitativer Verlauf der Magnetfeldlinien der zur Membranansteuerung verwendeten radialen Flußführung. Es ist der halbe Querschnitt des Magneten mit der Abszisse als Rotationsachse dargestellt.

Wie die bei einer Ampèrewindungszahl von $n \cdot I = 88 \text{ A}$ durchgeführte Rechnung in Abbildung 4.44 zeigt, fällt die Magnetfeldstärke bis zur Mitte des Polabstandes proportional mit $1/r^2$ ab.

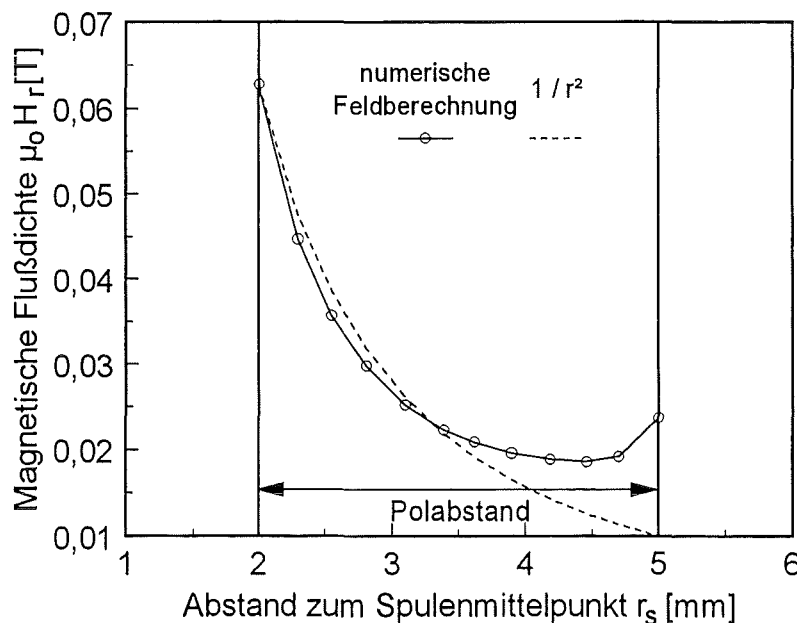


Abb. 4.44: Quantitativer Verlauf der Feldstärke für eine Ampèrewindungszahl von $n \cdot I = 88 \text{ A}$ zwischen den Magnetpolen der radialsymmetrischen Flußführung.

In der Nähe des äußeren Magnetpols wird der Abfall geringer. Im gesamten Bereich zwischen den Magnetpolen war aufgrund des inhomogenen Magnetfeldes somit keine gleichförmige Magnetostraktion der Funktionsschicht entlang des Membranradius zu erwarten.

Das Simulationsmodell für die Feldberechnung entstand in einer ähnlichen Weise wie das der Membran. Die Option der axialsymmetrischen Konstruktionen gestattet die Darstellung des halben Querschnitts der Flußführung zur späteren Berechnung der realen, rotations-symmetrischen Spule mit dem zylindrischen Eisenkern.

4.3.3 Unimorphe Membranen

Statische Charakterisierung

Die statische Messung der Membranen soll zeigen, inwieweit die r-Abhängigkeit der Auslenkung durch die FEM-Modellrechnung beschrieben werden kann. Da die Auslenkung nicht in Abhängigkeit des direkten Magnetfeldes gemessen werden konnte, diente die Ampèrewindungszahl $n \cdot I$ für die Charakteristik des Magnetfeldes der radialsymmetrischen Flußführung. Mit $n = 175$ wurde die Auslenkung in 100 mA-Schritten bis 1 A gemessen, wobei bei jedem Schritt 10 Meßpunkte zur Bildung des arithmetischen Mittels der Auslenkung aufgenommen wurden. Um die Membran anzuregen, wurde die Flußführung mit Strompulsen betrieben und das Signal der Auslenkung als Auslenkimpulse unterschiedlicher Höhe vom Laservibrometer auf einem Oszilloskop sichtbar gemacht. Das Anfahren jedes einzelnen Impulses mit dem Cursor des Oszilloskops erlaubte eine genaue Bestimmung der Signalhöhe und damit eine genaue Bestimmung der Membranauslenkung. Abbildung 4.45 zeigt den Verlauf der Auslenkung von Tb-Dy-Fe beschichteten Si(100)-Membranen unterschiedlicher Radien der unbeschichteten Flächen. Die Beschichtungsparameter betragen 300 W für die Beschichtungsleistung und 160 V für die Biasspannung. Aufgrund des Durchmessers des Innenpols der magnetischen Flußführung von 4 mm konnte eine Messung erst ab $r = 2$ mm erfolgen. Dabei war zu beobachten, daß schon bei $n \cdot I \approx 75$ bis 100 Ampèrewindungen der Anfang einer Sättigung der Membranauslenkung eintrat, die mit der frühzeitigen Sättigungsmagnetisierung des dünnen Eisenkerns der Flußführung in Zusammenhang gebracht werden kann.

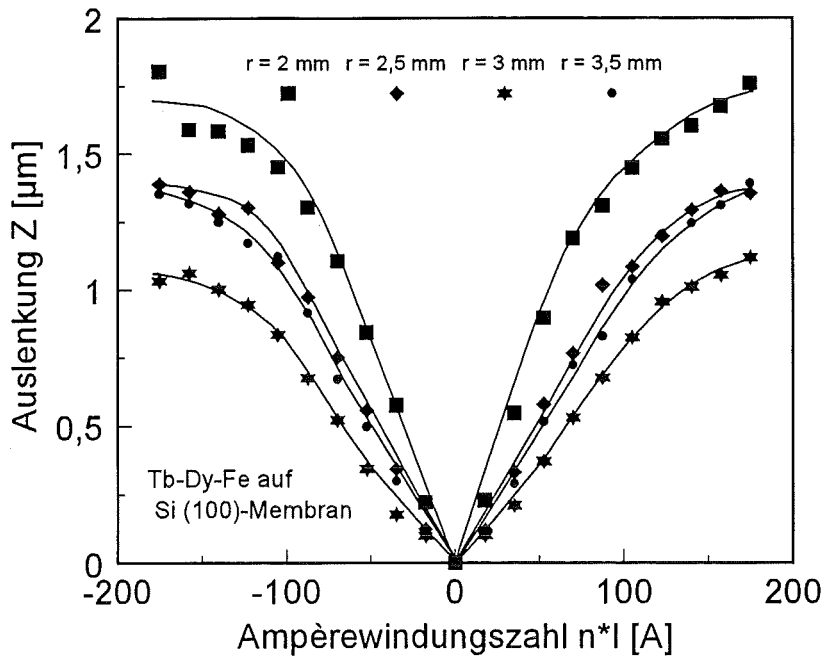


Abb. 4.45: Auslenkung von Membranen (Radius: $R = 5\text{ mm}$) mit unterschiedlichen Radien der unbeschichteten Flächen im Zentrum. Die Dicke t_s der Membranen betrug $50\text{ }\mu\text{m}$. Die Schichtdicke t_f betrug $10\text{ }\mu\text{m}$.

Entgegen der Voraussage des FEM-Modells zeigt die Membran mit $r = 3,5\text{ mm}$ eine höhere Auslenkung als die mit $r = 3\text{ mm}$, was vermutlich auf eine geringere Verspannung des Substrat-Schichtverbundes durch das größere Verhältnis Strukturierung / beschichtete Fläche zurückzuführen ist. Zum Vergleich mit der mittels FEM entwickelten Theorie wurde die maximale Auslenkung der strukturierten Membranen bei der Ampèrewindungszahl von 175 im positiven Meßbereich verwendet. In Abbildung 4.46 zeigt sich trotz Streuung der Meßpunkte eine Tendenz der Übereinstimmung des FEM-Modells mit den gemessenen Daten. Die FEM-Daten wurde mit einer linearen über den Abstand der Magnetpole gemittelten Magnetostriktion von $\lambda = 60 \cdot 10^{-6}$ an die Meßdaten angepaßt. Hauptsächliche Diskrepanzen dürften sich aus der Inhomogenität der Schichtdicken je nach Lage unter dem Target, aus der Inhomogenität des Magnetfeldes und dessen Parallelität zur Schichtoberfläche, aus ungenauen Durchmessern der Masken sowie aus unterschiedlichen Einspannbedingungen der Membranen beim Aufkleben ergeben. Die zu erfassenden statistischen Fehler ergeben sich aus den Standardabweichungen der Mittelwerte σ_n bei jeder Meßreihe und belaufen sich auf maximal $\pm 8\%$ bzw. minimal $\pm 5,1\%$ der Auslenkungen (siehe Fehlerbalken).

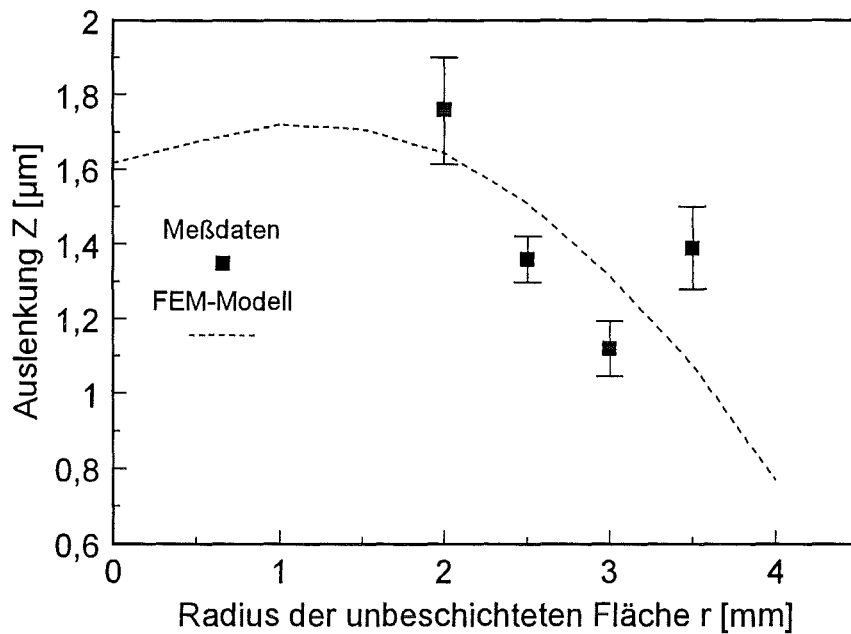


Abb. 4.46: Vergleich des FEM-Modells mit den in Abbildung 4.45 dargestellten Mittelwerten der Auslenkungen bei $n \cdot I = +175$ Ampèrewindungen für die unterschiedlichen Radien der unbeschichteten Flächen. Die Dicke t_s der Membranen (Radius $R = 5$ mm) betrug $50 \mu\text{m}$. Die Schichtdicke t_f belief sich auf $10 \mu\text{m}$.

Der hauptsächliche Einfluß, der möglicherweise zu einer starken Abweichung zwischen dem Experiment und dem FEM-Modell führt, ist der inhomogene Verlauf der von der radialsymmetrischen Flußführung erzeugten magnetischen Feldlinien (siehe Abb. 4.43 und 4.44).

Anhand der Abbildung 4.46 läßt sich mit der theoretisch bestimmten Magnetostriktion von $\lambda = 60 \cdot 10^{-6}$ aus Abbildung 4.23 das mittlere Magnetfeld der verwendeten Flußführung bei $n \cdot I = 175$ A zwischen den Polen abschätzen (Abb. 4.47). Es läßt sich erkennen, daß der Wert der Abschätzung von etwa 0,02 T mit dem mittleren Wert der Berechnung aus Abbildung 4.44 bei $n \cdot I = 88$ A nahezu übereinstimmt. Damit ist das von der realisierten Flußführung erzeugte Magnetfeld um ca. 50 % kleiner, wenn man annimmt, daß der berechnete Wert für die doppelte Ampèrewindungszahl ohne Berücksichtigung der magnetischen Sättigung des Eisenkerns ungefähr um das 2-fache steigt.

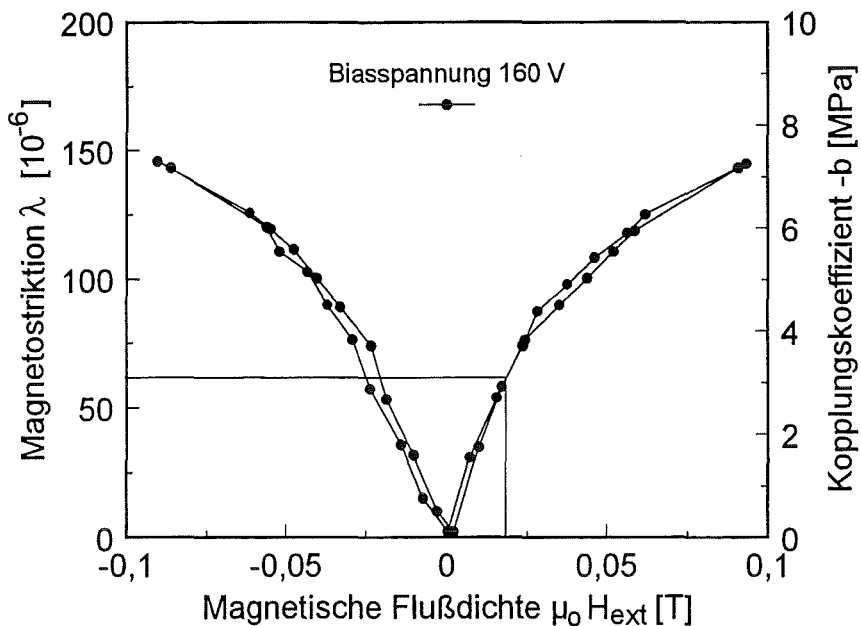


Abb. 4.47: Abschätzung des mittleren Magnetfeldes der Flußführung durch den Vergleich der Magnetostraktion und dem am Magnetostruktionsmeßstand benutzten äußeren Magnetfeld.

Dynamische Charakterisierung

Die dynamische Untersuchung gab das Frequenzverhalten der magnetostriktiven Membranen wieder. Um das Frequenzverhalten der Membranen zu untersuchen, wurde die magnetische Flußführung mit einem sinusförmigen Strom betrieben. Über den gesamten Meßbereich von 5 Hz bis 10 kHz galt es den frequenzabhängigen Magnetstrom so weit wie möglich konstant zu halten und die sinusförmige Anregungsspannung aus Gründen des Scheinwiderstandes des induktiven Stromkreises mit steigender Frequenz nachzuregeln. Zur Charakterisierung der Flußführung ist der Verlauf des Spulenstroms in Abhängigkeit der Frequenz in Abbildung 4.48 dargestellt. Für die Beschreibung der Messung mit Hilfe der Theorie des induktiven Stromkreises [Ber 83] wurde eine mittlere Induktivität L_i des Magneten über den ganzen Meßbereich von 0,59 mH angesetzt. Abweichungen zwischen der Theorie und der Messung liegen in der Erklärung der Feldabhängigkeit der Permeabilität μ des zylinderförmigen Eisenkerns, die sich mit der Stromamplitude I_0 ändert, so daß nur eine qualitative Beschreibung der Meßdaten gewährleistet ist. Das Ergebnis dieser Flußführungcharakterisierung zeigt ferner, daß keine Resonanzen schaltungstechnischer Natur auftreten. Damit wurde eine mögliche Verfälschung des Frequenzverhaltens der Membranen ausgeschlossen.

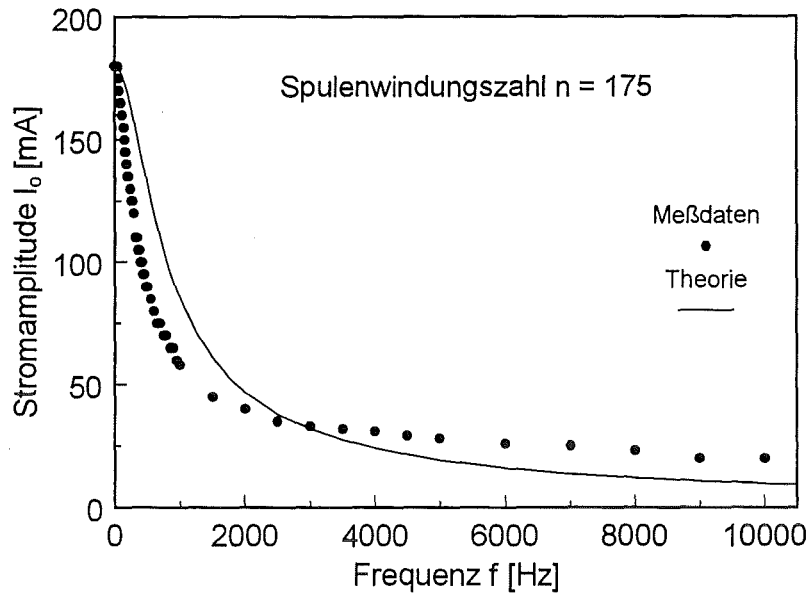


Abb. 4.48: Darstellung des Frequenzverhaltens des sinusförmigen Spulenstroms und der Theorie des frequenzabhängigen Spulenstroms eines induktiven Stromkreises nach [Ber 83]. Spannung an der Spule $U_0 = \text{konstant} = 180 \text{ mV}$.

Die über das Laservibrometer mit einem Oszilloskop aufgenommene dynamische Spitze-Spitze-Auslenkung Z_{ss} (Mitte Membran bei Atmosphäre ohne Gegendruck, $\Delta p_{geg} = 0$) der mit $r = 2 \text{ mm}$ strukturierten Membran ergibt drei ausgeprägte resonanzartige Maxima bei den Spulenerregerfrequenzen f von etwa 2,5 kHz, 4 kHz und 8 kHz (Abb. 4.49). Im Bereich dieser Frequenzen werden im Verhältnis zur statischen Anregung bei vergleichbaren Stromstärken sehr viel höhere Auslenkungen erreicht, wobei die Membranen ihre Gestalt der statischen Auslenkung beibehalten (Bsp. $f = 3,88 \text{ kHz}$, Abb. 4.49 Inset). Die Verbreiterung der Kurve in den Bereichen der Maxima ergeben eine geringe Güte $Q \approx Z_{ss}(f_0)/Z_{ss}(f = 0) = \tau * 2\pi f_0$ (Maß für die Dämpfung eines zu Schwingungen angeregten Systems) durch eine hohe Dämpfung der erzwungenen Schwingung. τ ist die Relaxationszeit des schwingenden Systems. Die Güte steigt mit höheren Frequenzen an, was die Erhöhung der Amplitude erklärt. Die drei Frequenzen verschieben sich bei der mit $r = 3,5 \text{ mm}$ strukturierten Membran um etwa 300 Hz, 400 Hz bzw. 800 Hz nach oben (Abb. 4.50). Entsprechend der größeren funktionsschichtfreien Fläche sind bei gleicher Stromanregung kleinere Auslenkungen zu beobachten. Die Güten des zweiten und des dritten Maximums unterscheiden sich kaum.

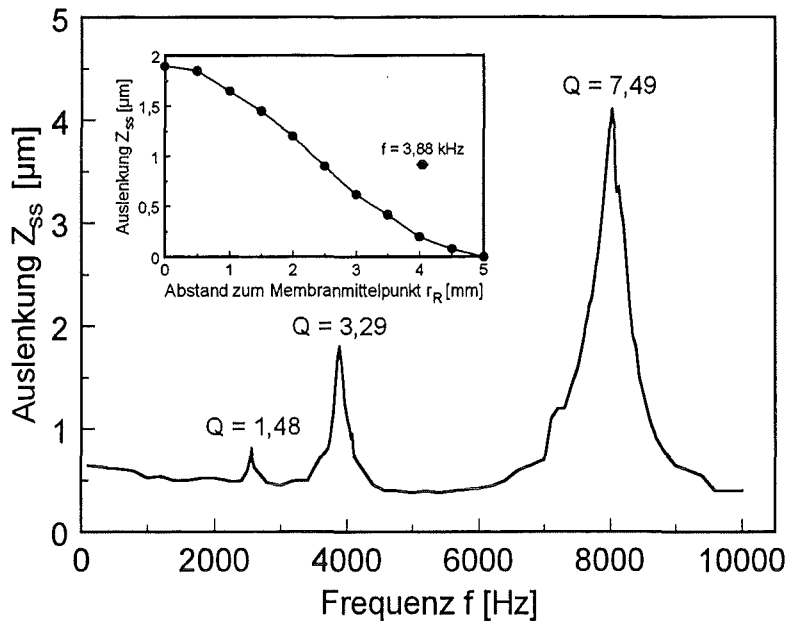


Abb. 4.49: Maxima der Spitze-Spitze-Auslenkung in Abhängigkeit der Erregerfrequenz der mit $r = 2 \text{ mm}$ strukturierten Tb-Dy-Fe/Si(100)-Membran. Die Dicke t_s der Membran ($R = 5 \text{ mm}$) betrug $50 \mu\text{m}$. Die Schichtdicke t_f belief sich auf $10 \mu\text{m}$. $n * I_0 = 35 \text{ A}$.

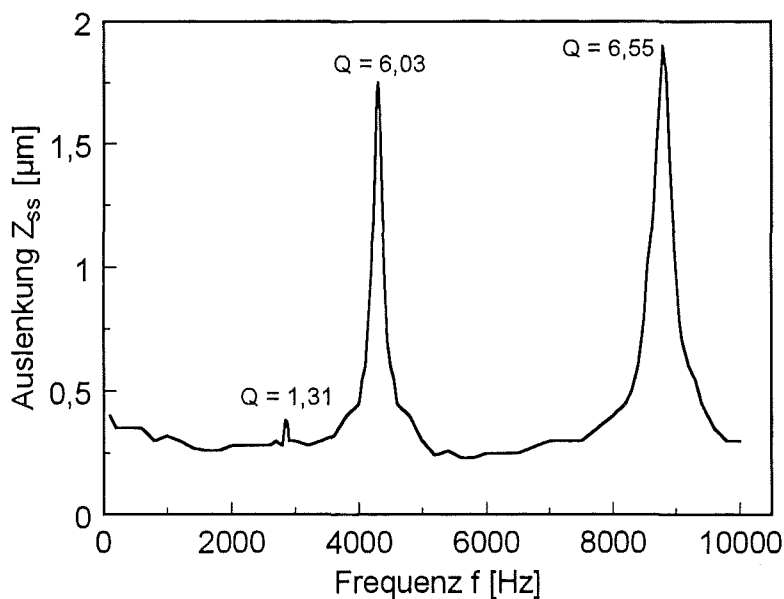


Abb. 4. 50: Maxima der Spitze-Spitze-Auslenkung in Abhängigkeit der Erregerfrequenz der mit $r = 3,5 \text{ mm}$ strukturierten Tb-Dy-Fe/Si(100)-Membran. Die Dicke t_s der Membran ($R = 5 \text{ mm}$) betrug $50 \mu\text{m}$. Die Schichtdicke t_f belief sich auf $10 \mu\text{m}$. $n * I_0 = 35 \text{ A}$.

Instabilitäten des gesamten Meßsystems durch die Wärmeentwicklungen der Wirbelströme sowie durch verschiedene Einspannbedingungen aufgrund der Klebetechnik erschwerten die

Auflösung und Reproduzierbarkeit des Frequenzverhaltens für die unterschiedlich strukturierten Membranen. Doch läßt die Membran mit dem geringeren Funktionsschicht / Silizium-Verhältnis aufgrund der in der Frequenz höher liegenden Maxima der Auslenkung ein schwächeres Dämpfungsverhalten vermuten.

4.3.4 Bimorphe Membranen

Die maximal erreichbare Auslenkung war mit den Abmessungen des Magneten in Verbindung mit den lateralen Dimensionen (funktionsschichtfreie Membranfläche $r = 2$ mm und Außenradius $R = 5$ mm) der strukturierten Membran festgelegt. Die magnetostriktive Schicht direkt unter dem mittleren Magnetpol (kleineres Verhältnis strukturierte Fläche / Fläche Funktionsschicht) konnte aufgrund des Feldlinienverlaufs der Flußführung nicht aktiviert werden. Aus diesem Grund wurden weitere Untersuchungen der bimorphen Membranen lediglich mit diesen Abmessungen weitergeführt.

Statische Charakterisierung

Da das von der Flußführung erzeugte vom inneren zum äußeren Magnetpol abfallende mittlere Magnetfeld sehr klein ist, wurde die beste mit 0 V Bias und 400 W hergestellte negativ magnetostriktive SmFe-Schicht zur Herstellung der Membranschichten verwendet. Die statische Charakterisierung des Bimorphs liefert gegenüber dem Unimorph bei identischen Substrat- und Schichtdicken die Steigerung der Auslenkung um etwa 50 % (Abb. 4.51), wobei die FEM-Berechnung eine Steigerung von etwa 80 % vorhersagt. Die Abweichung von 30 % könnte auf nicht ideale Magnetostruktionsbedingungen durch Abschirmung der SmFe-Schicht von der TbDyFe-Schicht, die Addition von Schichteigenstressungen im Mehrschichtverbund, Inhomogenitäten in der Schichtdicke und nicht ideale Voraussetzungen in der Führung des magnetischen Flusses zurückgeführt werden. Qualitativ zeigt die Membranauslenkung in Abhängigkeit der Ampérewindungszahl einen Verlauf wie den des Unimorphs. Dabei dominierte die Magnetostruktion der TbDyFe-Schicht zusätzlich wegen ihres steileren Anstiegs $1/\mu_0 * (d\lambda/dH_{ext})$ gegenüber der SmFe-Schicht, so daß in diesem Bereich der Magnetfeldstärke Sm-Fe nur eine unterstützende Rolle zur Erhöhung der Membranauslenkung und damit zur Leistungssteigerung spielt.

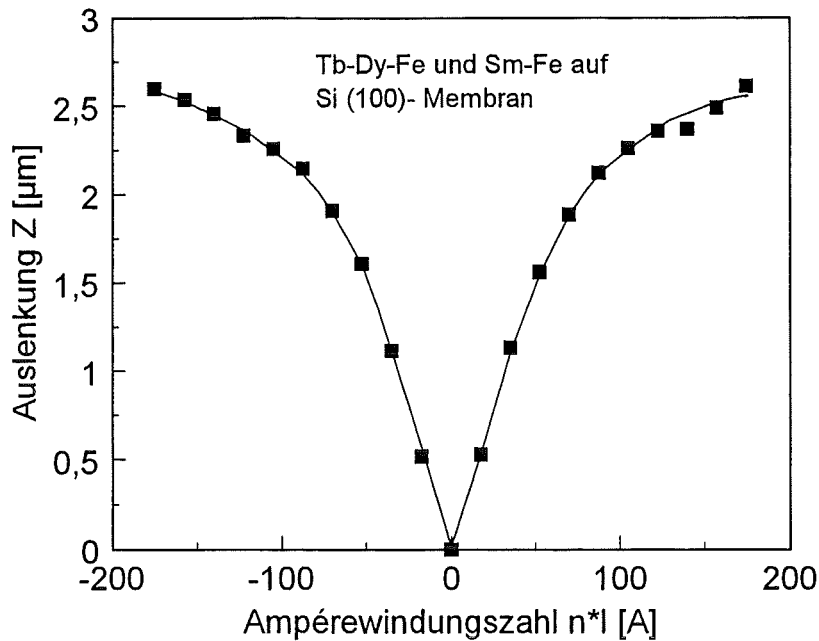


Abb. 4.51: Auslenkung einer bimorphen Membran (Radius: $R = 5 \text{ mm}$) mit dem Radius $r = 2 \text{ mm}$ der unbeschichteten Flächen im Zentrum. Die Dicke t_s der Membran betrug $50 \text{ }\mu\text{m}$. Die Schichtdicken t_f betragen etwa $10 \text{ }\mu\text{m}$.

Dynamische Charakterisierung

Das Experiment der dynamischen Charakterisierung soll die Auswirkung der zweiten Funktionsschicht (Sm-Fe) auf das Schwingungsverhalten der Membran darstellen. Wie im Fall des Unimorphs sind in Abhängigkeit der Erregerfrequenz drei resonanzartige Maxima in der Auslenkung zu beobachten. In Abbildung 4.52 ist zu sehen, daß sich das erste und dritte Maximum um $\Delta f \approx 600 \text{ Hz}$ bzw. 400 Hz zu kleineren Frequenzwerten verschiebt. Das zweite Maximum ändert sich jedoch kaum. Da die Güten des Bimorphs ebenfalls kleinere Werte ergeben, bedeutete die Frequenzverschiebung eine höhere Dämpfung des schwingenden Systems. Der Vergleich zum Unimorph scheint zu zeigen, daß die aktiven Funktionsschichten als antreibende Kraft eine gleichzeitig dämpfende Wirkung auf das Schwingungsverhalten der Membranen haben. Die durch den Schichtverbund normalerweise steigende Materialsteifigkeit und eine damit verbundene Erhöhung von Resonanzfrequenzen hat dabei keinen großen Einfluß auf das Schwingungsverhalten.

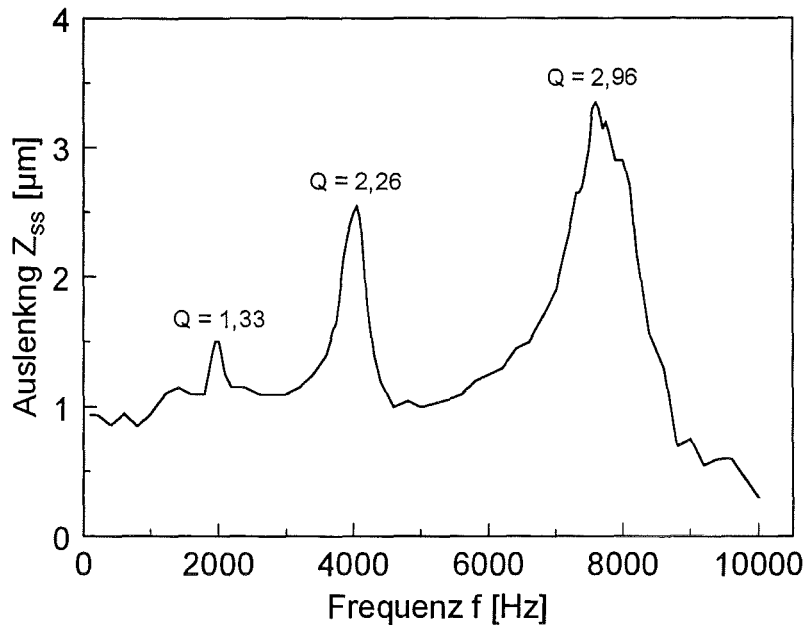


Abb. 4.52: Maxima der Spitze-Spitze-Auslenkung in Abhängigkeit der Erregerfrequenz der mit $r = 2 \text{ mm}$ strukturierten Tb-Dy-Fe/Si(100)/Sm-Fe-Membran. Die Dicke t_s der Membran ($R = 5 \text{ mm}$) betrug $50 \text{ }\mu\text{m}$. Die Schichtdicken t_f beliefen sich auf $10 \text{ }\mu\text{m}$. $n \cdot I_0 = 35 \text{ A}$.

Abbildung 4.53 zeigt, daß die Membran aufgrund ihrer Rückstellkraft einer Erregerfrequenz von 100 Hz in Phase folgen kann. Die negative Halbwellen des sinusförmigen Erregerstroms wird aufgrund der magnetfeldrichtungsunabhängigen Magnetostriktion in eine positive Auslenkung der Membran umgesetzt.

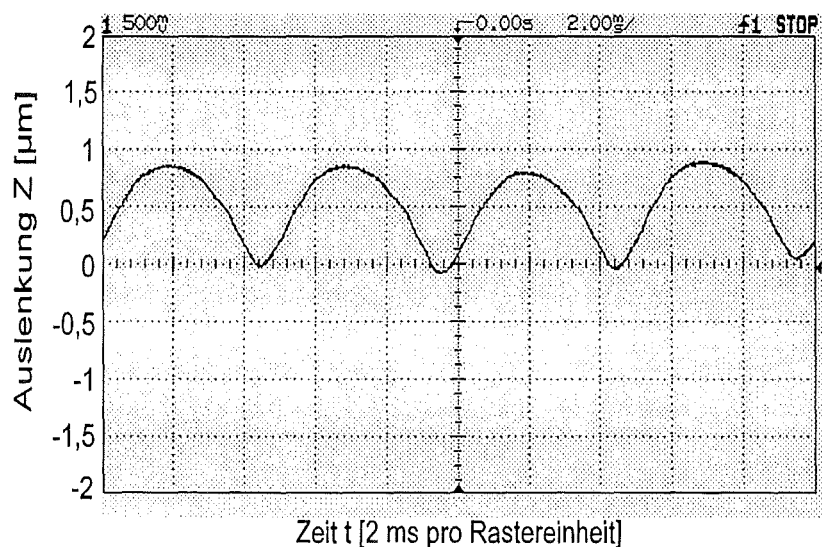


Abb. 4.53: Auslenkung der Membran in Abhängigkeit der Zeit. Der Erregerstrom hatte die Amplitude $I_0 = 200 \text{ mA}$ ($n \cdot I_0 = 35 \text{ A}$). Die Erregerfrequenz f betrug 100 Hz .

Die graphische Darstellung höher frequenter Schwingungsformen gibt jedoch die Erkenntnis, daß es sich um harmonische Eigenschwingungen nahezu gleicher Frequenzen höherer Ordnung handelt. Regt man die Membran mit einer Frequenz an, deren Periode ein Bruchteil der Periode einer Oberschwingungsfrequenz ist, so erhält man die resonanzartigen Maxima der Auslenkung. Schon beim ersten Maximum (Erregerfrequenz $f \approx 2000$ Hz) zeigt sich eine eigenständige sinusförmige Membranschwingung mit einer Eigenfrequenz von etwa $f_0 = 7,69$ kHz (Abb.4.54).

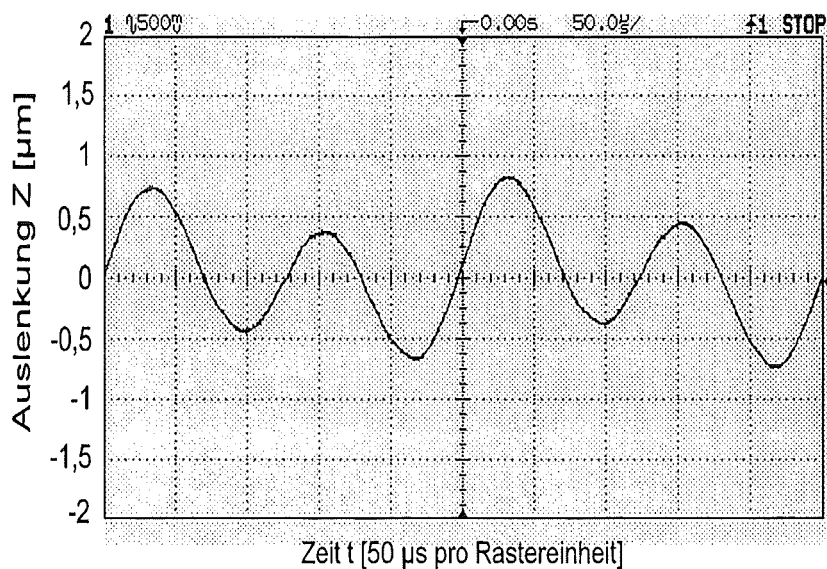


Abb. 4.54: Auslenkung der Membran in Abhängigkeit der Zeit. Der Erregerstrom hatte die Amplitude $I_0 = 200$ mA ($n \cdot I_0 = 35$ A). Die Erregerfrequenz f betrug 2000 Hz.

Ihre Schwingungsform setzt sich aus harmonischen Schwingungen zusammen, deren genaue Form und Frequenz mittels der Fourieranalyse bestimmt werden können. Die Erregerfrequenzen 4000 Hz und 7600 Hz induzieren perfekte harmonische Oberschwingungen der annähernd identischen Frequenzen 8,33 kHz bzw. 8 kHz (Abb. 4.55 und 4.56). Ihre Ordnungszahl $\pi_{\text{Erreger}} / \pi_{\text{ham. Schwingung}}$ beträgt 8 und 4, wenn man davon ausgeht, daß die Anregung I_0 aus idealen Sinushalbwellen der Länge π besteht.

Die maximale Auslenkung sowie die maximale Energieabsorption der Membran erhält man also, wenn die anregende Frequenz mit der Frequenz der harmonischen Teilschwingung nahezu übereinstimmt.

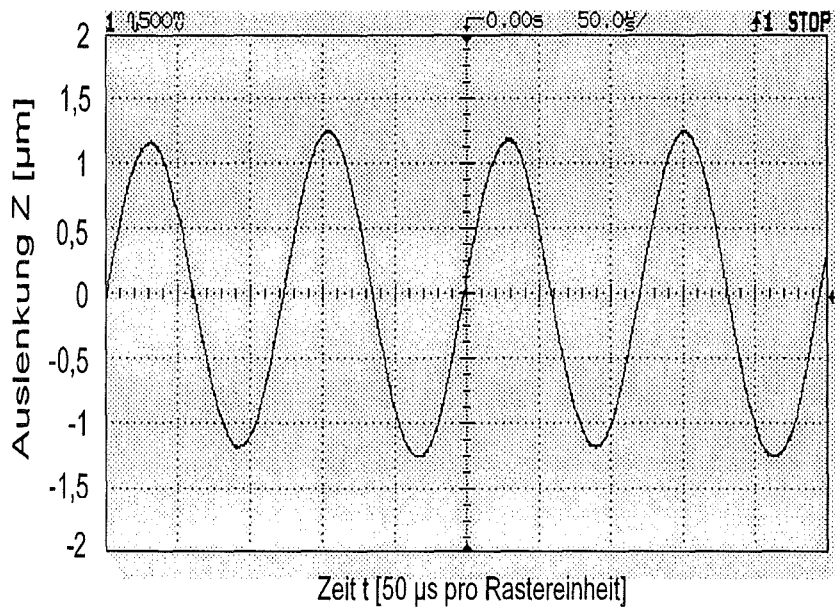


Abb. 4.55: Auslenkung der Membran in Abhängigkeit der Zeit. Der Erregerstrom hatte die Amplitude $I_0 = 200 \text{ mA}$ ($n \cdot I_0 = 35 \text{ A}$). Die Erregerfrequenz f betrug 4000 Hz .

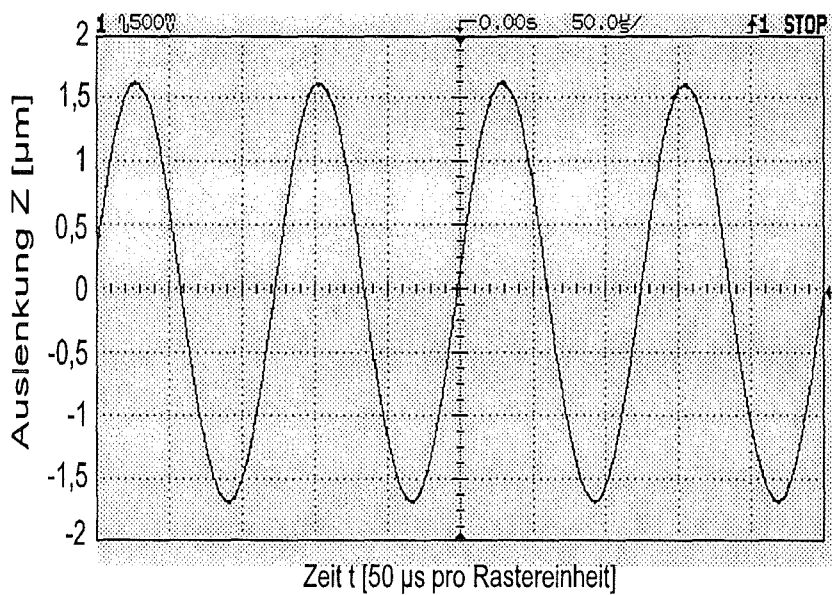


Abb. 4.56: Auslenkung der Membran in Abhängigkeit der Zeit. Der Erregerstrom hatte die Amplitude $I_0 = 200 \text{ mA}$ ($n \cdot I_0 = 35 \text{ A}$). Die Erregerfrequenz f betrug 7600 Hz .

4.4 Magnetostruktive Mikromembranpumpe

4.4.1 Aufbau der Mikropumpe

Die Herstellung der Mikromembranpumpe erfolgte im Gegensatz zu den üblichen Verfahren (anisotropes Siliziumätzen, LIGA-Technik) aufgrund der einfacheren und schnelleren Realisierung durch eine konventionelle Klebetechnik mit einem Zwei-Komponentenkleber. Dabei wurden einzelne laserstrukturierte Silizium-Wafer (100) zu einem Pumpengehäuse aufeinandergeklebt, so daß dadurch Strömungskanäle, Ventilkammern sowie die Pumpkammer geformt werden (Abb. 4.57). Die Ventile sind nicht eingezeichnet.

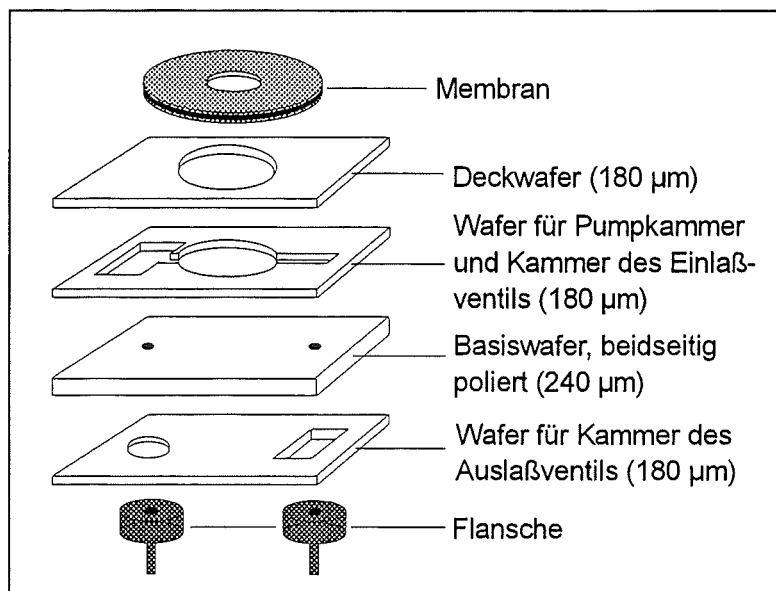


Abb. 4.57: Darstellung des schichtweisen Aufbaus einer magnetostruktiv angetriebenen Mikromembranpumpe aus Silizium-Wafern (100) unterschiedlicher Dicke. Die lateralen Abmessungen sind $17 \times 25 \text{ mm}^2$. Ohne Flansche beträgt die Gesamthöhe der Pumpe ca. $800 \text{ }\mu\text{m}$.

Eine beidseitig beschichtete Siliziummembran verschließt die Pumpkammer von oben. Der Ein- und Auslaßflansch ermöglicht den Anschluß von dünnen Kapillarschläuchen zum Transport des zu pumpenden Mediums. Die magnetostruktive Mikromembranpumpe wurde mit dem Prinzip des in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Magnetfeldes betrieben. Einfache Biegebalken aus Silizium ($1,5 \text{ mm} \times 6 \text{ mm} \times 10 \text{ }\mu\text{m}$) haben die Funktion von passiven Ventilen, die an einem Ende mit etwas Klebstoff in den Ventilkammern fixiert sind (Abb. 4.58).

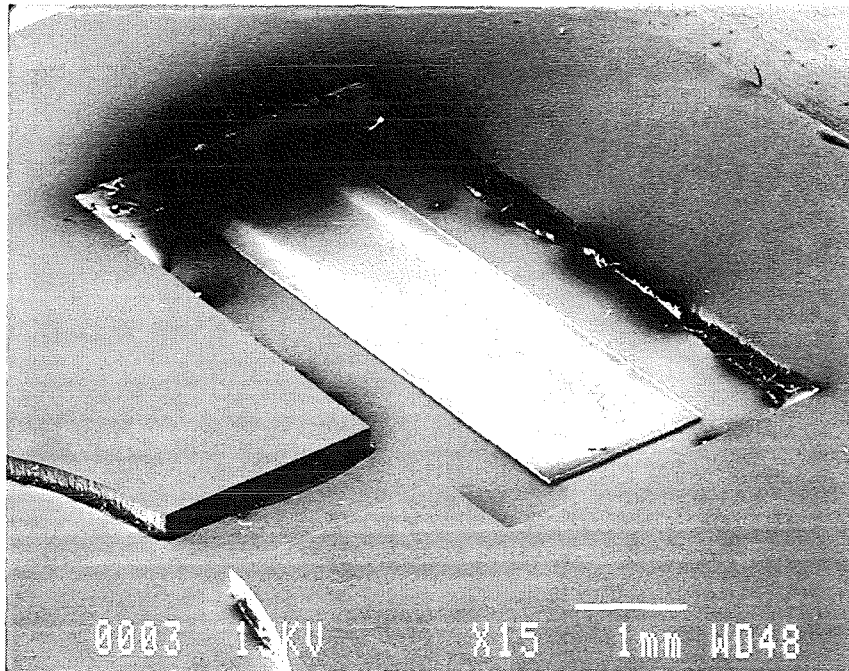


Abb. 4.58: REM-Aufnahme des in der Ventilkammer eingeklebten passiven Einlaßventils. Das Ventil verdeckt den Einlaßkanal.

Die Abbildung 4.59 zeigt das Schnittbild der montierten Mikromembranpumpe. Es soll ihre Arbeitsweise verdeutlichen.

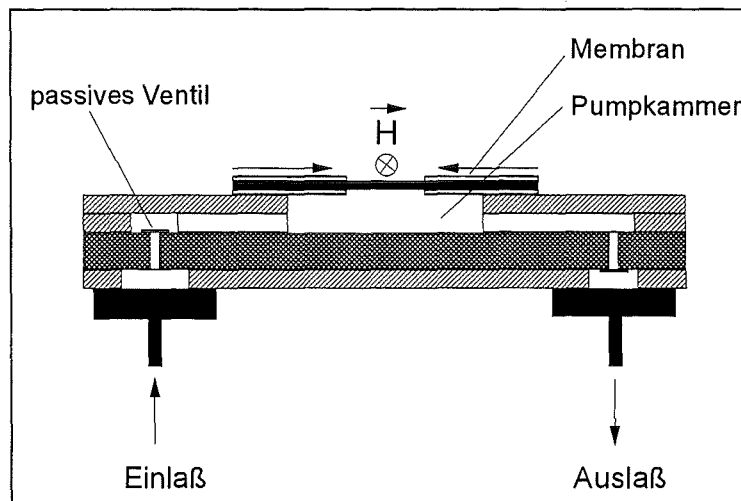


Abb. 4.59: Querschnitt der magnetostruktiv angetriebenen Mikromembranpumpe (nicht maßstäblich). Der Verlauf der Magnetfeldlinien ist über der Membran angedeutet.

Lenkt sich die Membran bei Ausdehnung bzw. Kontraktion der Schichten nach unten aus, so verkleinert sie die Pumpkammer. Die dabei entstehende Druckerhöhung öffnet das auf der

Unterseite des Basiswafers liegende Balkenventil, so daß das Medium aus dem Auslaß strömen kann. Geht die Membran beim Abschalten des Feldes in ihre Ausgangsstellung zurück, so entsteht ein Unterdruck, das Auslaßventil schließt, das auf der Oberseite des Basiswafers liegende Ventil wird nach oben gekrümmt, wobei das Medium über den Einlaß in das Pumpengehäuse fließt. Durch die Anordnung der passiven Ventile ist somit die Flußrichtung des Mediums vorgegeben. Die fertig zusammengesetzte Mikropumpe ist mit der oben beschriebenen, magnetischen Flußführung in Abbildung 4.60 dargestellt. Deutlich zu erkennen sind der Ein- und Auslaß im Spiegelbild der Pumpenrückseite sowie die strukturierte Membran auf der Pumpenoberseite.

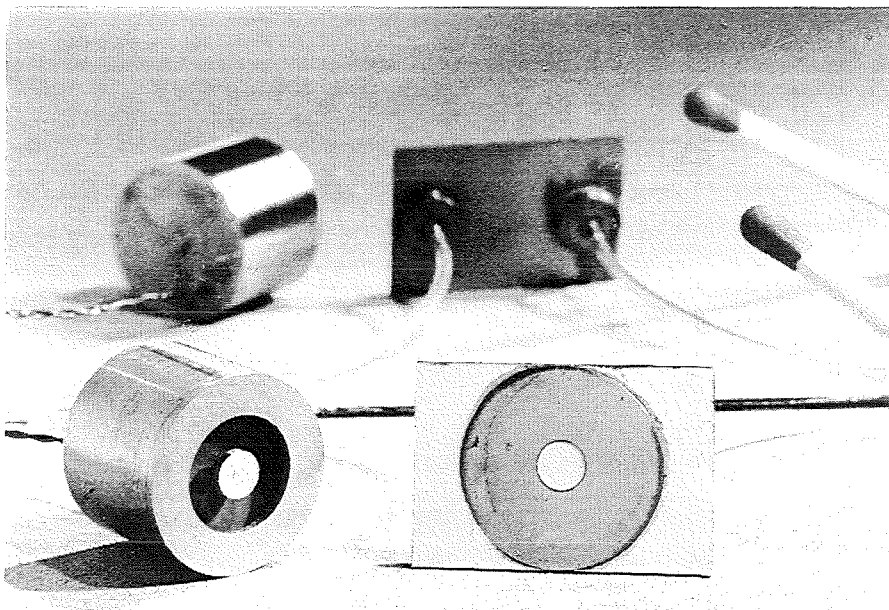


Abb. 4.60: Fertig montierte Mikromembranpumpe mit der radialsymmetrischen Flußführung im Größenvergleich mit einem Streichholz.

4.4.2 Charakterisierung

Zur Charakterisierung des Leistungsverhaltens der Mikromembranpumpe wurde aufgrund der relativ hohen Oberflächenspannung von Wasser und der hydrophoben Eigenschaften des Siliziums Isopropanol als Pumpmedium verwendet. Die in einer Plexiglasplatte eingelassene mit einem kleinen Kühlkörper versehene magnetische Flußführung ermöglicht in einem Meßstand den direkten Kontakt mit der Pumpenmembran, so daß eine optimale Feldausnutzung für die magnetostriktive Schicht gewährleistet ist (Abb. 4.61). Die

Generierung des Magnetfeldes erfolgte mit einer gepulsten, in der Frequenz variablen Ampèrewindungszahl der Spule von maximal 175 A.

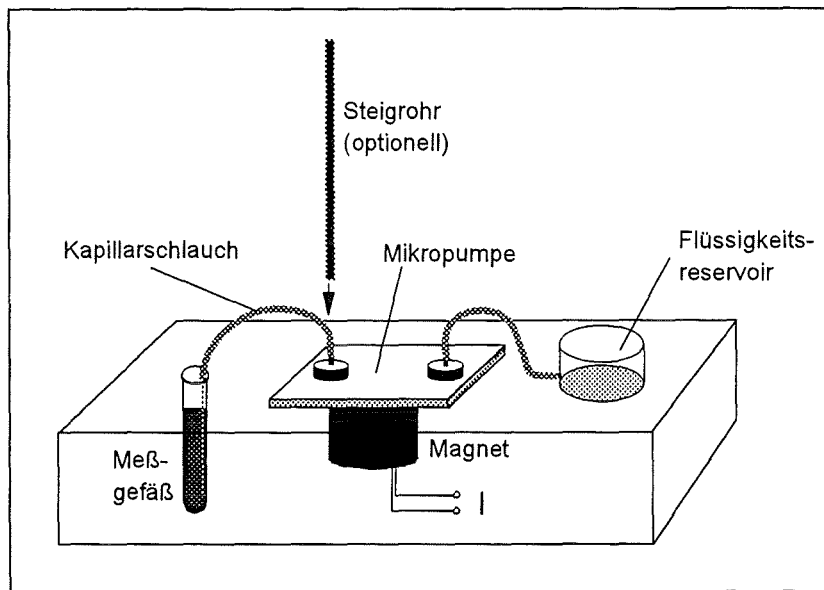


Abb. 4.61: Experimenteller Aufbau zur Charakterisierung der Mikromembranpumpe. Die Pumpe liegt mit der Membran auf der Flußführung (Magnet). Der Ein- und Auslaßflansch zeigt nach oben.

Der Auslaß ist durch einen Kapillarschlauch ($\varnothing_{\text{innen}} 860 \mu\text{m}$) mit einem Meßgefäß (links) verbunden. Auf der rechten Seite neben dem Einlaß befindet sich das Flüssigkeitsreservoir, aus dem das Isopropanol ebenfalls über einen Kapillarschlauch angesaugt wird.

Ein vollständiges Befüllen der Mikromembranpumpe ist von großer Wichtigkeit, da Gaseinschlüsse durch ihre elastische Deformation und ihre Kompressibilität die Dynamik der Mikropumpe beträchtlich beeinflussen können. Aus diesem Grund wurde das zu fördernde Medium mittels einer kleinen Spritze am Kapillarschlauch des Auslaß vom Flüssigkeitsreservoir durch den Einlaß in das Pumpengehäuse solange in den Kapillarschlauch des Auslaß gezogen, bis keine Gasblasen mehr zu beobachten waren.

Frequenzabhängige Pumprate

Die Pumprate in Abhängigkeit der Frequenz wird mit Hilfe des Quotienten

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\text{abgelesene Flüssigkeitsmenge im Meßgefäß}}{\text{Meßzeit}} \quad (4.1)$$

nach Abzug der Leckrate bei 0 Hz bestimmt. Die Meßzeit belief sich pro Frequenzeinstellung auf 30 Minuten, gemessen wurde in $\mu\text{l}/\text{min}$.

Frequenzabhängiger Auslaßdruck

Eine Aussage über den frequenzabhängigen Auslaßdruck erhält man, indem man die Flüssigkeit in einem auf dem Auslaß senkrecht stehenden Kapillarschlauch (Steigrohr $\varnothing_{\text{innen}} 860 \mu\text{m}$) nach oben pumpt. Der Druck kann nun über die Steighöhe h_A , die Dichte der Flüssigkeit ($\rho_{\text{Iso}} = 0,7855 \text{ g} / \text{cm}^3$) und die Erdbeschleunigung ($g = 9,81 \text{ m} / \text{s}^2$) berechnet werden. Mit Hilfe der Gleichung 2.45 läßt sich nach Berücksichtigung der Steighöhe h_K durch Kapillarkräfte ein Nettodruck am Auslaß der Mikropumpe bestimmen:

$$p_A = \rho_{\text{Iso}} \cdot g(h_A - h_K) \quad (4.2)$$

Zeitlicher Druckaufbau

Der zeitliche Druckaufbau am Auslaß läßt sich in ähnlicher Weise bei verschiedenen Frequenzen durch das Abmessen der Nettosteighöhe $h_{\text{net}}(t) = h_A - h_K$ nach gewissen Zeitintervallen ermitteln. Die gesamte Meßzeit betrug 10 Minuten je Frequenzeinstellung.

Pumprate und Auslaßgedruck

Eine weitere Charakteristik zur Beschreibung des Leistungsverhaltens der Mikropumpe bietet die Pumprate in Abhängigkeit des durch den von der Flüssigkeitssäule verursachten Auslaßgedrucks. Er kann mit Hilfe einfacher Differentialgleichungen aus dem Verlauf des zeitlichen Druckaufbaus berechnet werden. Die zeitliche Änderung der Flüssigkeitssäule $h_{\text{net}}(t)$ steht mit der Pumprate in folgender Beziehung:

$$\frac{dV}{dt} = \pi R_R^2 \frac{dh_{\text{net}}(t)}{dt} \quad (4.3)$$

Dabei ist πR_R^2 der Steigrohrquerschnitt. Die zeitliche Änderung des Auslaßgedrucks bzw. des Auslaßdrucks kann ebenfalls mit der zeitlichen Änderung der Flüssigkeitssäule ausgedrückt werden:

$$\frac{dp_A}{dt} = \rho_{Iso} \cdot g \frac{dh_{net}(t)}{dt} \quad (4.4)$$

Löst man Gleichung 4.3 nach $dh_{net}(t)/dt$ auf und setzt sie in 4.4 ein, so erhält man die Beziehung:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\pi R_R^2}{\rho_{Iso} \cdot g} \frac{dp_A}{dt} \quad (4.5)$$

Die Auftragung von dV/dt ergibt für jeden Punkt p_A die o.g. Charakteristik.

Leistung der Mikropumpe

Die Leistung der Mikropumpe berechnet sich mit dem am Auslaß zu erzeugenden Druck p_A und der Pumprate, die in ein Fördervolumen pro Sekunde umgerechnet wird zu:

$$P_P = p_A \cdot \frac{dV}{dt} \quad (4.6)$$

Die in der Flußführung umgesetzte elektrische Leistung ergibt sich aus dem Spulenwiderstand R_{cw} von $1,4 \Omega$ und der maximalen Stromamplitude I_0 von 900 mA durch die Beziehung $P_{eff} = R_{cw} \cdot I_{eff}^2 = R_{cw} \cdot I_0^2/2$ zu $0,57 \text{ W}$.

4.4.3 Förderleistung

Eine Charakterisierung der hier entstandenen Mikromembranpumpe soll nun in den folgenden Abschnitten Aufschluß über Leistungsdaten wie die frequenzabhängige Pumprate, den frequenzabhängigen Auslaßdruck, den zeitlichen Druckaufbau und die Pumprate in Abhängigkeit des Auslaßgedrucks geben. Aufgrund der Strömungswiderstände und der Trägheit des Fördermediums wurde die Pumpenmembran zur effektiveren Kraftübertragung und zur Überwindung der Trägheit des Fördermediums mit einem positiven, magnetischen Rechteckimpuls betrieben.

Wie anhand der FEM-Simulation (siehe Abb. 4.41) zu sehen war, ist nicht nur die doppelseitige Beschichtung für eine Steigerung der Membranauslenkung ausschlaggebend, sondern auch die Erhöhung der Funktionsschichtdicken. Für die Membran als Verdränger zum Antrieb der Pumpe wurden die Dicken der Schichten Tb-Dy-Fe und Sm-Fe auf Si(100) ($t_s = 50 \mu\text{m}$) von jeweils $10 \mu\text{m}$ auf $20 \mu\text{m}$ erhöht. Das statisch gemessene Profil der ausgelenkten halben Membran ohne Druckbelastung ist für zwei verschiedene Stromstärken in Abb. 4.62 dargestellt.

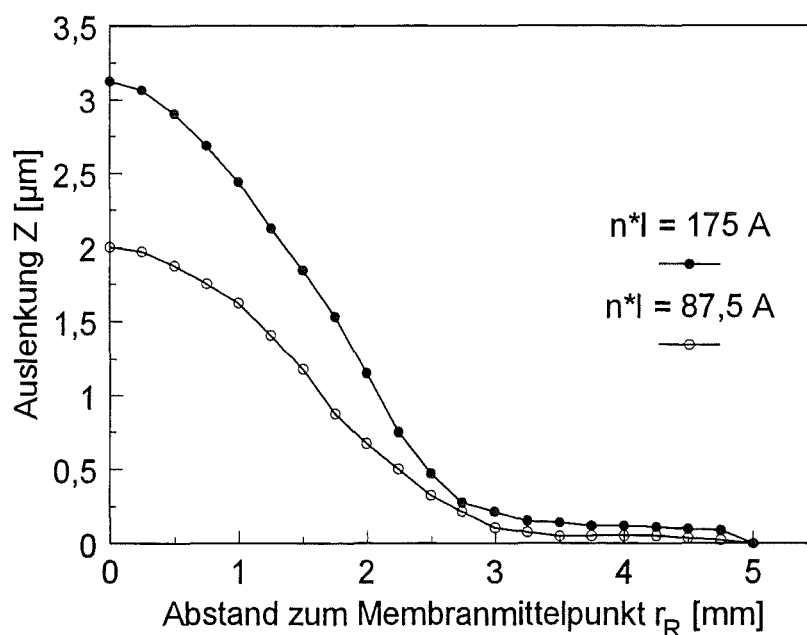


Abb. 4.62: Profil der doppelseitig beschichteten Pumpenmembran für zwei verschiedene Ampérewindungszahlen. Abmessungen: Radius $R = 5 \text{ mm}$, Radius der funktionsschichtfreien Fläche $r = 2 \text{ mm}$, $t_s = 50 \mu\text{m}$, $t_f = 2 \times 20 \mu\text{m}$.

Das Membranprofil zeigt, daß das meiste Volumen überwiegend von der Membranfläche mit dem Radius $r_R = 0$ bis 3 mm verdrängt wird.

Die Bestimmung der Pumprate in Abhängigkeit der Pumpfrequenz ergibt ein deutliches Maximum bei einer Frequenz von 2 Hz ohne Druckdifferenz zwischen Ein- und Auslaß (Abb. 4.63), wie es auch bei Mikropumpen nach [Pol 90], [Lam 93] im gleichen Frequenzbereich mit der 6- bzw. 3-fachen Pumprate zu beobachten ist. Bei höheren Frequenzen veranlassen die durch die Einspannbedingungen vorhandenen Rückstellkräfte der Membran und der passiven Ventile ein schnelles Abfallen der Pumprate. Die sich vollständig im Pumpmedium befindenden Ventile erfahren durch ihre Oberfläche zudem einen Widerstand

gegen ihre Rückstellbewegung, so daß sie schnelleren Druckwechseln nicht mehr vollständig folgen können.

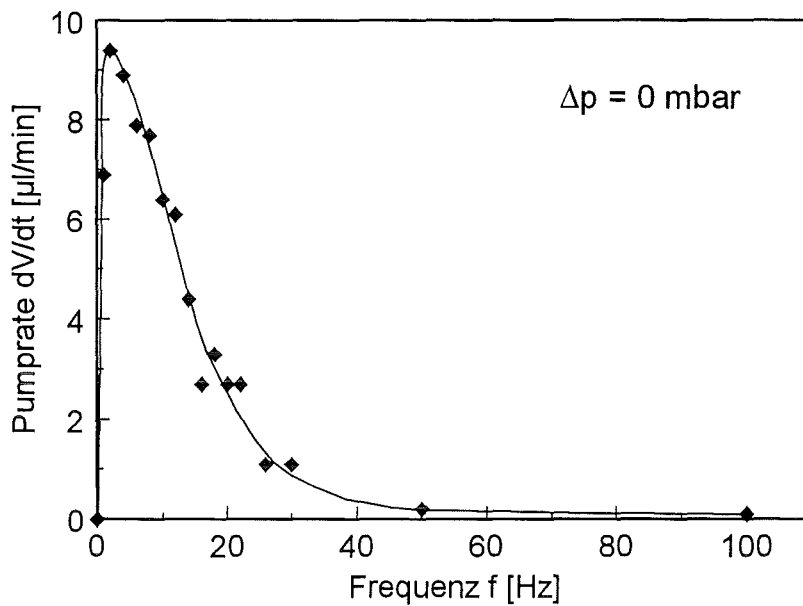


Abb. 4.63: Frequenzabhängige Pumprate ohne Druckdifferenz Δp zwischen Ein- und Auslaß der Mikromembranpumpe.

Anhand der frequenzabhängigen Pumprate ist zu ersehen, daß der Betrieb der Mikropumpe bis Pumpfrequenzen von etwa 30 Hz sinnvoll ist. Die Pumpe bei höheren Frequenzen und bei den in Abschnitt 4.3.4 gemessenen Resonanzen zu betreiben, scheint aufgrund beweglicher Baugruppen (passive Ventile) sowie hoher Strömungswiderstände ausgeschlossen. Schätzt man das verdrängte Volumen der Membran anhand von Abbildung 4.62 mit etwa $1,2 \cdot 10^8 \mu\text{m}^3$ bei 2 Hz ab, so erhält man eine theoretische Pumprate von $7,21 \mu\text{l}/\text{min}$. Dieser Wert ergibt im Rahmen der Ungenauigkeit der Meßvorrichtung (siehe Abb. 4.61) eine relativ gute Übereinstimmung mit dem Experiment.

4.4.4 Druckverhalten

Obwohl eine durch die Schichtdickenerhöhung anhand der FEM-Simulation postulierte Steigerung der Membranauslenkung vermutlich aus Gründen hoher Eigenspannungen nicht im vollen Maß eingehalten werden konnte, war ferner eine theoretische Steigerung des Membrandrucks entgegen dünner beschichteter Membranen möglich. Die FEM-Berechnung der Membranauslenkungen in Abhängigkeit eines Gegendrucks p_{geg} auf Membranen

unterschiedlicher Schichtdicken zeigen einen linearen Abfall der Auslenkung in Abhängigkeit des Membrangedrucks (Abb. 4.64). Der theoretisch zu erzeugende Verdrängerdruck ergibt sich somit aus dem Schnittpunkt der Geraden mit der Abszisse. Der mit der Membran aus Abbildung 4.62 theoretisch zu erreichende Druck ($z(p_{\text{geg}}=0) = 3,12 \mu\text{m}$) würde extrapoliert etwa 11,5 mbar pro Membranhub entsprechen. Die Berechnung, wurde mit einer Magnetostriktion von $60 \cdot 10^{-6}$ durchgeführt.

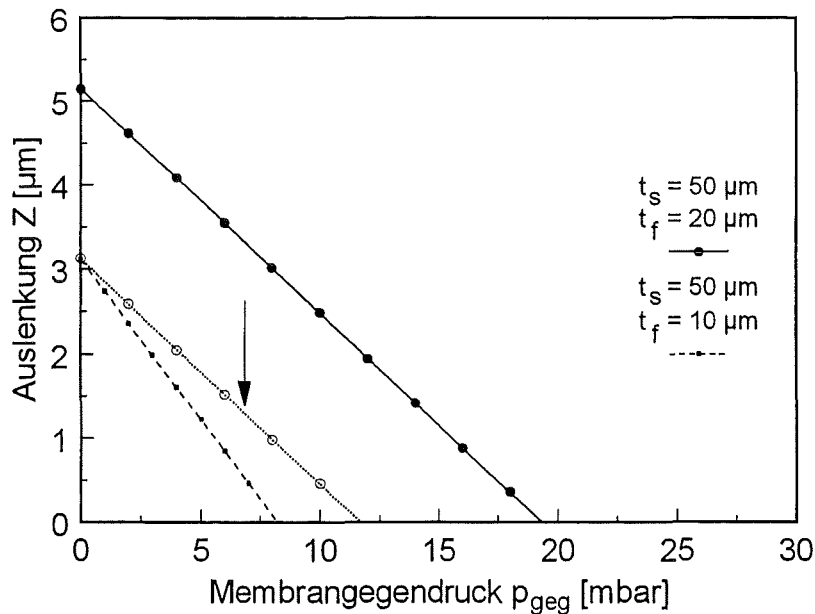


Abb. 4.64: FEM-Berechnung der Auslenkung in Abhängigkeit eines Membrangedrucks für beidseitig beschichtete Membranen. Die mittlere Kennlinie (Pfeil) entspricht dem theoretischen Druckverlauf der Membran aus Abbildung 4.62.

Nach [Zen 94a] bestand im Bereich kleiner Gegendrücke auch ein linearer Zusammenhang zwischen der Auslenkung und dem erzeugten Verdrängervolumen. Bei der Modellrechnung ergibt sich aber im Fall höherer Gegendrücke, daß die charakteristische Form der idealen Membrankennlinie durch eine Verbeulung der Membran verloren geht (Abb. 4.65). Für hohe Membrangedrücke scheint somit eine Abweichung der linearen Beziehung zwischen dem verdrängten Volumen und der Membranauslenkung gegeben zu sein.

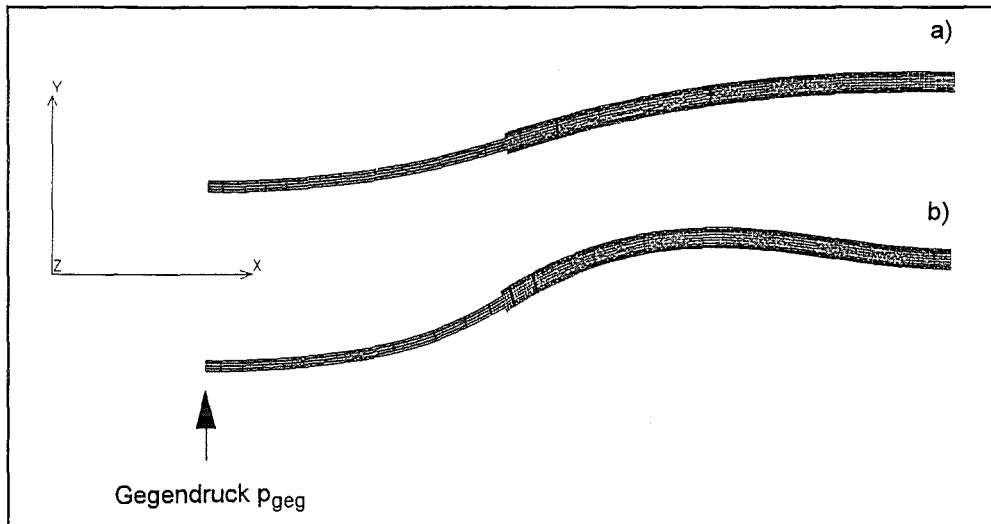


Abb. 4.65: FEM-berechnete Membrankennlinien bei a) $p_{geg} = 5 \text{ mbar}$ und bei b) $p_{geg} = 10 \text{ mbar}$. Die Abmessungen betragen: $R = 5 \text{ mm}$, $r = 2 \text{ mm}$, $t_s = 50 \text{ }\mu\text{m}$, $t_f = 2 \times 20 \text{ }\mu\text{m}$.

Das in Abbildung 4.63 dargestellte Maximum der Pumprate bei einer Pumpfrequenz von 2 Hz spiegelt sich in einem maximalen, frequenzabhängigen Auslaßdruck bzw. Auslaßgegendruck p_A für ein Druckgleichgewicht der beiden Größen von knapp 1 mbar wider (Abb. 4.66).

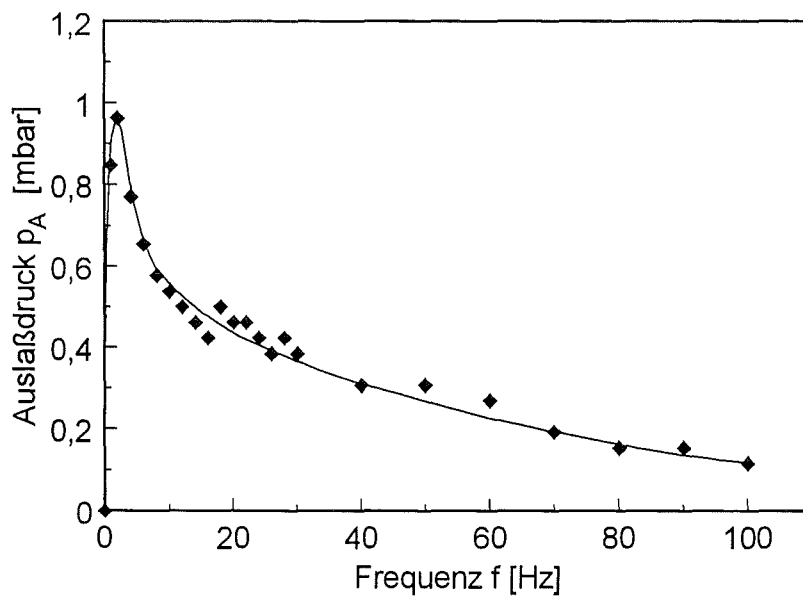


Abb. 4.66: Ergebnis des frequenzabhängigen Auslaßdrucks nach Abzug der durch die Kapillarkräfte erzeugten Erhöhung der Flüssigkeitssäule.

Ebenso ist in derselben Weise ein schneller Abfall des Auslaßdrucks bis 100 Hz zu verzeichnen. An dieser Stelle wird deutlich, in welcher Größenordnung die Druckverluste im Mikropumpengehäuse und in den Kapillaren liegen.

Der gemessene zeitliche Verlauf des Auslaßdrucks zeigt, daß er jeweils einen bestimmten Wert für die Pumpfrequenzen 2, 4 und 10 Hz asymptotisch erreicht (Abb. 4.67). Mit steigender Pumpfrequenz ist andeutungsweise zu sehen, daß der Auslaßsättigungsdruck bei der Pumpfrequenz von 10 Hz, aufgrund der Trägheit des Pumpmediums und des mit der Pumpgeschwindigkeit wachsenden Strömungswiderstandes nach Überschreiten des Maximums bei 2 Hz etwas später erreicht wird. Wie man aber leicht sieht, findet für alle Zeitverläufe nach etwa 500 Sekunden eine Sättigung des Auslaßdrucks statt.

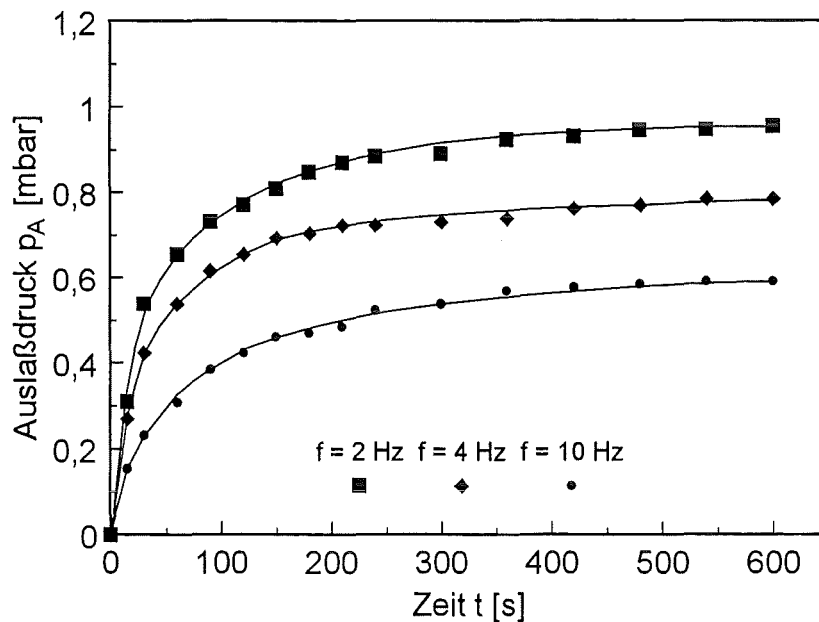


Abb. 4.67: Zeitlicher Verlauf des Auslaßdrucks für die Pumpfrequenzen 2, 4, und 10 Hz.

Der zeitlichen Verlaufs des Auslaßdrucks dient nun zur Bestimmung (Gleichung 4.3 bis 4.5) der gegendruckabhängigen Pumprate und damit zur Auftragung dieser über den Auslaßgegendruck. Die gegendruckabhängige Pumprate zeigt in Abbildung 4.68, daß die Abnahme des Pumpertrags bei kleinen Gegendrücken stärker ist als im Bereich höherer Drücke. Da sich die Steigung des nahezu linearen Verlaufs der Pumprate in Abhängigkeit des Auslaßgegendrucks für höhere Drücke ändert, ist zu vermuten, daß sich die oben erwähnte Verbeulung der Membran in einer stetigen Veränderung der Pumprate durch die mögliche Abweichung der linearen Beziehung zwischen dem Verdrängervolumen und der Membranauslenkung äußert.

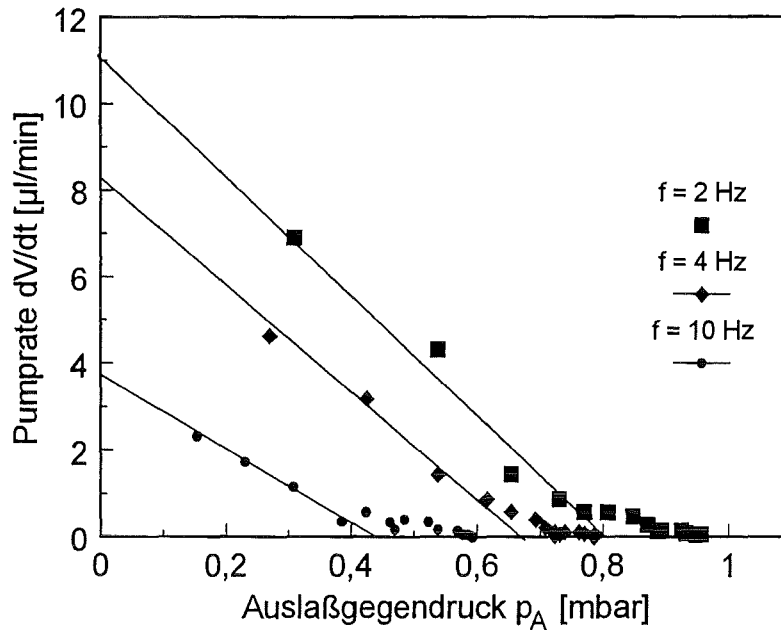


Abb. 4.68: Gegendruckabhängigkeit der Pumprate am Auslaß der Mikromembranpumpe. Die lineare Extrapolation gibt den Verlauf bei kleinen Drücken wieder.

Die Extrapolation für $p_A = 0$ ergibt zum Teil hohe Abweichungen zu den für $\Delta p = 0$ erlangten Werten der Pumprate. Die Bildung kleinster Luftblasen im Pumpmedium und Ablagerungen unter den Ventilen (Ventil-Dichtigkeitsverlust) können zu unterschiedlichen Pumpbedingungen der Experimente der frequenz- und gegendruckabhängigen Pumprate führen. Ablesefehler bei der Messung der Flüssigkeitssäulenhöhe sind eine weitere Fehlerquelle, die zu einer Abweichung führen. Der Fehler der Messungen beläuft sich dabei schätzungsweise auf etwa $\pm 20\%$.

4.4.5 Leistung der Mikropumpe

Mit den bislang erlangten Ergebnissen ist es möglich, Informationen über die maximale Leistung und den Wirkungsgrad der Mikropumpe zu erhalten. Die Pumpleistung errechnet sich aus dem am Auslaß entstehenden Druck und der sich daraus ergebenden Pumprate ohne Gegendruck (Gleichung 4.6). Für den maximalen Auslaßdruck und die maximale Pumprate der Mikropumpe ergibt sich bei einer Frequenz von 2 Hz die Leistung P_P von **0,0151 μW** .

Die in der ersten Realisierung einer magnetostriktiven Mikromembranpumpe erzielten Drücke und Leistungen liegen weit unter den in der Literatur publizierten Pumpen (siehe Tabelle 2.4).

Neben den in der Arbeit entwickelten magnetostriktiven Funktionsschichten gibt dies im folgenden Abschnitt Anlaß zu einer ausführlichen Diskussion der Ursachen und über weitere Konzepte, eine Mikromembranpumpe mit dem Prinzip der kontaktlosen magnetischen Ansteuerung zu verbessern.

5 Diskussion und Ausblick

Diskussion der Ergebnisse

Tb-Fe-, Tb-Dy-Fe- und Sm-Fe- PVD- Funktionsschichten

Die Entwicklung hoch magnetostriktiver Funktionsschichten bietet ein neues Konzept der magnetoelastischen Energieumsetzung in der Mikroaktorik. Durch das Magnetronspütern ist ihr Herstellungsprozeß mit Batchprozessen der Mikrosystemtechnik kompatibel.

Die magnetostriktiven Schichten wachsen beim Magnetronspütern in einer röntgenamorphen Struktur auf Si-Substrate auf. Durch die Anwendung verschiedener Beschichtungsparameter wird die Struktur nicht beeinflußt. Gleichmaßen gilt für alle amorphen Schichten, daß ihre besten magnetostriktiven Eigenschaften mit weitaus kleineren magnetostriktiven Dehnungen λ bei höheren Seltenen Erden- Eisenverhältnissen SE/Fe auftreten, als die der kristallinen oder polykristallinen Stoffe SEFe_2 . Dieses Ergebnis stimmt mit den in der Literatur bekannten Resultaten gut überein [Hay 93], [Hon 93], [Hon 94]. Doch zeigen die amorphen Materialien im Gegensatz zu kristallinen Dünnschichten weit höhere Werte der Magnetostriktion bei kleinen Magnetfeldern [Sch 93b], [Fli 94], so daß sie in der Mikrosystemtechnik zur Herstellung von Aktoren besser geeignet sind.

Desweiteren beobachtet man bei den kristallinen und den amorphen Dünnschichten ein unterschiedliches Polarisationsverhalten. Die Höhe der Polarisation der amorphen Schichten ist im allgemeinen geringer als die der kristallinen Schichten [Gru 94]. Dennoch sind die amorphen Schichten durch ihre spannungsinduzierten anisotropen Eigenschaften für bestimmte Richtungen in der Schichtebene leichter zu magnetisieren und zeigen nur sehr kleine Hysteresen. Die Höhe der Polarisation macht sich auch abhängig von der Zusammensetzung in der Stärke der Kopplung der magnetischen Momente bemerkbar, die sich auch in der Höhe der Curietemperatur zeigt. Sie ist im Fall der kristallinen Phase weit höher als im Fall der amorphen. Im kristallinen Zustand haben die magnetischen Momente eine durch die 3d-Elektronen des Eisens bedingte langreichweitige in der Richtung bevorzugte Wechselwirkung. Sie ruft hohe Polarisierungen hervor.

Bei den amorphen Materialien besteht eine magnetische Wechselwirkung eines Atoms in erster Linie mit den nächsten Nachbarn. Sie ist durch den mittleren Abstand der Atome bestimmt. Um bei ihnen eine magnetische Ordnung zu erreichen, muß diese erst anhand einer sputterbedingten uniaxialen Anisotropie durch die bevorzugte Anordnung von Atompaaren

oder durch Schichtspannungen erzeugt werden. Hier wird der Unterschied zwischen dem kristallinen und dem amorphen Zustand bezüglich der Höhe der Magnetisierung und der Magnetostriktion qualitativ klar.

Durch eine sputterbedingte Anisotropie, sowie eine durch das Substrat spannungsinduzierte Anisotropie kann der mittlere Abstand der nächsten Nachbarn entlang der Spannungsachsen geändert werden. Hiermit kann die beobachtete Beeinflussung der Magnetisierung und damit der Magnetostriktion erklärt werden [Suz 87].

Die spannungsinduzierte Anisotropie wird durch eine hohe Bias-Spannung in den positiv magnetostriktiven Funktionsschichten erzeugt. Sie macht sich im steilen Anstieg der Magnetisierung und der Magnetostriktion bemerkbar. Anhand der magnetoelastischen Energie (Gleichung 2.8) wird klar, daß durch eine nahezu parallel zur Schichtebene orientierte Stellung der magnetischen Momente eine Minimierung der Energie der magnetoelastischen Wechselwirkung bewirkt. Bei TbFe-Schichten erfolgt der Anstieg der Magnetisierung nicht so stark wie bei den ternären Schichten Tb-Dy-Fe.

Da die Betrachtung des Schichtaufbaus positiv magnetostriktiver Schichten im Rasterelektronenmikroskop keinen Unterschied für verschiedene Bias-Spannungen liefert, ist keine Aussage in bezug auf die unterschiedlichen von der Bias-Spannung abhängigen, magnetischen und magnetostriktiven Eigenschaften möglich. Die Röntgenstrukturanalyse zeigt für alle Schichten eine röntgenamorphe Struktur. Kleine Hysteresen geben daher Anzeichen für eine magnetokristalline Anisotropie im Nahordnungsbereich. Die mit der Zugspannung entstehende leichtere Magnetisierbarkeit in der Schichtebene kann mit einer leichteren Mobilität der Domänenwände und der bevorzugten Drehung der magnetischen Momente in die Schichtebene erklärt werden. Kleinere Sättigungsmagnetostriktionen aufgrund immer mehr vorhandener 180° Domänenwandverschiebungen und Spinrotationen bei höheren Zugspannungen sind die Folge. Im System Tb-Dy-Fe zeigt sich ein schnellerer Anstieg der Polarisation und der Magnetostriktion mit dem Magnetfeld sowie eine vorzeitigere Verringerung der Sättigungsmagnetostriktion bei vergleichbaren Bias-Spannungen. Ferner liefern sehr geringe Hysteresen in der Polarisation Anzeichen für eine Minimierung der magnetokristallinen Anisotropie im Nahordnungsbereich und damit eine kleinere Polarisation durch die Substitution des Dysprosiums. Eine im Vergleich zu Tb-Fe erhöhte Mobilität der Domänenwände und leichtere Spinrotationen in Feldrichtung liegen daher nahe.

Wie festzustellen ist, kann ein steiler Anstieg der Magnetostriktion und eine gleichzeitig positive maximale Dehnung für kleine Magnetfelder überwiegend mit der Einstellung der Bias-

Spannung $0 < U < 230 \text{ V}$ erreicht werden. Die Bias-Spannung bewirkt durch einen leichten Argonionenbeschuß auf das Substrat eine Deposition schwach gebundener Materialatome. Eine dadurch verursachte Verringerung der in der Theorie beschriebenen mittleren atomaren Abstände und damit höheren Dichte des Materials ergibt eine zusätzliche Verbesserung der Magnetostriktion.

Das amorphe Schichtsystem Sm-Fe erhält seine besten Magnetostriktionseigenschaften ebenfalls mit einem höheren Seltenen Erdengehalt als SmFe_2 . Es unterscheidet sich nicht nur im Vorzeichen seiner Magnetostriktion von den Systemen Tb-Fe und Tb-Dy-Fe, sondern auch im Schichtaufbau. Der Unterschied zeigt sich schon in den bei einer Bias-Spannung von 0 V abgeschiedenen Schichten. Für Sm-Fe scheint eine poröse Schicht zu entstehen (vergleiche [Tho 77]). Mit der Erhöhung der Biasspannung auf 160 V und der Zunahme der thermischen Belastung des Substrates wird das Gefüge dichter. Das Bruchbild der Schicht zeigt auch die Tendenz zur Entstehung eines kristallinen Gefüges. Da Samarium eine geringere Kristallisationstemperatur als Terbium aufweist, läge diese Annahme nahe. Die Röntgendiffraktogramme geben jedoch wie bei den positiv magnetostriktiven Materialien eine röntgenamorphe Struktur wieder, die auch im Fall einer nanokristallinen Struktur unverändert bliebe.

Die mit einer Bias-Spannung von 160 V abgeschiedene Schicht (Beschichtungsleistung 400 W) zeigt aufgrund ihrer höheren Sättigungspolarisation eine stärkere magnetische Kopplung, was wiederum den Übergang zu einer (nano)kristallinen Struktur bedeutet. Wie bei den TbFe-Schichten zeigt die Polarisation der SmFe-Schichten Hysteresen, die ebenfalls im kristallinen Zustand zu beobachten sind. Diese Hysteresen werden nach der Vermutung von [Hon 93], [Hon 94] durch Oxide in den Schichten hervorgerufen. Sie können wie auch entstehende Gitterbaufehler, Hindernisse bei der Verschiebung von Domänenwänden darstellen und zu Barkhausensprüngen führen. Starke Unterschiede der Steigungen der Magnetisierung dJ/dH_{ext} senkrecht und parallel zum Magnetfeld in Abhängigkeit der Bias-Spannungen bleiben dabei aus. Die im Gegensatz zu den positiv magnetostriktiven Stoffen leichtere Magnetisierbarkeit in der Schichtebene für eine Bias-Spannung von 0 V ist bei Betrachtung der magnetoelastischen Energie (Gleichung 2.8) plausibel, da sich das negative Vorzeichen der Magnetostriktion und der bei 0 V Bias entstehenden Druckeigenstressungen der Schicht gerade aufheben. Der schnelle Anstieg von dJ/dH_{ext} und $d\lambda/dH_{\text{ext}}$ durch die o.g. Effekte sowie die Verringerung der maximalen Magnetostriktion durch 180° -Spindrehprozesse sind auch hier die Folge.

Höhere Ionenenergien durch die Beschichtungsleistung von 400 W können eine zusätzliche Beeinflussung der Dichte und damit wiederum eine Steigerung der Druckspannungen bewirken. Dadurch erklärt sich der relativ hohe Anstieg der Magnetisierung und der Magnetostriktion mit dem Magnetfeld bei der mit 160 V Bias neben der ohne Bias hergestellten Schicht. Durch die Erhöhung der Dichte steigt die Anzahl nächster Nachbaratome und damit auch hier die Stärke der Wechselwirkung der magnetischen Momente.

Durch die Schichteigenspannung als Einflußfaktor auf die magnetostriktiven Eigenschaften wird die Notwendigkeit des Arbeitsbereiches von Aktoren bei kleinen Magnetfeldern in der Mikrotechnik verständlich. Silizium als Substratmaterial in Kombination mit den verwendeten Funktionsschichten zeigt somit gerade für die positiv magnetostriktiven Schichten die besten Voraussetzungen für eine magnetische Ansteuerung bei kleinen Feldern.

Da die Quantifizierung der Magnetostriktion und des Kopplungskoeffizienten mit der Formulierung von du Trémolet de Lacheisserie und Peuzin [Lac 94] durchgeführt wurde, ist ein Vergleich mit den in der Literatur vorliegenden Ergebnissen (Auswertung nach Kloholm [Klo 76], [Klo 96]) nur schwer möglich. Im Fall des Si-Substrats (100) wäre der Unterschied der analytischen Formulierungen wegen der sehr kleinen Querkontraktionszahl entlang des Waferflats zwar gering, doch würden die für die Metalle üblichen Querkontraktionszahlen ($\nu \approx 0,3$) stärker ins Gewicht fallen. Nicht nur die unterschiedlichen Auswertungen und Meßverfahren zur Bestimmung der Magnetostriktion, sondern auch die Wahl der Substrate bezüglich der Eigenspannungen, Herstellungsbedingungen und Stöchiometrieunterschiede lassen kaum einen direkten Vergleich der Ergebnisse untereinander zu. Daher ist eine zukünftige Standardisierung der Messungen von hoher Wichtigkeit.

FEM-Berechnungen liefern aufgrund der möglichen Simulation einer linearen Magnetostriktion und damit einer genauen Spannungsverteilung des Bimorphs parallel und senkrecht zum Magnetfeld unter der Voraussetzung $t_f \ll t_s$ eine gute Bestätigung der von du Trémolet de Lacheisserie und Peuzin entwickelten Beziehung zwischen der Biegebalkenauslenkung und der magnetostriktiven Schichtdehnungen. Der Vergleich kann somit zu einer einheitlichen und standardisierten, quantitativen Auswertung führen, die ein allgemeingültiges Ergebnis der Magnetostriktion liefert.

Biegebalkenaktoren

Für größere Schichtdicken ergibt die Finiten Elemente Methode zuverlässigere Ergebnisse der mechanischen Berechnung des Biegebalkens, da das oben erwähnte analytische

Berechnungsverfahren aufgrund von Näherungen seine Gültigkeit verliert. Da die analytische Berechnung die Steifigkeit des Systems nicht berücksichtigt, folgt daraus die bereits diskutierte Abweichung der beiden Berechnungsverfahren. Die doppelseitige Beschichtung des Si-Biegebalkenartors liefert im Vergleich zum Unimorph eine Steigerung der Auslenkungen, die bei einer einfachen Verdoppelung der Dicke der positiv magnetostriktiven Funktionsschicht des unimorphen Biegebalkens in der gleichen Weise erlangt werden kann. Diese Tatsache zeigt, daß die in mechanische Energie umgesetzte magnetische Energie bedingt vom Volumen des magnetostriktiven Materials abhängt. Je größer die Schichtdicke, desto größer ist die Krümmung des Schichtverbundes. Diese Krümmung verkleinert sich jedoch aufgrund der wachsenden Schichtsteifigkeit nach Überschreiten eines Maximums der Auslenkung wieder.

Die sich durch die Erhöhung der Funktionsschichtdicke verringernde Haftung auf dem Si-Substrat hat veranlaßt, die Leistungssteigerung von Aktoren durch eine doppelseitige Beschichtung mit jeweils gleichen Schichtdicken durchzuführen. Um zwei Werte des Schichtversagens aufgrund einer senkrechten Last auf die Schichten nur zu erwähnen, konnten anhand eines Ritzverfahrens (Scratchtest) ein kohäsives Versagen der Schichten beobachtet werden. Bei einer kritischen Normallast von etwa 30 N (Schichtdicke $\approx 5 \mu\text{m}$) und 15 N (Schichtdicke $\approx 10 \mu\text{m}$) verloren die Schichten ihre Haftung auf dem Substrat.

Durch die Energieumsetzung der SmFe-Schicht auf der Substratunterseite, wird neben der dadurch erzielten Erhöhung der Auslenkung eine Kompensation thermisch bedingter Krümmungen erreicht. Da Tb-Dy-Fe und Sm-Fe nahezu identische thermische Ausdehnungskoeffizienten besitzen dürften, ist dies in Anwendungen von Nutzen, die äußeren Temperaturschwankungen unterliegen.

Membranaktoren

Die maximale statische Auslenkung einer strukturierten Membran wird bei einer funktionsschichtfreien Fläche mit dem Radius $r \approx 1$ bis 1,5 mm erreicht. Die Wechselwirkung zwischen einer Spannungsübertragung der magnetostriktiven Schicht auf das Substrat und einer induzierten Spannung im Si-Substrat spielt dabei eine ausschlaggebende Rolle. In Abbildung 5.1 wird dieser Sachverhalt anhand von FEM-berechneten lateralen Druckspannungen an der Oberfläche des Substrats und der Funktionsschicht im Bereich des unstetigen Übergangs (Funktionsschicht-strukturierte Fläche) ausgedrückt. Das Minimum der einzelnen Spannungsverläufe für $r \approx 1$ mm zeigt einen maximalen Energieübertrag der

Funktionsschicht auf das Substrat. Bei $r < 1$ mm versteift sich der Schichtverbund durch die weitere Verringerung der funktionsschichtfreien Fläche. Die Schicht wird somit daran gehindert, sich gegen die Mitte der Membran ($r_R = 0$) auszudehnen. Für $r > 1,5$ mm sinkt die Kraftübertragung der Schicht auf das Substrat immer weiter, da eine ständig kleinere zur Verfügung stehende beschichtete Fläche nicht mehr ausreicht, ein maximales Gleichgewicht zwischen der passiven Dehnung des Substrats und der aktiven magnetostriktiven Dehnung der Schicht herzustellen.

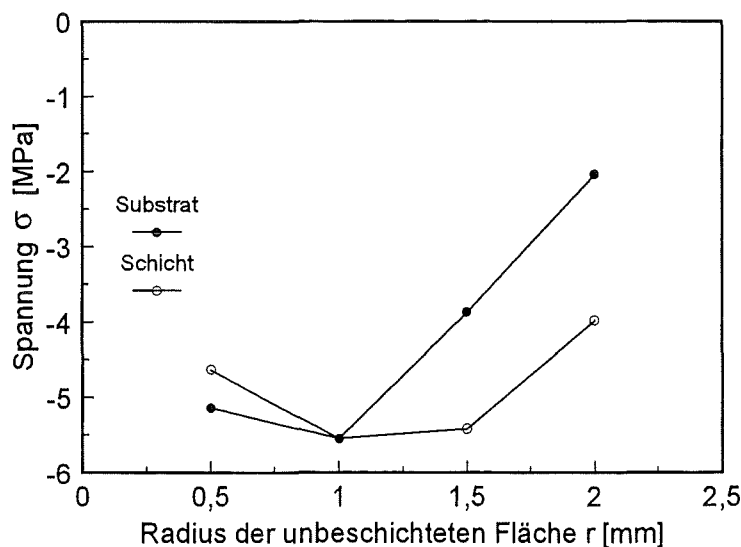


Abb. 5.1: FEM-berechneter, lateraler Membranoberflächen-Spannungsverlauf im Bereich des Übergangs Funktionsschicht - strukturierte Fläche für $\lambda = 100 \cdot 10^{-6}$.

Dennoch liefert die magnetostriktive Schichtdehnung höhere Kräfte im Vergleich zu rein magnetischen Kräften [Bod 96], was zu höheren Membranauslenkungen bzw. Kraftübertragungen führt und sie dadurch für die Anwendung zum Betrieb einer Mikromembranpumpe rechtfertigt. Aus Gründen der Dimension der magnetischen Flußführung wird die maximale statische Auslenkung der unimorphen Membran experimentell bei $r = 2$ mm erreicht. Der nahezu lineare Anstieg wird durch den Verlauf der Magnetostriktion bei sehr kleinen Magnetfeldern bestimmt. Die frühe Sättigung der Membranauslenkung wurde bereits im Ergebnisteil mit der Sättigungsmagnetisierung des Eisenkerns erklärt. Eine Abweichung zwischen dem FEM-Modell und den Membranauslenkungen bei der maximal zu erreichenden Ampérewindungszahl ist aufgrund des schnellen Abfalls der Magnetfeldstärke zwischen den Polen der Flußführung, herstellungsbedingter Spannungsverhältnisse des Materialverbundes bei

verschiedenen Radien der unbeschichteten Fläche und den Einspannbedingungen durch das einfache Aufkleben der Membran auf den Messingring zu beobachten.

In der dynamischen Charakterisierung kann die Erhöhung der Güte unter der Annahme einer konstanten Dämpfung anhand der Beziehung $Q = \omega \cdot \tau$ verstanden werden. In dieser für gedämpfte schwingende Systeme allgemein gültigen Beziehung der Güte, ist ω die Kreisfrequenz und τ die Relaxationszeit des Systems. Da sich die Güte bei doppelter Frequenz annähernd verdoppelt, ist die Dämpfung und damit τ frequenzabhängig. Membranen mit einer größeren funktionsschichtfreien Fläche erfahren geringere Dämpfungen. Dafür sprechen zum Teil höhere Werte für Q und die Lage der resonanzartigen Maxima der Membranauslenkung bei höheren Frequenzen. Das bedeutet, daß die Funktionsschicht eine dämpfende Wirkung auf das gesamte schwingende System hat.

Die Erweiterung des Unimorphs auf einen Bimorph zur Leistungserhöhung der Membran in Hinblick auf die Anwendung in einer Membranpumpe verursacht eine Steigerung der Auslenkung, die im Gegensatz zu der in der FEM-Rechnung berechneten Steigerung um 30 % niedriger ist. Wie bei der unimorphen Membran wird der Verlauf der Membranauslenkung durch den Verlauf der Magnetostriktion bestimmt. Unterschiedliche Steigungen $d\lambda/dH_{\text{ext}}$ bei kleinen Magnetfeldern und das bevorzugte Eindringen der Magnetfeldlinien in die der radialen Flußführung nächst liegenden TbDyFe-Schicht bewirken den Unterschied von Experiment und FEM-Theorie. Da die Steigung der Magnetostriktion der TbDyFe-Schicht etwas steiler ist, dominiert diese über den Einfluß des Sm-Fe (Abb. 5.2). Die Anwendung dieser Art von Membran in einer Mikromembranpumpe verlangt eine genauere Untersuchung des dynamischen Verhaltens. Die Vermutung, daß die Funktionsschichten eine stark dämpfende Wirkung auf das Schwingungsverhalten der Membran haben, bestätigt sich bei der dynamischen Charakterisierung des Bimorphs. Kleinere Werte für Q und die Lage der Resonanzmaxima bei kleineren Frequenzen bewirken höhere Dämpfungen. Hier ist die Größe der Dämpfung definitiv nicht von der anregenden Frequenz abhängig, da die Güten nahezu gleiche Werte besitzen. Daraus ergeben sich konstante Relaxationszeiten. Die Eigenfrequenzen der Membran sind nahezu gleich und zeigen bei den sinusförmigen Erregerfrequenzen $f = 4 \text{ kHz}$ und $7,6 \text{ kHz}$ ideale Sinusschwingungen. Dabei handelt es sich um Oberschwingungen verschiedener Ordnungen. Das erste Maximum stellt bei der Erregerfrequenz $f = 2 \text{ kHz}$ noch die Zusammensetzung aus mehreren Oberschwingungen dar, das sich in einem nicht idealen sinusförmigen Verlauf widerspiegelt.

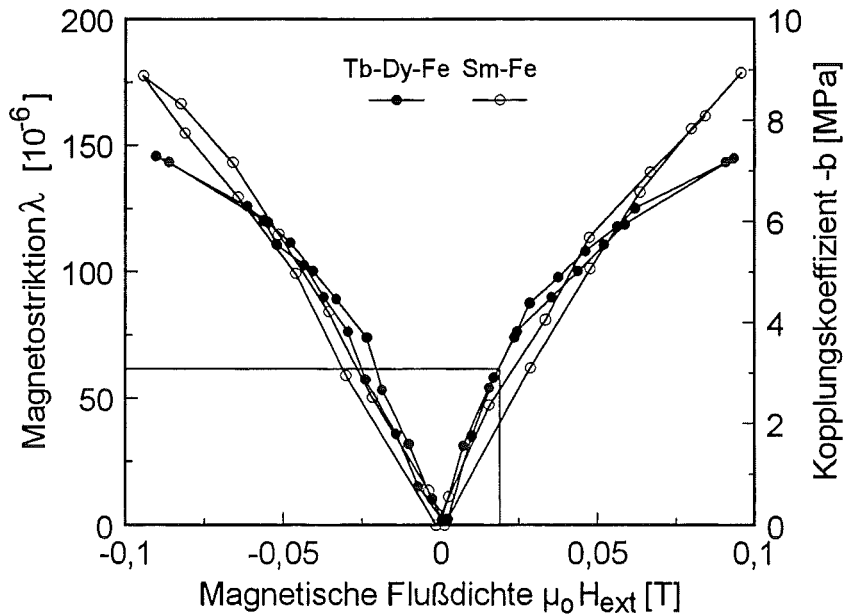


Abb. 5.2: Vergleich des Betrags der Magnetostrictionen und Kopplungskoeffizienten der für die bimorphe Membran verwendeten TbDyFe- und SmFe-Schichten bei kleinen Magnetfeldern.

Mikromembranpumpe

Aus der Erhöhung der volumenabhängigen magnetischen Energieumsetzung folgen höhere Membranauslenkung, Verdrängervolumina und zu erzeugende Drücke für den Betrieb einer Mikromembranpumpe. Zu diesem Zweck wurden die Schichtdicken von 10 μm auf 20 μm erhöht. Die maximale Pumprate wird bei einer Pumpfrequenz von 2 Hz erreicht. Der schnelle exponentielle Abfall der Pumprate bis 100 Hz gibt das dynamische Verhalten der passiven Biegebalkenventile indirekt wieder. Bei Frequenzen größer 2 Hz ist es für die dünnen Biegebalkenventile nicht mehr möglich, dem vom Membranhub verursachten Druckwechsel des Pumpmediums zu folgen. Die Trägheit und Dämpfung der Flüssigkeit sowie Rückstellkräfte lassen nur eine bedingte Öffnungszeit der Ventile, abhängig von der Pulsweite des antreibenden maximalen Magnetfeldes, zu. Das bedeutet, daß die maximale zu erreichende Pumpfrequenz durch die Geschwindigkeit der hydraulischen Relaxation bestimmt ist [Pol 90], [Lam 93]. Der von der Frequenz abhängige und damit geschwindigkeitsabhängige Strömungswiderstand und Druckverlust trägt ebenfalls zum Abfall der Pumprate bei. Die gesamte Dynamik der Pumpe zeigt somit, daß der Betrieb weit unterhalb von den Eigenfrequenzen der Membran möglich ist. Ferner ist beim Betreiben der Membran in einer

Pumpe der Verdränger einer Druckdifferenz ausgesetzt. Dies würde eine weitere Erhöhung der Membraneigenfrequenzen bei steigendem Differenzdruck verursachen [Heu 91a].

Der maximale frequenzabhängige Gegendruck ergibt sich in Korrelation mit der frequenzabhängigen Flußrate ebenfalls bei 2 Hz. Im Vergleich zum theoretisch berechneten Membrandruck (11,5 mbar) ergibt sich lediglich ein maximaler Druck am Auslaß der Pumpe von etwa 1 mbar. Hierbei wird ersichtlich, wie hoch der Druckverlust in der Mikropumpe ist. Dabei liefert der Druckverlust in den Strömungskanälen, Kapillarschläuchen und den un stetigen Übergängen von kleinen zu großen bzw. von großen zu kleinen Strömungsquerschnitten mit etwa 0,06 mbar (grobe Abschätzung nach Gleichung 2.44) den kleinsten Beitrag, da die Reynoldszahl bei 2 Hz in den vorhandenen Querschnitten weit unter der kritischen Zahl von 2300 liegt. Nach den Abschätzungen ergeben sich je nach Strömungsquerschnitt Reynoldszahlen in der Größenordnung von etwa 0,1.

Neben den fluiddynamisch abgeschätzten sehr geringen Druckverlusten ist daher die Dichtigkeit der Biegebalkenventile die Hauptursache für den hohen Druckverlust von 10,5 mbar. Abbildung 5.3 zeigt in einer REM-Vergrößerung einen Teil des in Abbildung 4.58 gezeigten Einlaßventils.

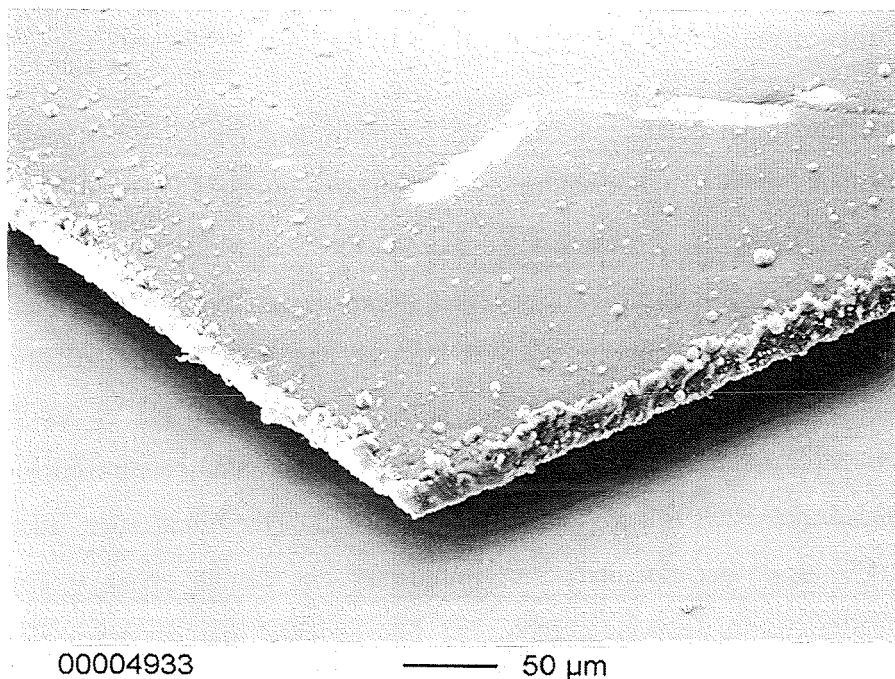


Abb. 5.3: Vergrößerter Bereich des in Abbildung 4.58 dargestellten Einlaß-Biegebalkenventils und Ventilkammerbodens. Die Dicke des Biegebalkenventils beträgt 10 µm.

Es ist leicht zu erkennen, daß das Ventil einen bestimmten Abstand zum Ventilkammerboden einnimmt. Die Qualität des Ventilsitzes ist somit nicht mehr gegeben. Der Kanal zum Einlaß kann daher nicht vollständig abgedichtet werden. Im Fall hoher Pumpfrequenzen schwingt das Ventil gedämpft um den Abstandsbereich, wobei das Pumpmedium beim Druckwechsel durch die Membran zum Teil wieder zurückgepumpt wird. Zusätzlich erscheint der Randbereich des Ventils aufgrund des Laserschneidens rau. Ein völlig flaches Anliegen der Ventiltzunge auf dem Ventilkammerboden ist dadurch nicht möglich. Aufgrund der vorhandenen in Abschnitt 4.4.1 beschriebenen Montage- und Herstellungsmöglichkeit war die Realisierung dieser Art von Ventil die naheliegendste, da sie eine für diese Abmessungen einfache Positionierung bei geringster Klebefläche bot.

Das zeitliche Verhalten des Auslaßgegendrucks kann mit einem exponentiellen Anstieg des Pumpendrucks beschrieben werden. Unter Verwendung dieses zeitlichen Verlaufs ergibt sich die gegendruckabhängige Pumprate. Bei ihr ist zu beobachten, daß für kleine Gegendrucke eine näherungsweise lineare Beziehung zum Auslaßgegendruck besteht. Für höhere Drücke geht dieses Verhalten verloren und der Abfall der Pumprate erfolgt langsamer. In der Theorie von Zengerle [Zen 94a] liegt diese Tatsache einer Restauslenkung der Membran durch den steigenden Gegendruck zugrunde, der das maximale Hubvolumen reduziert. Die Restauslenkung nimmt im Bereich kleiner Gegendrucke zunächst linear zu. Da zwischen der Auslenkung und dem Hubvolumen eine lineare Beziehung besteht, führt das zu einer linearen Abnahme des Pumpenertrags in Abhängigkeit des Gegendrucks. Für kleine Drücke bleibt somit die charakteristische Form der Membran erhalten. Ein linearer Zusammenhang zwischen dem Verdrängervolumen und dem Gegendruck ist daher nach Zengerle weiterhin gegeben. Bei höheren Gegendrucken verbeult sich die Membran im Randbereich nach oben, so daß verschiedene Bereiche der Membran mit einem stark unterschiedlichen Hubanteil zum Pumpvolumen beitragen. Eine charakteristische Form der Membran besteht somit nicht mehr. Die charakteristische Steigung der Pumprate verändert sich daher durch die Änderung der charakteristischen Membranform. Die durch Gegendruck erzeugte Membrandeformation kann zusätzlich durch den starken Abfall der Magnetfeldstärke zwischen den Magnetpolen unterstützt werden, da eine ungleichmäßige magnetostriktive Dehnung keine homogene Kraftverteilung auf das Substrat bewirkt.

Bei Zengerle wird die Abweichung der charakteristischen Form für hohe Gegendrucke durch den Anschlag der elektrostatisch angetriebenen Membran an die Gegenelektrode verursacht.

Dies bedeutet eine Störung des möglichen charakteristischen Verlaufs der Pumprate in ähnlicher Weise.

Ausblick

Die in dieser Arbeit vorliegenden Ergebnisse zeigen die Grundlagen der Entwicklung positiver und negativer magnetostriktiver Schichten zur Realisierung von Mikromembranaktoren als potentiellen Antrieb einer Mikropumpe. Aufbauend auf diesen Grundlagen sind weitergehende Untersuchungen zur Verbesserung der Schichtkonzepte, die in die Leistungssteigerung der Aktoren einfließen, und Optimierungen der Pumpenelemente nötig. Hierfür gibt es mehrere Ansatzpunkte:

1. Die Möglichkeit des Hochfrequenzsputterns bietet vermutlich zusätzliche Schichtverbesserung durch die Veränderung von Beschichtungsparametern in bezug auf die Höhe der Magnetostriktion bei sehr kleinen Magnetfeldern, da hier im Gegensatz zum DC-Sputtern durch veränderte Plasmaverhältnisse andere Einflüsse auf das Schichtwachstum eine ausschlaggebende Rolle spielen könnten. Erkenntnisse an Viellagenschichten zeigen, daß vergleichsweise höhere Magnetostriktionswerte bei noch kleineren Feldern erreicht werden. Der hohe zeitliche Aufwand der Herstellung dieses Schichtsystems erfordert aber eine völlige Automatisierung des Beschichtungsprozesses, um vergleichbare Einlagenschichtdicken zu erzielen.
2. Die Prüfung, inwieweit eine Gestaltmagnetostriktion vorliegt, kann bei einer Simulation des mechanischen Verhaltens von Aktoren wichtig sein. Diese Möglichkeit bietet die Drehung des magnetostriktiven Biegebalkens um 90° von seiner bisherigen Position senkrecht zu den magnetischen Flußlinien. Diese Information fließt in die FEM-Modellierung von Membranaktoren ein.
3. Neben der Ansteuerung von runden Membranen mittels der radialsymmetrischen Flußführung liefert das Konzept einer parallelen Ansteuerung quadratischer oder rechteckiger Membranen mit einfachen Luftspulen eine noch einfachere und wirtschaftlich günstigere Realisierung eines Magnetfeldes. Da diese Magnetfelder ebenfalls sehr klein sind, folgt wiederum die Forderung aus Punkt 1. Um kompliziertere Aktordesigns in ihren mechanischen Eigenschaften zu simulieren, sind gerade für nicht radialsymmetrische, 3-dimensionale mechanische Bauelemente leistungsfähigere FEM-Programme notwendig. Dabei ist die Anzahl der Knoten und Elemente auf ein Mehrfaches zu erhöhen.

4. Zur Erhöhung des Pumpendrucks ist die Optimierung des Ventilsitzes einer der ersten Ansatzpunkte. Dazu ist in erster Linie die Methode der in dieser Arbeit verwendeten Klebtechnik zum Verbinden der Pumpenteile gegen die in der Mikrotechnik gängigen Aufbau- und Verbindungstechniken (Anodisches Bonden oder LIGA-Technik) zu ersetzen. Fluiddynamische Berechnungen mittels FEM sind nötig, Strömungskanäle so zu verbessern, daß Druckverluste und Strömungswiderstände bei eventuell höheren Pumpfrequenzen weitgehend gering bleiben.
5. Hohe Pumpfrequenzen erlauben sogenannte ventillose Mikropumpen, deren Pumprichtung mit Hilfe von Diffusoren bzw. Düsen erfolgt. Bewegliche Elemente wie passive Biegebalken- oder Membranventile entfallen somit. Diese Pumpen sind bereits von Stemme und Stemme [Ste 93] und Gerlach [Ger 96], [Ger 96a] für konische bzw. pyramidenförmige Diffusorkanäle bearbeitet worden. Noch nicht untersuchte, planare Diffusorstrukturen sind eine weitere Möglichkeit, diese als passive Ventile in Mikromembranpumpen dieser Bauart zu betreiben. Mit der LIGA-Technik oder mit Hilfe der Laserstrukturierung ist es ferner möglich, diese Pumpen preiswerter und in großer Stückzahl herzustellen.

6 Zusammenfassung

Um Aktoren für Mikromembranpumpen bereitzustellen, wurden in der vorliegenden Arbeit magnetostriktive Funktionsschichten der Stoffsysteme Tb-Fe, Tb-Dy-Fe und Sm-Fe als Dünnschichten mit Hilfe des Magnetronsputters hergestellt. Durch die Abscheidung bei Raumtemperatur zeigen die magnetostriktiven Funktionsschichten eine röntgenamorphe Struktur. Bei der Untersuchung des Bruchgefüges waren aber Unterschiede des Schichtaufbaus der positiv magnetostriktiven TbFe- und TbDyFe-Schichten und der negativ magnetostriktiven SmFe-Schichten zu erkennen. Das Abscheiden der Schichten fand im Rahmen dieser Arbeit in Hinblick auf mikrotechnische Anwendungen in der Siliziumtechnik auf Siliziumsubstraten statt. Es wurde eine Optimierung der Schichten bezüglich der Zusammensetzung und der Magnetostriktion für die in der Mikrotechnik relevanten kleinen Magnetfelder durchgeführt. Die Bestimmung der Magnetostriktion bzw. des magnetoelastischen Kopplungskoeffizienten erfolgte anhand einer Biegebalken-Meßmethode.

Im Gegensatz zu den einkristallinen oder polykristallinen Verbindungen TbFe_2 , $\text{Tb}_{0,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Fe}_2$ und SmFe_2 , ergeben sich für amorphe Schichten die höchsten Magnetostriktionswerte bei einem Seltenen Erdengehalt, der um etwa 7 Atom-% höher liegt. Bei der Herstellung der Schichten wurde festgestellt, daß in erster Linie der Beschichtungsparameter Bias-Spannung einen starken Einfluß auf die Polarisation und Magnetostriktion der Schichten hat. Hierbei zeigt sich, daß in Verbindung mit dem Substrat erzeugte Schichteigenspannungen die ausschlaggebende Rolle spielen. Die ternäre Zusammensetzung Tb-Dy-Fe ergibt zwar kleinere Sättigungsmagnetisierungen und Sättigungsmagnetostriktionen als das binäre Tb-Fe, doch ist der Anstieg der Polarisation dJ/dH_{ext} und der Anstieg ihrer magnetostriktiven Dehnung $d\lambda/dH_{\text{ext}}$ bei identischen Beschichtungsparametern und externen Magnetfeldern geringfügig größer.

Das Stoffsystem Sm-Fe gibt im Vergleich zu den positiv magnetostriktiven Stoffen in Abhängigkeit der Bias-Spannung ein umgekehrtes Verhalten in bezug auf den Anstieg der magnetischen und magnetostriktiven Eigenschaften mit dem Magnetfeld wieder. Der Anstieg der Magnetostriktion steigt bei den positiv magnetostriktiven Schichten mit der Erhöhung der Bias-Spannung. Bei Sm-Fe ist ein geringerer Anstieg in Abhängigkeit des Magnetfeldes zu beobachten. Der maximale Anstieg wird somit ohne Bias-Spannung erreicht. Theoretische Modelle dienen dabei als qualitative Erklärung dieses Verhaltens.

Durch ihr extrem weichmagnetisches Verhalten sind die amorphen magnetostruktiven Schichten besonders gut für die Realisierung kleinster Aktoren geeignet, da sie schon bei Magnetfeldern $< 0,1 \text{ T}$ große Magnetostriktionen zeigen. Tb-Fe besitzt dabei mit etwa $200 \cdot 10^{-6}$ bei $0,1 \text{ T}$ einen der größten Magnetostriktionswerte. Höhere Werte der Magnetostriktion bis über $650 \cdot 10^{-6}$ konnten bei einem Feld von $0,6 \text{ T}$ erreicht werden. TbDyFe-Schichten zeigen zwar mit etwa $150 \cdot 10^{-6}$ ($0,1 \text{ T}$) und $220 \cdot 10^{-6}$ ($0,6 \text{ T}$) kleinere Werte, doch verlieren sie magnetische und magnetostriktive Hysteresen fast vollständig. Sm-Fe als negativ magnetostriktives Material liegt ohne die Verwendung einer Bias-Spannung dem Betrag nach in der Größenordnung wie Tb-Dy-Fe. Bei der Erhöhung einer Bias-Spannung war jedoch im Gegensatz zu den positiv magnetostruktiven Schichten eine Steigerung der Magnetostriktion auf etwa $400 \cdot 10^{-6}$ bei $0,6 \text{ T}$ möglich. Die Magnetostriktion im Bereich von Feldern $< 0,1 \text{ T}$ war dabei geringer.

Aus der Schichtentwicklung erhaltene Kenntnisse magnetostriktiver Funktionsschichten, flossen in die Entwicklung von Membranaktoren im Substrat-Schichtverbund ein. Die Erstellung von Simulationsmodellen mit der Finiten Elemente Methode (FEM) diente dazu, das Verhalten der Membranaktoren auf numerischem Weg zu bestimmen. Neben der Veränderung der Funktionsschichtdicke stand die Strukturierung des Substrates im Vordergrund. Diese Strukturierung bezieht sich auf das Verhältnis eines beschichteten und eines unbeschichteten Membranbereichs mit einem bestimmten Flächenradius r im Zentrum der Membran. Es hat sich ein nicht linearer Kurvenverlauf der Auslenkung in Abhängigkeit von r herausgestellt. Dieser Verlauf zeigt ein Maximum der Auslenkung für eine Membran mit dem Radius $R = 5 \text{ mm}$ bei $r = 1$ bis $1,5 \text{ mm}$. Das Experiment zur Überprüfung des FEM-Modells konnte aufgrund der Abmessungen einer zur Aktivierung des Membranaktors entwickelten radialsymmetrischen magnetischen Flußführung nur bedingt durchgeführt werden. Es hat sich aber bei den Dimensionen des Magneten gezeigt, daß eine Membran mit einer unbeschichteten Fläche in ihrem Zentrum vom Radius $r = 2 \text{ mm}$ noch ausreichend große, mit einem Laservibrometer gemessene, Auslenkungen liefert. Die Realisierung der unbeschichteten Fläche erfolgte anhand einer einfachen Schattenmaskierung. Durch eine Beschichtung mit positiv und negativ magnetostruktiven Materialien auf den jeweils gegenüberliegenden Membranoberflächen -zuvor getestet an kleinen Biegebalkenaktoren- war eine Steigerung der Membranauslenkung um etwa 50% möglich, was im Rahmen der Meßgenauigkeit einerseits und der Genauigkeit der FEM-Berechnungsgrundlage andererseits mit den modellierten Voraussagen (Steigerung von 80%) recht gut übereinstimmt.

Die dynamische Charakterisierung der Membranen ergibt drei Maxima der Auslenkung mit der jeweiligen Eigenfrequenz von etwa acht Kiloherz, die sich je nach Beschichtung (einfache Beschichtung bzw. Doppelbeschichtung) in ihrer Lage und Güte ändern. Hierbei wurde festgestellt, daß die Schichten dämpfend auf die Membranschwingungen wirken.

Mit der Entwicklungen magnetostriktiver Funktionsschichten und der Entwicklung von Membranaktoren als Antriebseinheit entstand der Prototyp der ersten magnetostriktiven Mikromembranpumpe, die mit Hilfe der Laserstrukturierung von Silizium-Wafern und mit Hilfe des Magnetronspüterns hergestellt wurde. Das Zusammenfügen der einzelnen Pumpenbauteile erfolgte mit einer einfachen Klebetechnik. Die Leistungsdaten der Pumpe wie Pumpenauslaßdruck und Pumprate ergeben maximal 1 mbar und 9,4 $\mu\text{l}/\text{min}$ ohne Druckdifferenz zwischen Ein- und Auslaß bei einer Pumpfrequenz von 2 Hz.

Ansätze zur Optimierung unter Einbeziehung der weiteren Schichtentwicklung, zur Aufbau- und Verbindungstechnik, zur Simulation sowie zur Konzeption anderer Mikropumpenarten sind erarbeitet worden.

7 Literaturverzeichnis

- [Abb 78] R. Abbundi, A.E. Clark, *Low Temperature Magnetization and Magnetostriction of Single Crystal TmFe₂*, J. Appl. Phys. **49** (1978), 1969-1971.
- [Abb 79] R. Abbundi, A.E. Clark, N.C. Koon, *Temperature Dependence of the Magnetostriction and Magnetization in Single Crystal HoFe₂*, J. Appl. **50** (1979), 1671-1673.
- [Aly 92] S.H. Aly, M.M. Abdel-Hady, *Magnetic Hysteresis in Fe-Rich Rare-Earth Amorphous Alloys*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **114** (1992), 82-86.
- [Atz 72] U. Atzmony, M.P. Dariel, E.R. Bauminger, D. Lebenbaum, I. Nowik, S. Ofer, *Magnetic Anisotropy and Spin Rotations in Ho_xTb_{1-x}Fe_x Cubic Laves Compounds*, Phys. Rev. Lett. **28** (1972), 244-247.
- [Bea 59] J.W. Beams, *Structure & Properties of Thin Films*, edited by C.A. Neugebauer, J.B. Newkirk, D.A. Vermilyea, Wiley and Sons, New York, (1959), 183-192.
- [Bec 39] R. Becker, W. Döring, *Ferromagnetismus*, Springer Verlag Berlin (1939), 280.
- [Bel 83] K.P. Belov, G.I. Kataev, R.Z. Levitin, S.A. Nikitin, V.I. Sokolov, *Giant Magnetostriction*, Sov. Phys. Usp. **26** (1983), 518-542.
- [Ber 83] E.M. Purcell, *Elektrizität und Magnetismus*, Berkeley Physik Kurs 2, Vieweg und Sohn, Braunschweig (1983), 208-209.
- [Bod 96] C. Body, Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble (LEG), persönliche Mitteilung (1996).
- [Bro 91] M.S.S. Brooks, L. Nordström, B. Johansson, *Magnetism of RFe₂ Compounds*, J. Appl. Phys. **69** (1991), 5683-5684.

- [Büs 94] B. Büstgens, W.Bacher, W. Menz, W.K. Schomburg, *Micropump Manufactured by Thermoplastic Molding*, Proc. IEEE-MEMS Workshop (1994), 18-21.
- [Cal 65] E. Callen, H.B. Callen, *Magnetostriction, Forced Magnetostriction, and Anomalous Thermal Expansion in Ferromagnets*, Phys. Rev. A **139** (1965), 455-471.
- [Cal 68] E. Callen, *Magnetostriction*, J. Appl. Phys. **39** (1968), 519-527.
- [Ced 90] T. Cedell, L.Sandlund, M.Fahlander, *New Magnetostrictive Alloy for Rapid Conversion of Electric Energy to Mechanical Motion*, Actuator 90, Bremen Germany (1990), 156-161.
- [Cha 88] N.H. Chau, T.D. Hien, N.H. Duc, *Magnetic and Magnetostrictive Properties of the Tb(Fe_xNi_{1-x})₂ Compounds*, Acta Physica Polonica A **73** (1988), 733-740.
- [Che 91] S-C.N. Cheng, M.H. Kryder, *Thermal Stability of Anisotropy in TbFe Films Prepared by DC-Magnetron Sputtering*, J. Appl. Phys. **70** (1991), 5526-5532.
- [Che 93] S.F. Cheng, R. Segnan, J.R. Cullen, A.E. Clark, M.Q. Huang, *Amorphization of TbFe₃ by Nitrogen Absorption*, J. Appl. Phys. **73** (1993), 5733-5735.
- [Cla 96] F. Claeysen, N. Lhermet, R. Le Letty, L. Chouteau, *A New Resonant Magnetostrictive Rotating Motor*, Actuator 96, Bremen Germany (1996), 272-274.
- [Cla 72] A.E. Clark, H.S. Belson, *Giant Room-Temperature Magnetostriction in TbFe₂ and DyFe₂*, Phys. Rev. B **5** (1972), 3642-3644.
- [Cla 72a] A.E. Clark, H.S. Belson, *Huge Magnetocrystalline Anisotropy in Cubic Rare Earth-Fe₂ Compounds*, Phys. Lett. **42A** (1972), 160-162.

- [Cla 73] A.E. Clark, H.S. Belson, R.E. Strakna, *Elastic Properties of Rare-Earth-Iron Compounds*, J. Appl. Phys. **44** (1973), 2913-2914.
- [Cla 73a] A.E. Clark, *High-Field Magnetization and Coercivity of Amorphous Rare-Earth-Fe₂ Alloys*, Appl. Phys. Lett. **23** (1973), 642-644.
- [Cla 74] A.E. Clark, *Magnetic and Magnetoelastic Properties of Highly Magnetostrictive Rare-Earth-Iron Laves Phase Compounds*, AIP Conf. Proc. **18**, 2 NJ (1974), 1015-1029.
- [Cla 75] A.E. Clark, J.R. Cullen, *Rhombohedral Distortion in Highly Magnetostrictive Laves Phase Compounds*, Magnetism and Magnetic Materials 21st Annual Conf. Philadelphia (1975), 192-193.
- [Cla 75a] A.E. Clark, H.T. Savage, *Giant Magnetically Induced Changes in the Elastic Moduli in Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe₂*, IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics **SU-22** (1975), 50-52.
- [Cla 78] A.E. Clark, R. Abbundi, W.G. Gillmor, *Magnetization and Magnetic Anisotropy of TbFe₂, Tb_{0.27}Dy_{0.73}Fe₂ and TmFe₂*, IEEE Transactions on Magnetics **MAG-14** (1978), 542-545.
- [Cla 80] A.E. Clark, *Magnetostrictive Rare Earth-Fe₂ Compounds*, Ferromagnetic Materials Vol. 1, edited by E.P. Wohlfahrth, North-Holland Publishing Company (1980), 547.
- [Cla 80a] A.E. Clark, *Magnetostrictive Rare Earth-Fe₂ Compounds*, Ferromagnetic Materials Vol. 1, edited by E.P. Wohlfahrth, North-Holland Publishing Company (1980), 542-546.
- [Cla 80b] A.E. Clark, *Magnetostrictive Rare Earth-Fe₂ Compounds*, Ferromagnetic Materials Vol. 1, edited by E.P. Wohlfahrth, North-Holland Publishing Company (1980), 556.

- [Cla 80c] A.E. Clark, *Magnetostrictive Rare Earth-Fe₂ Compounds*, Ferromagnetic Materials Vol. 1, edited by E.P. Wohlfahrth, North-Holland Publishing Company (1980), 582.
- [Cla 80d] A.E. Clark, *Magnetostrictive Rare Earth-Fe₂ Compounds*, Ferromagnetic Materials Vol. 1, edited by E.P. Wohlfahrth, North-Holland Publishing Company (1980), 577.
- [Cla 85] A.E. Clark, D.N. Crowder, *High Temperature Magnetostriction of TbFe₂ and Tb_{0.27}Dy_{0.73}Fe₂*, IEEE Transactions on Magnetics **MAG-21** (1985), 1945-1947.
- [Cla 87] A.E. Clark, J.P. Teter, O.D. McMasters, *Magnetostrictive Properties of Tb₃Dy₇(Fe_{1-x}Co_x)_{1.9} and Tb₃Dy₇(Fe_{1-x}Ni_x)_{1.9}*, IEEE Transactions on Magnetics **23** (1987), 3526-3528.
- [Cla 91] A.E. Clark, *Giant Magnetostriction Materials from Cryogenic Temperatures to 250 C*, SPIE Vol. 1543 Active and Adaptive Optical Components (1991), 374-381.
- [Cla 91a] A.E. Clark, J.P. Teter, M. Wun-Fogle, *Anisotropy Compensation and Magnetostriction in Tb_xDy_{1-x}(Fe_{1-y}Ty)_{1.9} (T = Co, Mn)*, J. Appl. Phys. **69** (1991), 5771-5773.
- [Cul 77] J.R. Cullen, A.E. Clark, *Magnetostriction and Structural Distortion in Rare-Earth Intermetallics*, Phys. Rev. **B 15** (1977), 4510-4515.
- [Cyr 79] M. Cryot, M. Lavagna, *Density of States and Magnetic Properties of the Rare-Earth Compounds RFe₂, RCo₂ and RNi₂*, J. de Physique **40** (1979), 763-771.
- [Dhi 93] K.R. Dhilsha, K.V.S. Rama Rao, *Investigation of Magnetic, Magnetomechanical, and electrical Properties of the Tb_{0.27}Dy_{0.73}Fe_{2-x}Co_x System*, J. Appl. Phys. **73** (1993), 1380-1385.

- [Duc 93] N.H. Duc, *Effects of the 3d-5d Hybridization on the 4f-3d Coupling in the Rare Earth-Transition Metal Compounds*, phys. stat. sol. (b) **175** (1993), K63-K66.
- [Duc 96] N.H. Duc, K. Mackay, J. Betz, D. Givord, *Giant Magnetostriction in Amorphous $(Tb_{1-x} Dy_x)(Fe_{0.45} Co_{0.55})_y$ Films*, J. Appl. Phys. **79** (1996), 973-977.
- [Esa 89] M. Esashi, S. Shoji, A. Nakano, *Normally Closed Microvalve and Micropump Fabricated on a Silicon Wafer*, Sensors and Actuators **20** (1989), 163-169.
- [Esa 90] M. Esashi, *Integrated Microflow Control Systems*, Sensors and Actuators **A21-A23** (1990), 161-167.
- [Fli 94] G. Flik, *Giant Magnetostrictive Thin Film Transducers for Microsystems*, Actuator 94, Bremen Germany (1994), 232-235.
- [For 78] D. W. Forester, C. Vittoria, J. Schelleng, P. Lubitz, *Magnetostriction of Amorphous $Tb_x - Fe_{1-x}$ Thin Films*, J. Appl. Phys. **49** (1978), 1966-1968.
- [Fuj 93] H. Fujimori, J.Y. Kim, S. Suzuki, H. Morita, N. Kataoka, *Huge Magnetostriction of Amorphous Bulk $(Sm, Tb) Fe_2 - B$ with Low Exiting Fields*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **124** (1993), 115-118.
- [Ger 96] T. Gerlach, *Ein neues Mikropumpen-Prinzip mit dynamischen passiven Ventilen*, Dissertation Technische Universität Ilmenau 1996, Shaker Verlag Aachen (1996).
- [Ger 96a] T. Gerlach, H. Wurmus, *Fundamentals of Dynamic Flux Rectification as the Basis of Valve-less Dynamic Micropumps*, Micro Systems Technologies 96, Potsdam (1996), 445-450.

- [Gro 93] D. Gross, W. Hauger, W. Schnell, *Technische Mechanik*, Band 4 Springer Verlag Berlin (1993), 174-177.
- [Gro 93a] D. Gross, W. Hauger, W. Schnell, *Technische Mechanik*, Band 4 Springer Verlag Berlin (1993), 181-188.
- [Gru 94] P.J. Grundy, D.G. Lord, P.I. Williams, *Magnetostriction in TbDyFe Thin Films*, J. Appl. Phys. **76** (1994), 7003-7005.
- [Guo 94] H.Q. Guo, H. Yang, H. Gong, L. Yang, B. Shen, R. Li, *Magnetic and Magnetostrictive Properties of $Sm_{1-x}Dy_xFe_2$ Compounds and its Mössbauer Effect Studies*, J. Appl. Phys. **75** (1994), 7429-7432.
- [Hag 89] P. Hagedorn, *Technische Schwingungslehre*, Band 2 Springer Verlag Berlin (1989), 247-251.
- [Hay 93] Y. Hayashi, T. Honda, K.I. Arai, K. Ishiyama, M. Yamaguchi, *Dependence of Magnetostriction of Sputtered Tb-Fe Films on Preparation Conditions*, IEEE Transactions on Magnetics **29** (1993), 3129-3131.
- [Heu 91] A. Heuberger, *Mikromechanik*, Springer Verlag Berlin (1991), 55.
- [Heu 91a] A. Heuberger, *Mikromechanik*, Springer Verlag Berlin (1991), 329.
- [Hof 82] D.W. Hoffman, *Film Stress Diagnostics in the Sputter Deposition of Metals*, Proc. 7th Int. Conf. on Vacuum Metallurgy, Tokyo (1982), 317-332.
- [Hon 93] T. Honda, Y. Hayashi, K.I. Arai, K. Ishiyama, M. Yamaguchi, *Magnetostriction of Sputtered Sm-Fe Thin Films*, IEEE Transactions on Magnetics **29** (1993), 3126-3128.

- [Hon 94] T. Honda, Y. Hayashi, M. Yamaguchi, K.I. Arai, *Magnetostriction of Sm-Fe Thin Films Fabricated by a Sputtering Method*, IEEE Translation Journal on Magnetism in Japan **9** (1994), 129-133.
- [Hon 94a] T. Honda, K.I. Arai, M. Yamaguchi, *Fabrication of Magnetostrictive Actuators Using Rare-Earth (Tb, Sm)-Fe Thin Films (Invited)*, J. Appl. Phys. **76** (1994), 6994-6999.
- [Hua 95] J. Huang, C. Prados, J.E. Evetts, A. Hernando, *Giant Magnetostriction of Amorphous Tb_xFe_{1-x} ($0.10 < x < 0.45$) Thin Films and its Correlation with Perpendicular Anisotropy*, Phys. Rev. B **51** (1995), 297-304.
- [Ish 89] S. Ishio, S. Kadowaki, *Magnetostriction of Amorphous Rare-Earth-Fe Alloys*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **79** (1989), 358-364.
- [Ish 92] S. Ishio, W. Tanaka, T. Miyazaki, *Magnetostriction of RCo_3 Compounds ($R = Pr, Nd, Gd, Tb, Dy$)*, IEEE Translation Journal on Magnetism in Japan **7** (1992), 834-838.
- [Ish 92a] S. Ishio, K. Sato, T. Miyazaki, *Magnetostriction of $(Fe-Co)_3Tb$ Compounds and Amorphous Fe_3Tb Alloys*, IEEE Translation Journal on Magnetism in Japan **7** (1992), 389-394.
- [Jen 91] A.G. Jenner, D.G. Lord, C.A. Faunce, *Magnetoelastic Properties of Terbium-Dysprosium-Iron Compounds*, J. Appl. Phys. **69** (1991), 5780-5782.
- [Jer 90] H. Jerman, *Electrically-Activated, Micromachined Diaphragm valves*, Technical Digest IEEE Sensors & Actuators Workshop (1990), 65-69.
- [Jil 91] D. Jiles, *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*, 1. Auflage Chapman and Hall London (1991), 103-104.

- [Jil 91a] D.C. Jiles, J.B. Thielke, *Modelling of the Combined Effects of Stress and Anisotropy on the Magnetostriction of $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2$* , IEEE Transactions on Magnetics **27** (1991), 5352-5354.
- [Jil 94] D.C. Jiles, J.B. Thielke, *Theoretical Modelling of the Effects of Anisotropy and Stress on the Magnetization and Magnetostriction of $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2$* , Journal of Magnetism and Magnetic Materials **134** (1994), 143-160.
- [Jos 92] J. Joswig, *Active Micromechanic Valve*, J. Micromech. Microeng. **2** (1992), 262-265.
- [Kim 93] J.Y. Kim, *Anomalous Giant Magnetostriction of Amorphous ($SmFe_2$) (1-x) at. % B (x) at. % Alloy in a Low Magnetic Field*, J. Appl. Phys. **74** (1993), 2701-2703.
- [Kit 60] C. Kittel, J.H. Van Vleck, *Theory of the Temperature Dependence of the Magnetoelastic Constants of Cubic Crystals*, Phys. Rev. **118** (1960), 1231-1232.
- [Kli 74] H. Klimker, M. Rosen, M.P. Dariel, U. Atzmony, *Elastic and Magnetoelastic Properties of Polycrystalline Rare-Earth-Iron Laves Compounds*, Phys. Rev. B **10** (1974), 2968-2972.
- [Kli 85] H. Klimker, Y. Gefen, M. Rosen, *Effect of Hydrostatic Pressure on the Elastic Properties of some Rare Earth-Iron Laves Phase Compounds*, J. Phys. Chem. Solids **46** (1985), 157-163.
- [Klo 76] E. Kloholm, *The Measurement of Magnetostriction in Ferromagnetic Thin Films*, IEEE Transactions on Magnetics **MAG-12** (1976), 819-821.
- [Klo 96] E. Kloholm, C.V. Jahnes, *Comments on "Magnetostriction and Internal Stresses in Thin Films: the Cantilever Method Revisited"*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **152** (1996), 226-230.

- [Koo 74] N.C. Koon, A.I. Schindler, C.M. Williams, F.L. Carter, *Magnetostrictive Properties of $\text{Ho}_x\text{Tb}_{1-x}\text{Fe}_2$ Intermetallic Compounds*, J. Appl. Phys. **45** (1974), 5389-5391.
- [Kop 89] K. Kopitzki, *Einführung in die Festkörperphysik*, Teubner, Stuttgart (1989), 214.
- [Kri 88] R. Krishnan, M. Porte, M. Tessier, J.P. Vitton, Y. Le Cars, *Magnetic Anisotropy and Other Studies in Amorphous Tb-Fe Films*, IEEE Transactions on Magnetics **24** (1988), 1773-1777.
- [Kuz 92] M.D. Kuz'min, *Linear Theory of Magnetocrystalline Anisotropy and Magnetostriction in Exchange-Dominated 3d-4f Intermetallics*, Phys. Rev. B **46** (1992), 8219-8226.
- [Lac 84] H.K. Lachowicz, H. Szymczak, *Magnetostriction of Amorphous Magnetic Materials*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **41** (1984), 327-334.
- [Lac 94] E. du Trémolet de Lacheisserie, J.C. Peuzin, *Magnetostriction and Internal Stresses in Thin Films: the Cantilever Revisited*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **136** (1994), 189-196.
- [Lam 93] T.S.J. Lammerink, M. Elwenspoek, J. H. J. Fluitman, *Integrated Micro-Liquid Dosing Systems*, Proc. MEMS' 93 Fort Lauderdale Florida (1993), 254-259.
- [Lan 55] Landolt-Börnstein, *Atom- und Molekularphysik, Kristalle*, Band I/4 Springer Verlag Berlin (1955), 39.
- [Lew 90] A. Lewin, F. Mohr, H. Selbach, *Heterodyn-Interferometer zur Vibrationsanalyse*, Sonderdruck aus „Technische Messen - tm“ **57** (1990), 335-345.

- [Lin 88] H.T.G. Van Lintel, F.C.M. Van de Pol, S. Bouwstra, *A Piezoelectric Micropump Based on Micromachining of Silicon*, *Sensors and Actuators* **15** (1988), 153-167.
- [Lub 80] F.E. Luborsky, *Amorphous Ferromagnets*, *Ferromagnetic Materials* Vol. 1, edited by E.P. Wohlfährth, North-Holland Publishing Company (1980), 519.
- [Mas 90] Th. B. Massalski, *Binary Alloy Phase Diagrams*, Band 2 ASM International (1990), 1779.
- [Mas 90a] Th. B. Massalski, *Binary Alloy Phase Diagrams*, Band 2 ASM International (1990), 1773.
- [Men 96] J. Mencík, E. Quandt, D. Munz, *Elastic Modulus of TbDyFe - a Comparison of Nanoindentation and Bending Measurements*, *Thin Solid Films* **287** (1996), 208-213.
- [Mim 76] Y. Mimura, N. Imamura, *Magnetic Properties of Tb-Fe Thin Films Prepared by RF Sputtering*, *Appl. Phys. Lett.* **28** (1976), 746-748.
- [Miz 79] T. Mizoguchi, G.S. Cargill, *Magnetic Anisotropy from Dipolar Interactions in Amorphous Ferrimagnetic Alloys*, *J. Appl. Phys.* **50** (1979), 3570-3582.
- [Pol 90] F.C.M. Van de Pol, H.T.G. Van Lintel, M. Elwenspoek, J.H.J. Fluitman, *A Thermopneumatic Micropump Based on Micro-Engineering Techniques*, *Sensors and Actuators* **A21-A23** (1990), 198-202.
- [Qua 95] E. Quandt, H. Holleck, *Materials Development for Thin Film Actuators*, *Microsystem Technologies* 1, Springer Verlag (1995), 178-184.
- [Rap 94] R. Rapp, W.K. Schomburg, D. Mass, J. Schulz, W. Stark, *LIGA Micropump for Gases and Liquids*, *Sensors and Actuators* **A40** (1994), 57-61.

- [Rei 93] R. Reisser, M. Seeger, H. Kronmüller, *The Magnetic Phase Transition in Amorphous Rare Earth - Transition Metal Alloys*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **128** (1993), 321-340.
- [Rhy 74] J.J. Rhyne, J.H. Schelleng, N.C. Koon, *Anomalous Magnetization of Amorphous TbFe₂, GdFe₂, and YFe₂*, Phys. Rev. B **10** (1974), 4672-4679.
- [Ros 73] M. Rosen, H. Klimker, U. Atzmony, M.P. Dariel, *Elasticity Phenomena during Spin Rotations in Ho_xTb_{1-x}Fe₂ Cubic Laves Compounds*, Phys. Rev. B **8** (1973), 2336-2340.
- [Ros 74] M. Rosen, H. Klimker, U. Atzmony, M.P. Dariel, *Magnetoelasticity in SmFe₂*, Phys. Rev. B **9** (1974), 254-258.
- [Rot 92] R.C. Roth, *The Elastic Wave Motor - a Versatile Terfenol Driven, Linear Actuator with High Force and Great Precision*, Actuator 92, Bremen Germany (1992), 138-141.
- [Sav 75] H.T. Savage, A.E. Clark, J.M. Powers, *Magnetomechanical Coupling and ΔE Effect in Highly Magnetostrictive Rare Earth-Fe₂ Compounds*, IEEE Transactions on Magnetics **MAG-11** (1975), 1355-1357.
- [Sav 77] H.T. Savage, A.E. Clark, N.C. Koon, C.M. Williams, *The Temperature and Composition Dependence of the Magnetomechanical Coupling Factor in Rare-Fe₂ Alloys*, IEEE Transactions on Magnetics **MAG-13** (1977), 1517-1518.
- [Sch 89] H. Schade, E. Kunz, *Strömungslehre*, Walter de Gruyter Berlin (1989), 97-98.
- [Sch 92] M.P. Schulze, R.D. Greenough, N. Galloway, *The Stress Dependence of k_{33} , d_{33} , λ and μ in Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.95}*, IEEE Transactions on Magnetics **28** (1992), 3159-3161.

- [Sch 93] F. Schatz, *Magnetische Eigenschaften hochmagnetostruktiver TbDyFe-Schichten*, Dissertation, Universität Stuttgart, MPI für Metallforschung Stuttgart (1993), 8-9.
- [Sch 93a] F. Schatz, *Magnetische Eigenschaften hochmagnetostruktiver TbDyFe-Schichten*, Dissertation, Universität Stuttgart, MPI für Metallforschung Stuttgart (1993), 4.
- [Sch 93b] F. Schatz, M. Hirscher, G. Flik, H. Kronmüller, *Magnetic Properties of Giant Magnetostrictive TbDyFe Films*, phys. stat. sol. (a) **137** (1993), 197-205.
- [Sch 93c] F. Schatz, *Magnetische Eigenschaften hochmagnetostruktiver TbDyFe-Schichten*, Dissertation, Universität Stuttgart, MPI für Metallforschung Stuttgart (1993), 38-39.
- [Sch 94] F. Schatz, M. Hirscher, M. Schnell, G. Flik, H. Kronmüller, *Magnetic Anisotropy and Giant Magnetostriction of Amorphous TbDyFe Films*, J. Appl. Phys. **76** (1994), 5380-5382.
- [Sch 95] M. Schnell, MPI Stuttgart, persönliche Mitteilung (1995).
- [Sch 97] M. Schnell, *Magnetische Anisotropie, Magnetostruktions- und Magnetisierungsprozesse in TbDyFe-Schichten*, Dissertation, Universität Stuttgart (1997).
- [Sho 88] S. Shoji, M. Esashi, M. Matsuo, *Prototype Miniature Blood Gas Analyzer Fabricated on a Silicon Wafer*, Sensors and Actuators **14** (1988), 101-107.
- [Sho 94] S. Shoji, M. Esashi, *Microflow Devices and Systems*, J. Micromech. Microeng. **4** (1994), 157-171.
- [Ste 93] E. Stemme, G. Stemme, *A Novel Piezoelectric Valve-Less Fluid Pump*, Technical Digest of Transducers 93 (1993), 110-113.

- [Suz 83] Y. Suzuki, T. Egami, *Single-Ion Anisotropy and Magnetostriction of Amorphous Alloys*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **31-34** (1983), 1549-1550.
- [Suz 87] Y. Suzuki, S. Takayama, F. Kirino, N. Ohta, *Single Ion Model for Perpendicular Magnetic Anisotropy in RE-TM Amorphous Films*, IEEE Transactions on Magnetics **MAG-23** (1987), 2275-2277.
- [Suz 88] Y. Suzuki, N. Ohta, *Single Ion Model for Magnetostriction in Rare-Earth-Transition-Metal Amorphous Films*, J. Appl. Phys. **63** (1988), 3633-3635.
- [Szy 78] H. Szymczak, *Dipolar Mechanism for Magnetostriction in Amorphous Ferrimagnetic Alloys*, IEEE Transactions on Magnetics **MAG-14** (1978), 846-847.
- [Tam 88] A.C. Tam, H. Schroeder, *Precise Measurements of a Magnetostriction Coefficient of a thin Soft-Magnetic Film Deposited on a Substrate*, J. of Appl. Phys. **64** (1988), 5422-5424.
- [Ter 79] S.C. Terry, J.H. Jerman, J.B. Angell, *A Gas Chromatographic Air Analyzer Fabricated on a Silicon Wafer*, IEEE Trans. Electron Device **ED-26** (1979), 1880-1886.
- [Tet 87] J.P. Teter, A.E. Clark, O.D. McMasters, *Anisotropic Magnetostriction in $Tb_{0.27}Dy_{0.73}Fe_{1.95}$* , J. Appl. Phys. **61** (1987), 3787-3789.
- [Tho 77] J.A. Thornton, *High Rate Thick Film Growth*, Ann. Rev. Mater. Sci. **7** (1977), 239-260.
- [Tim 59] S.P. Timoshenko, S. Woinowsky-Krieger, *Theory of Plates and Shells*, McGraw-Hill Book Company (1959), 54-55.

- [Was 92] K. Wasa, S. Hayakawa, *Handbook of Sputter Deposition Technology*, Noyes Publications, New Jersey (1992), 115-116.
- [Wil 75] C.M. Williams, N.C. Koon, *Anisotropy Energy Measurements on Single-Crystal $Tb_{0.15}Ho_{0.85}Fe_2$* , Phys. Rev. B **11** (1975), 4360-4363.
- [Wu 95] L. Wu, W. Zhan, X. Chen, X. Chen, *The Effects of Boron on $Tb_{0.27}Dy_{0.73}Fe_3$ Compound*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **139** (1995), 335-338.
- [Yan 93] K. Yanagisawa, H. Kuwano, A. Tago, *An Electromagnetically Driven Microvalve*, Technical Digest of Transducers 93 (1993), 102-105.
- [Zde 87] M.J. Zdeblick, J.B. Angell, *A Microminiature Electric-to-Fluidic Valve*, Technical Digest of Transducers 87 (1987), 827-829.
- [Zen 92] R. Zengerle, A. Richter, H. Sandmaier, *A Micro Membrane Pump with Electrostatic Actuation*, Proc. MEMS' 92 Travemünde Germany (1992), 19-24.
- [Zen 93] R. Zengerle, M. Richter, F. Brosinger, A. Richter, H. Sandmaier, *Performance Simulation of Microminiaturized Membrane Pumps*, Technical Digest of Transducers 93 (1993), 106-109.
- [Zen 94] R. Zengerle, W. Geiger, M. Richter, J. Ulrich, S. Kluge, A. Richter, *Application of Micro Diaphragm Pumps in Microfluid Systems*, Actuator 94 Bremen Germany (1994), 25-29.
- [Zen 94a] R. Zengerle, *Mikro-Membranpumpen als Komponenten für Mikro-Fluidsysteme*, Dissertation Universität der Bundeswehr München 1994, Verlag Shaker (1994), 80.

8 Anhang

A.1 Geometrische Beziehung zwischen der Biegebalkenauslenkung z und der Wegstrecke Δx auf dem Position Sensitive Detector (PSD)

Für kleine lokale Auslenkwinkel δ des zur Messung benutzten magnetostriktiven Biegebalkens mit der Variablen l entlang des Biegebalkens gilt:

$$\tan \delta = \frac{dz}{dl} \quad (8.1)$$

Für $\delta \ll 1$ folgt für den Tangens:

$$\delta = \frac{dz}{dl} \quad (8.2)$$

Wieder abgeleitet nach l ergibt die Krümmung:

$$\frac{d\delta}{dl} = \frac{d^2z}{dl^2} = \frac{1}{R_K} \quad (8.3)$$

In der Technischen Mechanik besteht die allgemeine Formel für die Auslenkung eines Biegebalkens der freien Länge L :

$$z = \frac{L^2}{2R_K} = \frac{L^2}{2} \cdot \frac{d\delta}{dl} \quad (8.4)$$

Aufgelöst nach $d\delta$ und integriert über l in den Grenzen von 0 bis L ergibt die Beziehung zwischen dem lokalen Auslenkwinkel bei L und der Auslenkung z des Biegebalkens mit der freien Länge L nach [Tam 88] (Herleitung nicht veröffentlicht):

$$\delta = \int_0^L \frac{2z}{L^2} dl = \frac{2z}{L} \quad (8.5)$$

Durch geometrische Überlegung erhält man die Beziehung zwischen dem Abstand a PSD-Biegebalken, dem halben Auslenkwinkel δ und der Wegstrecke Δx auf dem PSD mit:

$$\tan \delta = \frac{\Delta x}{2a} \quad (8.6)$$

Es folgt wiederum für $\delta \ll 1$:

$$\delta = \frac{\Delta x}{2a} \quad (8.7)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 8.5 für δ und Auflösen nach z , gelangt man zu der o.g. Gleichung für z und Δx :

$$z = \frac{L}{4a} \Delta x \quad (8.8)$$

A.2 FEM-Programme

Die folgenden FEM-Programme (COSMOS/M) enthalten die Anweisungen zur Berechnung des durch die Magnetostriktion verursachten mechanischen Verhaltens der Biegebalken- und Membranaktoren. Sie sind in der für COSMOS/M benötigten Syntax wiedergegeben. Kommentare zur Erklärung einzelner Programmschritte sind mit COMMENT oder C* gekennzeichnet.

Die Programme werden im folgenden in der Reihenfolge, 3D einseitig eingespannter 1-fach beschichteter magnetostriktiver Biegebalken, 2D einseitig eingespannter 1-fach beschichteter magnetostriktiver Biegebalken, 2D einseitig eingespannter 2-fach beschichteter magnetostriktiver Biegebalken, unstrukturierte 1-fach beschichtete magnetostriktive Membran, unstrukturierte 2-fach beschichtete magnetostriktive Membran, strukturierte 1-fach beschichtete magnetostriktive Membran und strukturierte 2-fach beschichtete magnetostriktive Membran, aufgeführt.

TITLE,3D einseitig eingespannter 1-fach beschicht. magnetostr.Biegebalken

COMMENT,Koordinaten der keypoints in μm

PT,1,0,0,0

PT,2,0,0,1500

PT,3,5000,0,1500

PT,4,5000,0,0

PT,5,0,50,0

PT,6,0,50,1500

PT,7,5000,50,1500

PT,8,5000,50,0

PT,9,0,60,0

PT,10,0,60,1500

PT,11,5000,60,1500

PT,12,5000,60,0

PTPLOT,1,12,1

COMMENT,Generierung der Volumina durch PT

VL8PT,1,8,1,2,3,4,5,6,7,8

VL8PT,2,8,5,6,7,8,9,10,11,12

COMMENT,Elementtyp "Solid"

EGROUP,1,SOLID,0,,,

EPROPCHANGE,1,,1,EC,0,

COMMENT,Materialparameter

MPROP,1,EX,0.169,

MPROP,1,EY,0.169,

MPROP,1,EZ,0.169,

MPROP,1,NUXY,0.064,

MPROP,1,NUXZ,0.064,

MPROP,1,NUYZ,0.064,

MPROP,1,ALPX,0.0000,

MPROP,1,ALPY,0.0000,

MPROP,1,ALPZ,0.0000,

MPROP,2,EX,0.050,

MPROP,2,EY,0.050,

MPROP,2,EZ,0.050,

MPROP,2,NUXY,0.0000,

MPROP,2,NUXZ,0.0000,

MPROP,2,NUYZ,0.0000,

MPROP,2,ALPX,0.100000E-05,

MPROP,2,ALPY,-0.500000E-06,

MPROP,2,ALPZ,-0.500000E-06,

ACTSET,MP,1

COMMENT,Vernetzung des Volumens 1

M_VL,1,1,1,8,10,20,6,1,1,1,

ACTSET,MP,2
COMMENT,Vernetzung des Volumens 2
M_VL,2,2,1,8,10,20,4,1,1,1,

NMERGE;
NCOMPRESS;

COMMENT,Balkenansicht
VIEW,1,1,1
SCALE, 0.0

TOFFSET,273
TREF,0

COMMENT,Randbedingungen
DSF,8,AL,0,8,,
DSF,3,AL,0,3,,

COMMENT,Temperatur zur Simulation der Magnetostriktion____
C*****
NTVL,1,100,2,1,
C*****

A_STATIC,T
R_STATIC

ACTDIS,1,UY,0

TITLE, 2D einseitig eingespannter 1-fach beschicht. magnetostr.Biegebalken

COMMENT,Koordinaten der keypoints in μm

PT,1,0,0,0

PT,2,5000,0,0

PT,3,5000,50,0

PT,4,0,50,0

PT,5,5000,60,0

PT,6,0,60,0

PTPLOT,1,6,1

COMMENT,Generierung der Flächen durch PT

SF4PT,1,1,2,3,4,0,

SF4PT,2,3,4,5,6,0,

COMMENT,Elementtyp "PLANE2D"

EGROUP,1,PLANE2D,0,2,0,0,0,0,0,

COMMENT,Materialparameter

MPROP,1,EX,0.169,

MPROP,1,EY,0.169,

MPROP,1,EZ,0.169,

MPROP,1,NUXY,0.064,

MPROP,1,NUXZ,0.064,

MPROP,1,NUYZ,0.064,

MPROP,1,ALPX,0.0000,

MPROP,1,ALPY,0.0000,

MPROP,1,ALPZ,0.0000,

MPROP,2,EX,0.050,

MPROP,2,EY,0.050,

MPROP,2,EZ,0.050,

MPROP,2,NUXY,0.0000,

MPROP,2,NUXZ,0.0000,

MPROP,2,NUYZ,0.0000,

MPROP,2,ALPX,0.100000E-05,

MPROP,2,ALPY,-0.50000E-06,

MPROP,2,ALPZ,-0.50000E-06,

COMMENT,Def. der Balkenbreite

RCONST,1,1,1,1,1500.0,0,

ACTSET,MP,1

COMMENT,Vernetzung der Fläche 1

M_SF,1,1,1,4,350,4,1,1,

ACTSET,MP,2

COMMENT,Vernetzung der Fläche 2

M_SF,2,2,1,4,350,2,1,1,

NMERGE,1,3000,1,0.1,,,,,

NCOMPRESS,1,3000,0.1,,,

COMMENT,Balkenansicht

VIEW,0,0,1

SCALE, 0.0

TOFFSET,273

TREF,0

COMMENT,Randbedingungen

DCR,4,AL,0,4,,

DCR,7,AL,0,7,,

COMMENT,Temperatur zur Simulation der Magnetostriktion__

C*****

NTSF,1,100,2,1,

C*****

A_STATIC,T

R_STATIC

ACTDIS,1,UY,0

TITLE,2D einseitig eingespannter 2-fach beschicht. magnetostr.Biegebalken

COMMENT,Koordinaten der keypoints in μm

PT,1,0,0,0
PT,2,5000,0,0
PT,3,5000,50,0
PT,4,0,50,0
PT,5,5000,60,0
PT,6,0,60,0
PT,7,0,-10,0
PT,8,5000,-10,0

PTPLOT,1,8,1

COMMENT,Generierung der Flächen durch PT

SF4PT,1,1,2,3,4,0,
SF4PT,2,3,4,5,6,0,
SF4PT,3,1,2,7,8,0,

COMMENT,Elementtyp "PLANE2D"

EGROUP,1,PLANE2D,0,2,0,0,0,0,0,

COMMENT,Materialparameter

MPROP,1,EX,0.169,
MPROP,1,EY,0.169,
MPROP,1,EZ,0.169,
MPROP,1,NUXY,0.064,
MPROP,1,NUXZ,0.064,
MPROP,1,NUYZ,0.064,
MPROP,1,ALPX,0.0000,
MPROP,1,ALPY,0.0000,
MPROP,1,ALPZ,0.0000,

MPROP,2,EX,0.050,
MPROP,2,EY,0.050,
MPROP,2,EZ,0.050,
MPROP,2,NUXY,0.0000,
MPROP,2,NUXZ,0.0000,
MPROP,2,NUYZ,0.0000,
MPROP,2,ALPX,0.100000E-05,
MPROP,2,ALPY,-0.50000E-06,
MPROP,2,ALPZ,-0.50000E-06,

MPROP,3,EX,0.050,
MPROP,3,EY,0.050,
MPROP,3,EZ,0.050,
MPROP,3,NUXY,0.0000,
MPROP,3,NUXZ,0.0000,
MPROP,3,NUYZ,0.0000,
MPROP,3,ALPX,-0.100000E-05,
MPROP,3,ALPY,0.5000000E-06,
MPROP,3,ALPZ,0.5000000E-06,

COMMENT,Def. der Balkenbreite
RCONST,1,1,1,1,1500.0,0,

ACTSET,MP,1
COMMENT,Vernetzung der Fläche 1
M_SF,1,1,1,4,260,4,1,1,

ACTSET,MP,2
COMMENT,Vernetzung der Fläche 2
M_SF,2,2,1,4,260,2,1,1,

ACTSET,MP,3
COMMENT,Vernetzung der Fläche 3
M_SF,3,3,1,4,260,2,1,1,

NMERGE,1,3000,1,0.1,,,,
NCOMPRESS,1,3000,0.1,,,,

COMMENT,Balkenansicht
VIEW,0,0,1
SCALE, 0.0

TOFFSET,273
TREF,0

COMMENT,Randbedingungen
DCR,4,AL,0,4,,
DCR,7,AL,0,7,,
DCR,11,AL,0,11,,

COMMENT,Temperatur zur Simulation der Magnetostriktion____
C*****
NTSF,1,100,3,1,
C*****

A_STATIC,T
R_STATIC

ACTDIS,1,UY,0

TITLE,unstrukturierte 1-fach beschichtete magnetostr. Membran

COMMENT,Koordinaten der keypoints in μm

PT,1,0,0,0

PT,2,5000,0,0

PT,3,5000,50,0

PT,4,0,50,0

PT,5,5000,60,0

PT,6,0,60,0

PTPLOT,1,6,1

COMMENT,Generierung der Flächen durch PT

SF4PT,1,1,2,3,4,0,

SF4PT,2,3,4,5,6,0,

COMMENT,Elementtyp "PLANE2D" mit axialsymm. Option

EGROUP,1,PLANE2D,0,2,1,0,0,0,0,

COMMENT,Materialparameter

MPROP,1,EX,0.181,

MPROP,1,EY,0.181,

MPROP,1,EZ,0.181,

MPROP,1,NUXY,0.0000,

MPROP,1,NUXZ,0.0000,

MPROP,1,NUYZ,0.0000,

MPROP,1,ALPX,0.0000,

MPROP,1,ALPY,0.0000,

MPROP,1,ALPZ,0.0000,

MPROP,2,EX,0.050,

MPROP,2,EY,0.050,

MPROP,2,EZ,0.050,

MPROP,2,NUXY,0.0000,

MPROP,2,NUXZ,0.0000,

MPROP,2,NUYZ,0.0000,

MPROP,2,ALPX,0.100000E-05,

MPROP,2,ALPY,-0.50000E-06,

MPROP,2,ALPZ,-0.50000E-06,

ACTSET,MP,1

COMMENT,Vernetzung der Fläche 1

M_SF,1,1,1,4,350,4,1,1,

ACTSET,MP,2

COMMENT,Vernetzung der Fläche 2

M_SF,2,2,1,4,350,2,1,1,

NMERGE,1,3000,1,0.1,,,

NCOMPRESS,1,3000,0.1,,,

COMMENT,Membranansicht

VIEW,0,0,1
SCALE,0.0

TOFFSET,273
TREF,0

COMMENT,Randbedingungen
DCR,4,AL,0,4,,
DCR,7,AL,0,7,,

COMMENT,Temperatur zur Simulation der Magnetostriktion____
C*****
NTSF,1,100,2,1,
C*****

A_STATIC,T
R_STATIC

ACTDIS,1,UY,0

TITLE,unstrukturierte 2-fach beschichtete magnetostr. Membran

COMMENT,Koordinaten der keypoints in μm

PT,1,0,0,0
PT,2,5000,0,0
PT,3,5000,50,0
PT,4,0,50,0
PT,5,5000,60,0
PT,6,0,60,0
PT,7,0,-10,0
PT,8,5000,-10,0

PTPLOT,1,8,1

COMMENT,Generierung der Flächen durch PT

SF4PT,1,1,2,3,4,0,
SF4PT,2,3,4,5,6,0,
SF4PT,3,1,2,7,8,0,

COMMENT,Elementtyp "PLANE2D" mit achsialsymm. Option

EGROUP,1,PLANE2D,0,2,1,0,0,0,0,

COMMENT,Materialparameter

MPROP,1,EX,0.181,
MPROP,1,EY,0.181,
MPROP,1,EZ,0.181,
MPROP,1,NUXY,0.0000,
MPROP,1,NUXZ,0.0000,
MPROP,1,NUYZ,0.0000,
MPROP,1,ALPX,0.0000,
MPROP,1,ALPY,0.0000,
MPROP,1,ALPZ,0.0000,

MPROP,2,EX,0.050,
MPROP,2,EY,0.050,
MPROP,2,EZ,0.050,
MPROP,2,NUXY,0.0000,
MPROP,2,NUXZ,0.0000,
MPROP,2,NUYZ,0.0000,
MPROP,2,ALPX,0.100000E-05,
MPROP,2,ALPY,-0.500000E-06,
MPROP,2,ALPZ,-0.500000E-06,

MPROP,3,EX,0.050,
MPROP,3,EY,0.050,
MPROP,3,EZ,0.050,
MPROP,3,NUXY,0.0000,
MPROP,3,NUXZ,0.0000,
MPROP,3,NUYZ,0.0000,
MPROP,3,ALPX,-0.100000E-05,
MPROP,3,ALPY,0.5000000E-06,
MPROP,3,ALPZ,0.5000000E-06,

ACTSET,MP,1
COMMENT,Vernetzung der Fläche 1
M_SF,1,1,1,4,260,4,1,1,

ACTSET,MP,2
COMMENT,Vernetzung der Fläche 2
M_SF,2,2,1,4,260,2,1,1,

ACTSET,MP,3
COMMENT,Vernetzung der Fläche 3
M_SF,3,3,1,4,260,2,1,1,

NMERGE,1,3000,1,0.1,,,
NCOMPRESS,1,3000,0.1,,,

COMMENT,Balkenansicht
VIEW,0,0,1
SCALE, 0.0

TOFFSET,273
TREF,0

COMMENT,Randbedingungen
DCR,4,AL,0,4,,
DCR,7,AL,0,7,,
DCR,11,AL,0,11,,

COMMENT,Temperatur zur Simulation der Magnetostriktion____
C*****
NTSF,1,100,3,1,
C*****

A_STATIC,T
R_STATIC

ACTDIS,1,UY,0

TITLE, strukturierte 1-fach beschichtete magnetostr. Membran

COMMENT,Koordinaten der keypoints in μm

PT,1,0,0,0
PT,2,5000,0,0
PT,3,5000,50,0
PT,4,0,50,0
PT,5,2000,50,0
PT,6,5000,60,0
PT,7,2000,60,0
PT,8,2000,0,0

PTPLOT,1,8,1

COMMENT,Def. der Linien

CRLINE,1,2,8
CRLINE,2,2,3
CRLINE,3,5,3
CRLINE,4,5,4
CRLINE,5,1,4
CRLINE,6,5,7
CRLINE,7,6,7
CRLINE,8,6,3
CRLINE,9,8,5
CRLINE,10,8,1

COMMENT,Def.der Flächen

SF4CR,1,1,2,3,9,
SF4CR,2,4,5,10,9,
SF4CR,3,3,6,7,8,

COMMENT,Elementtyp "PLANE2D" mit axialsymm. Option

EGROUP,1,PLANE2D,0,2,1,0,0,0,0,

COMMENT,Materialparameter

MPROP,1,EX,0.181,
MPROP,1,EY,0.181,
MPROP,1,EZ,0.181,
MPROP,1,NUXY,0.0000,
MPROP,1,NUXZ,0.0000,
MPROP,1,NUYZ,0.0000,
MPROP,1,ALPX,0.0000,
MPROP,1,ALPY,0.0000,
MPROP,1,ALPZ,0.0000,

MPROP,2,EX,0.050,
MPROP,2,EY,0.050,
MPROP,2,EZ,0.050,
MPROP,2,NUXY,0.0000,
MPROP,2,NUXZ,0.0000,
MPROP,2,NUYZ,0.0000,
MPROP,2,ALPX,0.100000E-05,

MPROP,2,ALPY,-0.50000E-06,
MPROP,2,ALPZ,-0.50000E-06,

ACTSET,MP,1
COMMENT,Vernetzung der Flächen 1 und 2
M_SF,1,1,1,4,250,4,1,1,1,
M_SF,2,2,1,4,180,4,1,1,1,

ACTSET,MP,2
COMMENT,Vernetzung der Fläche 3
M_SF,3,3,1,4,250,2,1,1,1,

NMERGE,1,3000,1,0.1,,,,,
NCOMPRESS,1,3000,1,0.1,,,,,

TOFFSET,273
TREF,0

COMMENT,Membranansicht
VIEW,0,0,1
SCALE, 0.0

COMMENT,Randbedingungen
DCR,2,AL,0,,1,
DCR,8,AL,0,,1,

COMMENT, Temperatur zur Simulation der Magnetostriktion____
C*****
NTSF,1,100,3,1,
C*****

C* oder zusätzlich!

COMMENT, "Membrandruck"
C*****
(C*)PCR,4,0.50 E-9,7,3,,,,,
C*****

A_STATIC,T,,,,,,
R_STATIC

ACTDIS,1,UY,0

TITLE,strukturierte 2-fach beschichtete magnetostr. Membran

COMMENT,Koordinaten der keypoints in μm

PT,1,0,0,0
PT,2,5000,0,0
PT,3,5000,50,0
PT,4,0,50,0
PT,5,2000,50,0
PT,6,5000,70,0
PT,7,2000,70,0
PT,8,2000,0,0
PT,9,5000,-20,0
PT,10,2000,-20,0

PTPLOT,1,10,1

COMMENT,Def. der Linien

CRLINE,1,2,8
CRLINE,2,2,3
CRLINE,3,5,3
CRLINE,4,5,4
CRLINE,5,1,4
CRLINE,6,5,7
CRLINE,7,6,7
CRLINE,8,6,3
CRLINE,9,8,5
CRLINE,10,8,1
CRLINE,11,8,10
CRLINE,12,10,9
CRLINE,13,9,2

COMMENT,Def. der Flächen

SF4CR,1,1,2,3,9,
SF4CR,2,4,5,10,9,
SF4CR,3,3,6,7,8,
SF4CR,4,1,11,12,13,

COMMENT,Elementtyp "PLANE2D" mit axialsymm. Option

EGROUP,1,PLANE2D,0,2,1,0,0,0,0,

COMMENT,Materialparameter

MPROP,1,EX,0.181,
MPROP,1,EY,0.181,
MPROP,1,EZ,0.181,
MPROP,1,NUXY,0.0000,
MPROP,1,NUXZ,0.0000,
MPROP,1,NUYZ,0.0000,
MPROP,1,ALPX,0.0000,
MPROP,1,ALPY,0.0000,
MPROP,1,ALPZ,0.0000,

MPROP,2,EX,0.050,
MPROP,2,EY,0.050,
MPROP,2,EZ,0.050,
MPROP,2,NUXY,0.0000,
MPROP,2,NUXZ,0.0000,
MPROP,2,NUYZ,0.0000,
MPROP,2,ALPX,0.100000E-05,
MPROP,2,ALPY,-0.50000E-06,
MPROP,2,ALPZ,-0.50000E-06,

MPROP,3,EX,0.050,
MPROP,3,EY,0.050,
MPROP,3,EZ,0.050,
MPROP,3,NUXY,0.0000,
MPROP,3,NUXZ,0.0000,
MPROP,3,NUYZ,0.0000,
MPROP,3,ALPX,-0.100000E-05,
MPROP,3,ALPY,0.500000E-06,
MPROP,3,ALPZ,0.500000E-06,

ACTSET,MP,1
COMMENT,Vernetzung der Flächen 1 und 2
M_SF,1,1,1,4,200,4,1,1,1,
M_SF,2,2,1,4,150,4,1,1,1,

ACTSET,MP,2
COMMENT,Vernetzung der Fläche 3
M_SF,3,3,1,4,200,2,1,1,1,

ACTSET,MP,3
COMMENT,Vernetzung der Fläche 4
M_SF,4,4,1,4,200,2,1,1,1,

NMERGE,1,3000,1,0.01,,,,
NCOMPRESS,1,3000,1,0.01,,,,

TOFFSET,273
TREF,0

COMMENT,Membranansicht
VIEW,0,0,1
SCALE,0.0

COMMENT,Randbedingungen
DCR,2,AL,0,,1,
DCR,8,AL,0,,1,
DCR,13,AL,0,,1,

COMMENT,Temperatur zur Simulation der Magnetostriktion____
C*****
NTSF,1,100,4,1,
C*****

C* oder zusätzlich!

COMMENT, "Membrandruck"

C*****

(C*)PCR,4,1.0 E-9,7,3,,,

C*****

A_STATIC,T,,,,,,

R_STATIC

ACTDIS,1,UY,0