

Untersuchungen zu elektrostatischen Rotoren

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor - Ingenieur
genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Ralf Bähnisch

geboren am 25. März 1966 in Gronau (Leine)

2003

Untersuchungen zu elektrostatischen Rotoren

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. Jürgen Graul
2. Referent: Prof. Dr.-Ing. Stölting
Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Hans Opower
Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Hartmut Grabinski

Tag der Promotion: 05.06.2003

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird ein mit Hilfe von elektrostatischen Kräften gelagerter und angetriebener Rotor mit einem Durchmesser von wenigen Millimetern untersucht. Dabei werden die Lagerung (Levitation) und der Antrieb getrennt, sowie in Kombination theoretisch (numerisch) und experimentell, studiert.

Als Antrieb wird das Prinzip des Induktionsmotor, beruhend auf der Kraftwirkung eines elektrostatischen Drehfeldes auf influenzierte Ladungen, verwendet. Das Drehmoment und weitere Größen werden in der elektro-quasistatischen Näherung mit einer Geometrie aus homogenen Schichten berechnet.

Für die Experimente werden mit Metall beschichtete Aluminiumnitrid-Rotoren an dünnen Golddrähten zentrisch in einem elektrischen Drehfeld gehalten und die Torsion des Drahtes untersucht. Eine kontinuierliche Drehung des Rotors tritt auf, wenn sich der Rotor ohne Verdrillung um den Golddraht drehen läßt.

Zur Levitation werden die Kräfte auf einen dielektrischen Körper in einem inhomogenen Feld verwendet. Die Abhängigkeiten der Kräfte werden numerisch aus der mit einem Finite-Differenzen-Programm bestimmten Kapazität mit Hilfe des Verfahrens der „Virtuellen Energie“ berechnet. Die sich ergebende nichtlineare Abhängigkeit der Kraft vom Abstand bewirkt, daß eine Verkippung des Rotors zu einer Vergrößerung der anziehenden Kraft führt.

Da es nicht möglich ist einen Körper in einem elektrostatischen Feld stabil zu lagern, ist eine aktive elektronische Lageregelung entwickelt und gefertigt worden. Die für die Regelung notwendige Abstandsmessung wurde als ein auf Glasfasern basierendes optisches System aufgebaut.

Bei Versuchen zur Levitation konnte ein dielektrischer Rotor im Feld einer planaren darüberliegenden Elektrode gehalten werden. Die Messung der Abhängigkeit zwischen periodischen Störungen der Elektrodenspannung und dem Abstand zeigt, daß sich die Lagerung nicht wie ein harmonischer Oszillator verhält.

Zur Beschreibung der Bewegung des Rotors in einem nichtlinearen Kraftfeld sind numerische Simulationen durchgeführt worden. Dabei ist die Lageregelung durch Hinzufügen einer Rückkopplung zwischen Position und Feldstärke simuliert worden. Die Rechnungen ergaben, daß das nichtlineare Verhalten der Kraft zu dynamischen Instabilitäten des Rotors führt.

Die Untersuchung der kombinierten Wirkung von Rotation und Levitation erfolgte mit verschiedenen Elektrodengeometrien, welche aus handelsüblichen, mit Kupfer beschichtetem Platinmaterial durch Ätzen bzw. Fräsen oder alternativ aus mit Gold beschichteten Keramikplatten durch Laserbearbeitung hergestellt wurden.

Versuche ergeben in kurzen Zeitabschnitten, in denen der Rotor keinen mechanischen Kontakt zu den Elektroden hat, eine Drehbewegung in der Größenordnung einer achteil Umdrehung.

Abschließend sind fertigungstechnische Arbeiten an einem integrierten mikro-mechanischen Gehäuse durchgeführt worden. Als Grundelemente für dieses Gehäuse dienen flache Funktionselemente, welche mit Hilfe eines Femtosekunden-Lasers aus dünnen Keramikplatten herausgeschnitten wurden.

Schlagnworte: elektrostatische Levitation, elektrostatischer Antrieb, Kreisel

Abstract

In this work a millimetre sized rotor with electrostatic bearing and electrostatic propulsion is examined. The bearing (levitation) and the drive are studied separate as well as in combination theoretically (numerically) and experimentally.

As drive the principle of an induction motor, being based on the force of an electrostatic rotary field on electrostatic induced charges, is used. The torque and further characteristics are computed in the electroquasistatic approximation in a model out of homogeneous layers.

For the experiments metal coated aluminium nitride rotors are held with thin gold wires centric in an electrical rotary field and the torsion of the wire is examined. A continuous turn of the rotor, steps on if the rotor is moveable around the gold wire without twisting the wire.

For the levitation the forces on a dielectric body in an inhomogeneous field are used. The dependence of the forces are computed numerically from the capacity which is determined with a finite difference program by means of the procedure of the "virtuell energy". The arising non-linear dependence of the electrostatic force upon the distance results in that a tilting of the rotor leads to an enlargement of the attractive force.

Because there it is no possibility to position a body in an electrostatic field stable, active electronic position control was developed and manufactured. The distance measurement necessary for the control loop was developed as an optical system which is based on glass fiber.

In levitation experiments a dielectric rotor could be held weak in the field of a planar electrode above. The measurement of the dependence between periodic disturbances of the electrode voltage and the distance results in that the bearing does not behave like a harmonious oscillator.

For the description of the movement of the rotor in a non-linear field numeric simulations was carried out. The position control is simulated by adding a feedback between position and field strength. The calculations result in that the non-linear behaviour of the force leads to dynamic instabilities of the rotor.

The experimental investigation of the combined effect of rotation and levitation takes place with different electrode geometries, which was alternatively made out of commercial plate material coated with copper by etching or milling or made out of gold coated ceramic plates by laser preparation.

Experiments result in a rotating motion in the order of magnitude eighths of a revolution in short time periods, in which the rotor does not have a mechanical contact to the electrodes. Finally technical work on an integrated micromechanical housing was accomplished. As basic elements for this housing serves flat functional elements, which were cut out with a femto-second laser from thin ceramic plates.

Key words: electrostatic levitation, electrostatic drive, gyroscope

Untersuchungen zu elektrostatischen Rotoren

Inhaltsverzeichnis

1	Geschichtlicher Rückblick	1
2	Elektrostatische und elektromagnetische Antriebe	3
2.1	Elektrostatische Antriebe	3
2.1.1	Korona-Motor	4
2.1.2	Dielektrischer Motor	5
2.1.3	Motor mit permanenten Ladungen	6
2.1.4	Motor mit variabler Kapazität	7
2.1.5	Induktionsmotor	9
2.2	Kennwerte eines Induktionsmotors	10
2.3	Aufbau, Verlustmechanismen und Energiedichte von elektrostatischen und elektromagnetischen Antrieben	12
2.3.1	Aufbau	12
2.3.2	Verlustmechanismen	14
2.3.3	Energiedichten	15
3	Aufgabenstellung	16
4	Theoretische Betrachtungen	18
4.1	Physikalische Grundlagen zur Elektrostatik	18
4.1.1	Polarisation	18
4.1.2	Durchbruchspannung	19
4.1.3	Kräfte	19
4.1.4	Levitation	21
4.2	Verfahren der virtuelle Energie	22
4.2.1	Berechnung der Levitationskraft	22
4.2.2	Rechnungen, Diagramme und Ergebnisse	24
4.3	Elektro-Quasistatische Näherung	33
4.3.1	Berechnung der Kräfte und Momente eines Drehfeldes	33
4.3.1.1	Feldstärkeberechnung	33
4.3.1.2	Momentenberechnung	34
4.3.2	Vorüberlegungen zu den Rechnungen	35
4.3.3	Rechnungen, Diagramme und Ergebnisse	37
4.4	Dynamik	46
4.4.1	Bestimmung der Bewegungsgleichungen	46
4.4.1.1	Mittelpunktsbewegung	46
4.4.1.2	Rotation	48
4.4.1.3	Rotation und Mittelpunktsbewegung	49
4.4.2	Rechnungen, Diagramme und Ergebnisse	50
4.4.2.1	Ohne Regelung	51
4.4.2.2	Mit Regelung	53

Untersuchungen zu elektrostatischen Rotoren

5	Beschreibung der experimentellen Aufbauten.....	56
5.1	Elektrische Komponenten.....	56
5.1.1	Elektroden.....	56
5.1.1.1	Rotation.....	57
5.1.1.2	Levitation.....	58
5.1.1.3	Levitation und Rotation.....	58
5.1.2	Abstandsmessung.....	62
5.1.2.1	Elektrische Verfahren.....	62
5.1.2.2	Optische Verfahren.....	63
5.1.3	Regelungselektronik.....	66
5.1.3.1	Formale Beschreibung.....	66
5.1.3.2	Realisierung für die Levitation.....	69
5.1.3.3	Realisierung für die Rotation.....	69
5.2	Mechanische Komponenten.....	70
5.2.1	Rotation.....	71
5.2.2	Abstandsmessung, Levitation und Rotation+Levitation.....	72
6	Experimentelle Untersuchungen und Ergebnisse.....	74
6.1	Abstandsmessung.....	74
6.2	Rotation.....	76
6.2.1	Beschränkte Drehung.....	76
6.2.2	Kontinuierliche Drehung.....	78
6.3	Levitation.....	78
6.3.1	Messung der Regelschwingungen.....	78
6.3.2	Aufnahme der Transferfunktion.....	79
6.3.2.1	Messungen mit Signalgenerator und Digitaloszilloskop.....	80
6.3.2.2	Messungen mit einem Netzwerkanalysator.....	82
6.4	Rotation + Levitation.....	83
7	Fertigungstechnologie eines mikrotechnischen Aufbaus.....	85
8	Ausblick.....	89
9	Zusammenfassung.....	91
A	Anhang.....	101
A.1	Levitation durch seitliche Elektroden.....	101
A.2	Feldberechnung in der elektro-quasistatischen Näherung.....	103
A.3	Momentenberechnung mit Hilfe des Maxwellschen Spannungstensors.....	105
A.4	Eulerwinkel und komplexe Variablen.....	106
A.5	Vorgehensweise bei der Berechnung des dynamischen Verhaltens.....	108
A.6	Berechnung der Kraft bzw. des Kippmomentes.....	110

Verwendete Symbole und Abkürzungen

Symbol	Einheit	Bedeutung
\tilde{f}_e	N/(V ² m)	bezogene Kraft pro Fläche
\bar{f}	N/m ³	Kraftdichte
\bar{p}	As m	Dipolmoment
\bar{C}	m	Hilfstensor
ψ	rad	Eulerwinkel
θ	rad	Eulerwinkel, Neigungswinkel
ϕ	rad	Eulerwinkel
$\alpha, \beta, \gamma, \delta$	1	Komplexe Variable
α	rad	Phasenverschiebung
β	rad	Drehwinkel
ζ	rad	Winkel
σ	Sm/m ²	spezifischer elektrischer Leitwert
ω	1/s	Kreisfrequenz
η	1	Wirkungsgrad
ρ	kg/m ³	Dichte
μ	Vs/(Am)	Permeabilität
ε	As/(Vm)	Dielektrizitätszahl, Permittivität
σ	N/m ²	mechanische Spannung
φ	rad	Winkel
ϕ	V	Potential
Ω	1/s	Kreisfrequenz des Rotors
ω	1/s	Kreisfrequenz des Feldes
θ	rad	Winkel
γ	1/m	Wellenzahl
Δ	m	Schichtdicke
λ	m	Wellenlänge
α	1	Skalierungsfaktor
μ_0	Vs/(Am)	magnetische Feldkonstante
ε_0	As/(Vm)	elektrische Feldkonstante, Dielektrizitätskonstante
σ_f	As/m ²	(Ober-) Flächenladungsträgerdichte
μ_r	1	Relative Permeabilität
ε_r	1	Relative Dielektrizitätszahl
σ_t	N/m ²	tangentiale mechanische Spannung
ω_z	1/s	Drehzahl um die z-Achse
σ_{zul}	N/m ²	zulässige mechanische Spannung
\bar{n}, n_i	m	Normalen-Einheitsvektor
a, b	m	Abstand
A	m ²	Fläche
B	T=Vs/m ²	magnetische Flußdichte
c	m/s	Lichtgeschwindigkeit
cos φ	1	Leistungsfaktor
C	F=As/V	Kapazität
C _P	As/V	Kapazität eines Plattenkondensators
d	m	Breite des Luftspaltes, Abstand zwischen Rotor und Elektroden

Untersuchungen zu elektrostatischen Rotoren

Symbol	Einheit	Bedeutung
d	m	Verschiebung des Rotors
d	1	Verlustfaktor
D	As/m ²	elektrische Flußdichte
D _r	As/m	Remanenz-Flußdichte (magnetisch)
e	As	Elementarladung
E	V/m	elektrische Feldstärke
E _θ	V/m	Feld in tangentialer Richtung
E _(1V)	V/m	elektrische Feldstärke bei 1V Potentialdifferenz
E ₀	V/m	Feldstärke im Vakuum
E _k	V/m	Koerzitivfeldstärke (elektrisch)
E _z	V/m	Feld in senkrechter Richtung
f	1	Fehlersignal
f	Hz	Frequenz
f _e	N/V ²	bezogene (elektrostatische) Kraft
f _x	N/V ²	bezogene Kraft in x-Richtung
f _{e0}	N/V ²	Koeffizient der bezogenen Kraft
f _{e1}	N/V ²	Koeffizient der bezogenen Kraft
f _{el}	N/V ²	bezogene Kraft, lineare Näherung
f _{en}	N/V ²	bezogene Kraft, nichtlineare Näherung
f _{Feld}	Hz	Frequenz des Drehfeldes
F	N	Kraft
F _e	N	elektrostatische Kraft
F _G	N	Gewichtskraft
F _R	1	Transferfunktion des Reglers
f _{Rotor}	1/s	Drehzahl des Rotors
F _S	1	Transferfunktion der Strecke
f _{sync}	1/s	Synchrone Drehzahl
F _w	1	Führungsübertragungsfunktion
F _z	1	Störübertragungsfunktion
g	m/s ²	Fallbeschleunigung
G	S=1/Ω	Leitwert
h	1	Hilfsgröße
H	A/m	magnetische Feldstärke
I	A	Strom
I _R	A	Strom (durch oberflächen Widerstand)
J, J _{ij}	kg m ²	Trägheitsmoment
k	1	Hilfsgröße
k	1/m	Wellenzahl
k	J/K	Bolzmannkonstante
k _β	mm/Pixel	Umrechnungsfaktor
k _R , \bar{k}_R	1	Regelverstärkung
L	H=Vs/A	Induktivität
L, \bar{L}	kg m/s ²	Drehimpuls
m	1	Zähligkeit, Periodizität
m	kg	Masse
M, M _i	Nm	Drehmoment
n	1	Anzahl der Schichten
n	1/m ³	Ladungsträgerdichte
NA	1	numerische Apertur
p	1	Anzahl der Segmente der Rotationselektrode

Untersuchungen zu elektrostatischen Rotoren

Symbol	Einheit	Bedeutung
P	As/m ²	Polarisation (Dichte)
P _C	VAr	Kapazitive Blindleistung
P _M	W	mechanische Leistung
P _r	As/m ²	Remanenz-Polarisation
P _R	W	Verlust Leistung
Q	As	Ladungsmenge
Q _M	As	maximale influenzierte Ladungsmenge
Q _P	As	inluenzierte Ladungsmenge
R	m	Radius des Rotors
R	Ω	Widerstand
r	m	Radius
s	1	Hilfsgröße
S	m ²	Oberfläche
t	s	Zeit
t _{m,p}	1	Elektrodenfläche
T	s	Periodendauer
T	K	Temperatur
T, T _{ij} , \vec{T}	VAs/m ³	Maxwellscher Spannungstensor
tan(δ)	1	Verlustfaktor
U	V	Spannung
U ₀	V	Gleichgewichtsspannung
v	m/s	Geschwindigkeit
V	m ³	Volumen
w	1	Führungsgröße
w _e	J/m ³	elektrische Feldenergiedichte
w _m	J/m ³	magnetische Feldenergiedichte
w _r	J/m ³	Rotationsenergiedichte
W _e	J	elektrische Energie
W _{Feld}	J	Feldenergie
W _{pot}	J	Potentielleenergie
W _r	J	Rotationsenergie
x	1	Meßgröße
x,y,z	m	Ortskoordinaten
X _C	Ω	kapazitiver Blindwiderstand
y	1	Stellgröße
z	1	Störgröße
z	m	Position, Abstand
j		Imaginäre Einheit
^		Amplitude
grad		Gradientenbildung
div		Divergenzbildung
δ _{ij}		Kroneckersymbol
$\frac{\partial}{\partial x}$		Partielle Ableitung
Σ		Summe
ℜ		Realteil
0 ^T		Transponiert
0 [*]		konjugiert Komplex
∠0		Winkel

1 Geschichtlicher Rückblick

Schon 1748 beschreibt Benjamin Franklin in einen Brief an ein Mitglied der königlichen Sozietät der Wissenschaften in London zwei elektrische Räder, die nur durch statische Elektrizität angetrieben werden [BenF1748]. Bei diesen Rädern läßt er Ladungen beider Polarität durch Funken von feststehenden Elektroden auf Metallteile an einem Rad übergehen oder von einem geladenen Rad auf feststehende Metallteile. Ein Aufbau, bei dem die Ober- und die Unterseite des Rades einen Kondensator bilden, der vor Inbetriebnahme geladen wird, beeindruckte ihn stärker als ein mit Leydener-Flaschen verbundener Aufbau, da er sich ohne eine Verbindung zu einer äußeren Energiequelle dreht. Als Anwendung dieser Räder schlägt er einen elektrischen Bratenwender vor, welcher ein durch einen elektrischen Schlag getötetes Tier wendet, das an einem durch einen elektrischen Funken entzündeten Feuer röstet. Verschiedene Effekte wie Lichterscheinungen und Anordnungen (Reihenschaltung von zwei Rädern), die bei diesem Typ der drehenden Scheiben auftreten, wurden später anhand einer umgebauten Holtz'schen Elektrisiermaschine beschrieben [PogJC1870]. Dieser Typ von Motor wird heute als Korona-Motor bezeichnet, da die Elektrizität durch Entladungen transportiert wird [KrePT95, HatM92].

Über hundert Jahre später berechnet H. Hertz [HerHR1881] die Potentialverteilung eines rotierenden dielektrischen Körpers im elektrostatischen Feld und stellt eine Verschiebung der „Belegung“ (der Polarisierung) fest. Er beschreibt somit den Wirkmechanismus eines im Späteren als Induktionsmotor bezeichneten Antriebs, welcher die Polarisierung des Rotors bzw. influenzierte Ladungen ausnutzt.

Eine Weiterentwicklung des Korona-Motors, bei dem die Ladungen durch einen Kommutator auf verschiedene Bereiche des Rotors aufgebracht werden können, wird 1889 veröffentlicht [Zip1889]. Der dort beschriebene Motor kann mit Gleich- oder Wechselspannung von 2 kV betrieben werden.

Angeregt durch Untersuchungen der mittels Wechselströmen bewirkten elektrodynamischen Rotationen führt R. Arno 1893 [ArnR1893] Versuche zur Rotationen im drehenden elektrischen Feld durch. Für die Erzeugung eines Drehfeldes benützt er zwei mittels einer RC-Kombination um 90° phasenverschobene Spannungen (40 Hz, 3.8 kV), die er an vier Elektroden anlegt. Als Probenkörper verwendet er Zylinder aus nicht leitenden Materialien, welche an Seidenfäden aufgehängt sind. Das Drehmoment auf die Zylinder wird dabei durch die Anziehungskraft zwischen den Elektroden und den in den Zylindern influenzierten Ladungen hervorgerufen. In Ergänzung zu den Versuchen von R. Arno veröffentlicht W. Weiler [WeiW1893] noch im selben Jahre Experimente in einem 2-phasigen Drehfeld. Die dazu notwendigen phasenverschobenen Spannungen wurden durch einen handbetriebenen Kommutator erzeugt, welcher von einer Influenzmaschine versorgt wird. Als Rotoren benutzt er an einem Stab (Nadel) aufgehängte geladene Papierstreifen, nicht leitende Zylinder oder nicht geladene Aluminiumstreifen. Mit diesen Versuchen deckt er die verschiedenen Wirkmechanismen für die Rotation ab. Das Drehmoment auf die geladenen Papierstreifen läßt sich durch die Kraft auf permanente Ladungen und das auf die nicht leitenden Zylinder durch die Kraft auf induzierte Ladungen erklären. Die Bewegung der nicht geladenen Aluminiumstreifen ist mit dem Bestreben der Maximierung der Kapazität (Energie) zwischen den Elektroden zu begründen. Es handelt sich somit um die Prinzipien eines Motors mit permanenten Ladungen [WolRS91], eines Induktionsmotors [BolB69, BarSF89] und eines Motors mit variabler Kapazität [BolB69]. Später im Jahre 1896 beschreibt G. Quincke [QuiG1896] in einem Artikel die Rotation von verschiedenen Materialien im konstanten elektrostatischen Feld, wenn diese von einer schlecht leitenden Flüssigkeit umgeben sind. Seine Erklärung für diesen Effekt, daß eine Luftschicht zwischen Körper und Flüssigkeit das Drehmoment hervorruft, wurde später

durch die Kräfte auf Oberflächenladungen ersetzt [GraL05]. Dieses Prinzip wird 1955 von I. Sumoto [SumI55] (ohne es zu wissen) aufgegriffen und im Folgenden von [SecPE70, FuhG89] vertieft und als dielektrischer Motor bezeichnet. Diese Art der Erzeugung einer Rotation wird heute angewandt, um die Struktur von biologischen Zellen zu untersuchen, da die Drehbewegung vom Aufbau und der Leitfähigkeit der Zellmembran abhängt.

Um eine theoretische Grundlage für die durch Drehfelder erzeugten Rotationen zu schaffen und verschiedene Näherungsformeln in Einklang zu bringen [HerHR1881, SchER1897], berechnet A. Lampa 1906 [LamA06] das Drehmoment auf eine dielektrische Kugel im rotierenden elektrostatischen Feld. Die Kugel und das umgebende Medium können dabei verschiedene Leitfähigkeiten und Dielektrizitätszahlen haben. Mit diesen Rechnungen wird ein Induktionsmotor bzw. ein asynchroner elektrostatischer Motor beschrieben [BarSF89]. Damit waren die Prinzipien der Rotation im Drehfeld bekannt und verstanden. Weitere historische Übersichten finden sich in [SchER18, PicWF61, JefOD73]. Durch das Aufkommen der elektromagnetischen Motoren am Anfang des 20. Jahrhunderts ging das Interesse an elektrostatischen Antrieben verloren. Für den Aufbau effektiver elektrostatischer Motoren sind hohe feinmechanische Fertigkeiten nötig, die Anfang des 20. Jahrhunderts noch nicht gegeben waren. Nur in glatten, engen Spalten ist es möglich hohe elektrische Feldstärken zu generieren, wie sie zum Erzeugen großer Drehmomente erforderlich sind. Im Gegensatz dazu tritt in rauen, weiten Spalten ein Überschlag in Luft bei geringeren Feldstärken auf.

Als eine Anwendung von elektrostatischen Kräften, wenn auch nicht zum Antrieb, wird im Jahre 1962 von A. Nordsieck [NorA62] ein elektrostatisch gelagerter Kreisel (ESG, „electrostatic suspended gyro“) vorgeschlagen, welcher zwei Jahre später von H.W. Knoebel [KnoHW64] für den Einsatz in Polaris-Raketen beschrieben wird. Dabei handelt es sich um eine im Vakuum (10^{-8} Torr bzw. 10^{-12} hPa) elektrostatisch aufgehängte Aluminium-Hohlkugel mit einem Durchmesser von 5.08 cm (2 inch). Der Antrieb erfolgt elektromagnetisch und wird während des Gebrauchs abgeschaltet, d.h. im Betrieb dreht sich die Kugel ohne Antrieb. Die Rotation wird mit Hilfe einer Zickzack-Struktur entlang des Äquators optisch nachgewiesen. Eine Weiterentwicklung des Kreisels wird im „Gravity Probe B Satelliten“ [BenWJ96] eingesetzt. Dabei handelt es sich um eine mit einem Supraleiter beschichtete Quarzkugel, die durch Gasdüsen angetrieben und deren Lage der Rotationsachse magnetisch detektiert wird¹.

Die elektrostatischen Antriebe wurden durch einen Artikel von B. Bolée [BolB69] wieder verstärkt in Erinnerung gerufen [TriWS87]. In diesem Artikel beschrieb er die verschiedenen Prinzipien der elektrostatischen Antriebe und die Berechnung des Drehmomentes bei Motoren mit variabler Kapazität. Durch die fortschreitende Möglichkeit der Miniaturisierung von mechanischen Systemen in der Mitte und am Ende des 20. Jahrhunderts, ist die Fertigung elektrostatischer Antriebe interessant geworden.

Durch die Entwicklung auf dem Gebiet der Fertigungsverfahren für die Mikroelektronik wurden 1989 die ersten elektrostatisch angetriebenen Mikromotoren in Silizium im μm -Maßstab hergestellt [FanLS89, TaiYC89]. Dieses löste eine große Welle von Arbeiten aus, die sich mit elektrostatischen Mikroantrieben beschäftigten.

¹ Weitere Arbeiten zum ESG, ohne diesen näher zu beschreiben [YanWQ96, LenQ97]

2 Elektrostatische und elektromagnetische Antriebe

Zunächst wird eine Übersicht über die verschiedenen Typen von elektrostatischen Motoren gegeben. Anschließend werden die Kennwerte einer bestimmten Motortype quantitativ ermittelt. Bei diesem Typ handelt es sich um einen Induktionsmotor, welcher einen unstrukturierten dielektrischen Rotor besitzt und für den Antrieb keine mechanische Verbindung des Rotors zum Gehäuse benötigt. Er eignet sich somit für die Anwendung als elektrostatisch gelagerter Kreisel.

Es wird darauf hingewiesen, daß für die meisten elektrostatischen Motoren eine elektromagnetische Entsprechung existiert. Die elektromagnetischen Varianten der Antriebe sind allgemein gebräuchlich, da sie bei einem „makroskopischen“, konventionellen Aufbau effektiver arbeiten. Bei einer Verkleinerung der Baugröße zu mikrotechnischen Systemen oder der Verwendung einer Präzisionsfertigung zeigt sich aber, daß die elektrostatischen Motoren konkurrenzfähig werden. Sie besitzen dann eine vergleichbare Energiedichte bei einfacherer Herstellung und leichteren Materialien.

2.1 Elektrostatische Antriebe

Der Wirkungsmechanismus bei elektrostatischen Antrieben beruht auf den Kräften zwischen Ladungen, namentlich den Ladungen des Rotors und der Statorelektroden. Die Ladungen der Elektroden werden aus Spannungs- bzw. Stromquellen bezogen. Die Ladungsverteilungen des Rotors können hingegen auf verschiedene Weisen hervorgerufen werden:

- permanente Ladungen
 - Motor mit permanenten Ladungen (durch Aufladen oder Implantieren)
- von außen aufgebrachte Ladungen
 - Korona-Motor (durch Funkenentladung)
 - Dielektrischer Motor (durch Ströme im umgebenden Medium)
- im Körper influenzierte Ladungen
 - Induktionsmotor (Influenz-Motor, IM)
- Verschiebungsladungen auf „Kondensatorplatten“
 - Motor mit variabler Kapazität (Variable-Kapazitäts Motor, VCM oder Wobble Motor)

Außerdem unterscheiden sich die Antriebe in der Art der Ansteuerung. Diese kann mit Gleichspannung (Korona- oder dielektrischer Motor ²) oder mit Wechselspannung (Motor mit permanenter Ladung, IM, VCM) erfolgen. Bei mit Wechselspannung angesteuerten Motoren gibt es wiederum synchrone (VCM) und asynchrone (IM) Motoren, bei denen die Bewegung des Rotors synchron oder asynchron mit dem Drehfeld erfolgt. Eine Übersicht über die verschiedenen Typen ist in Tab. 2.1 dargestellt.

Im Folgenden werden die einzelnen Typen von Antrieben näher erläutert.

² Ein weiterer Typ von DC-Motor wird in [YokS96] beschrieben. Dieser erzeugt mittels einer Gleichspannung einen Flüssigkeitsstrom, der einen Rotor antreibt.

Ansteuerung		Bezeichnung	Wirkprinzip	
DC		Korona-Motor	Kraft auf temporär auf den Rotor aufgebrauchte Ladungen	durch Funkenentladung
		Dielektrischer Motor	Ladungen	durch Stromfluß
AC	synchron	Motor mit variabler Kapazität (incl. Wobble-Motor)	Kraft auf Verschiebungsladungen eines Kondensators	
		Motor mit permanenten Ladungen	Kraft auf permanent auf den Rotor aufgebrauchte Ladungen	
	asynchron	Induktionsmotor	Kraft auf influenzierte Ladungen	

Tab. 2.1: Klassifikation von elektrostatistischen Antrieben

2.1.1 Korona-Motor

Der älteste elektrostatistische Motor ist der Korona-Motor [BenF1748]. Eine Version mit externer Energieversorgung ist auch heute noch von Interesse [KrePT95, HatM92].

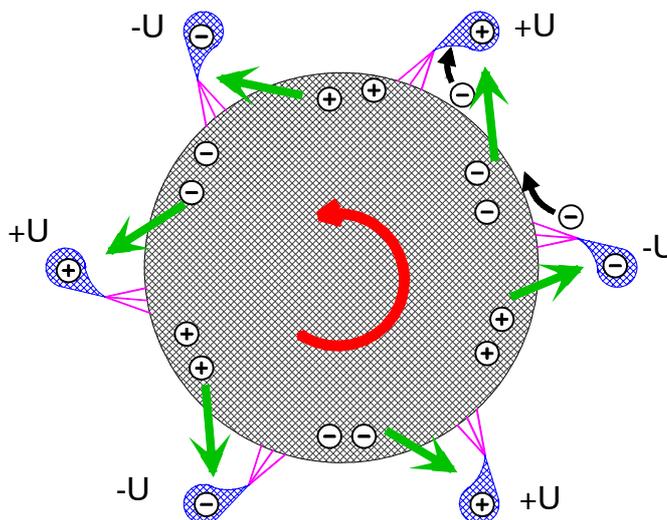


Abb. 2.1: Prinzip des Antriebes mittels Korona-Entladung

Bei einem Korona-Motor werden Ladungen (positive bzw. negative) durch Funken von feststehenden Elektroden auf einen nicht leitenden Rotor übertragen (Abb. 2.1). Dort stoßen diese sich von den gleichartig geladenen Elektroden ab und werden von den ungleichartig geladenen Elektroden angezogen. Erreichen die Ladungen des Rotors durch dessen Drehung den Einflußbereich der entgegengesetzt geladenen Elektrode, werden sie wiederum durch eine Entladung neutralisiert und der Rotor an dieser Stelle umgeladen. Die Anordnung der Elektroden erfolgt konzentrisch um den Rotor, wobei die Polarität der Elektroden ständig wechselt. Um die Funkenbildung zu unterstützen, haben die Elektroden eine Spitze in der Nähe des Rotors. Außerdem sind sie asymmetrisch geformt, um eine Vorzugsrichtung der Drehung zu definieren.

2.1.2 Dielektrischer Motor

Eng verwandt mit dem Corona-Motor ist der dielektrische Motor [QuiG1896]. Durch den einfachen Aufbau und die Möglichkeit Partikel in Flüssigkeiten zu bewegen wird das zugrundeliegende Prinzip zur Untersuchung von biologischen Zellen [FuhG89, FosKR92] benutzt. In Kombination mit anderen Rotationsprinzipien ist es zum Aufbau von Mikromotoren vorgeschlagen worden [SecPE70, HagR94].

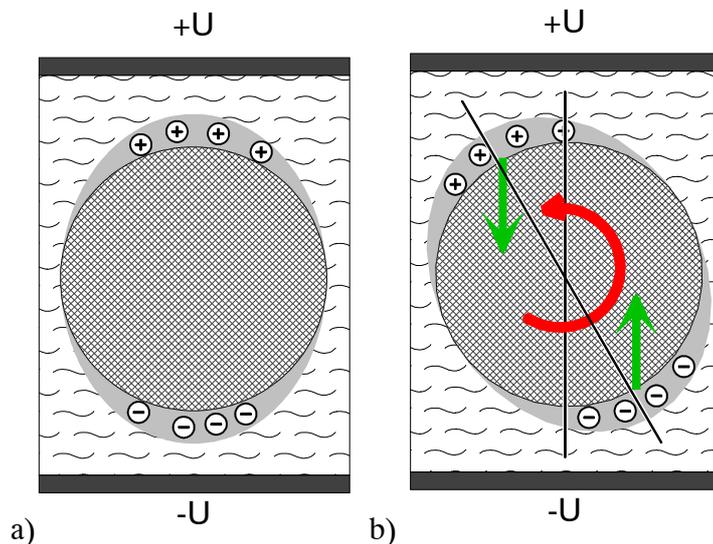


Abb. 2.2: Prinzip des Antriebes eines dielektrischen Motors; a) instabiles Gleichgewicht vor der Rotation, b) Erzeugung des Drehmoments während der Rotation

Bei einem dielektrischen Motor befindet sich ein dielektrischer Körper mit geringer Leitfähigkeit $\sigma_{\text{Körper}}$ in einer Flüssigkeit mit dem Leitwert $\sigma_{\text{Flüssigkeit}}$ wobei meist $\sigma_{\text{Körper}} < \sigma_{\text{Flüssigkeit}}$ gilt. Außerdem befindet sich die gesamte Anordnung in einem statischen Feld (Abb. 2.2). An der Oberfläche des Körpers sammeln sich Ladungen an, welche durch die Flüssigkeit geströmt sind. Auf der der positiven Elektrode zugewandten Seite entsteht eine positive und auf der der negativen Elektrode zugewandten Seite eine negative Ladungsverteilung³. Nach einer gewissen Zeit strömen keine Ladungen mehr von den Elektroden auf den Körper, und es stellt sich ein labiles mechanisches Gleichgewicht ein. In diesem Zustand tritt kein Drehmoment auf, da die Schwerpunkte der Ladungsverteilungen auf einer Linie zwischen den Elektroden liegen. Durch eine kleine Verdrehung (Störung) des Körpers entsteht ein Drehmoment, und der Körper beginnt sich zu drehen. Aufgrund der schlechten Leitfähigkeiten werden die Ladungen mit dem Körper mitbewegt, bis sie relaxieren können. Gleichzeitig werden durch einen Strom von den Elektroden auf dem Körper neue Ladungen übertragen, die wieder mit dem Körper mitbewegt werden. Hierbei stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht ein, bei dem der Körper sich ständig dreht.

³ Für den Fall, daß der Körper schlechter als die Flüssigkeit leitet.

2.1.3 Motor mit permanenten Ladungen

In einem Teil der Versuche von W. Weiler [WeiW1893], bei denen er geladene Pappstreifen verwendete, untersuchte er einen Antrieb, der auf der Kraft auf permanente Ladungen beruht. Dieses Wirkprinzip wird auch für die Fertigung von Mikromotoren vorgeschlagen [WolRS91].

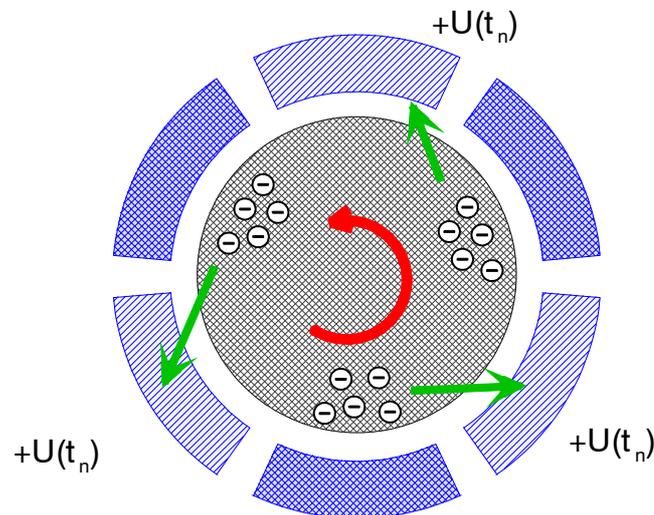


Abb. 2.3: Prinzip des Antriebes mittels permanenter Ladungen

Bei diesem Typ von Antrieb werden Ladungen dauerhaft mit dem Rotor verbunden. Dieses kann durch Aufbringen einer Oberflächenladung oder durch Injektion von Ladungsträgern geschehen. Die Ladungen des Rotors werden von den Elektroden angezogen, welche ihr Potential periodisch wechseln und ein Drehfeld erzeugen⁴.

⁴ Die Kraftwirkung von Feldern auf ferroelektrische Rotoren mit spontaner Polarisation wird in Kap. 4.1.1 beschrieben.

2.1.4 Motor mit variabler Kapazität

Bei den von W. Weiler [WeiW1893] durchgeführten Versuchen, mit an einer drehbaren Nadel befestigten Aluminiumstreifen im rotierenden elektrischen Feld, handelt es sich um Experimente mit einem stark strukturierten Rotor. Diese Drehung kann durch eine Maximierung der Kapazität zwischen den Elektroden bzw. einer Verkürzung der Feldlinien erklärt werden. Ein Antrieb dieser Art wird als Motor mit variabler Kapazität (VC) [z.B. FujA90, JeoJu99] oder Synchronmotor [BolB69] bezeichnet. Nach diesem Wirkprinzip arbeiten die meisten in Silizium hergestellten Motoren. Die Bezeichnung beruht auf der Art und Weise wie das Drehmoment auf den Rotor durch Maximierung der Kapazität berechnet wird (siehe Kap. 4.2). Bei diesem Typ von Motor gibt es zwei verschiedene Ausführungen, den nicht abrollenden Motor und den abrollenden Motor.

Nicht abrollender Motor

Ein nicht abrollender Motor ist ein „VC-Motor im engeren Sinne“.

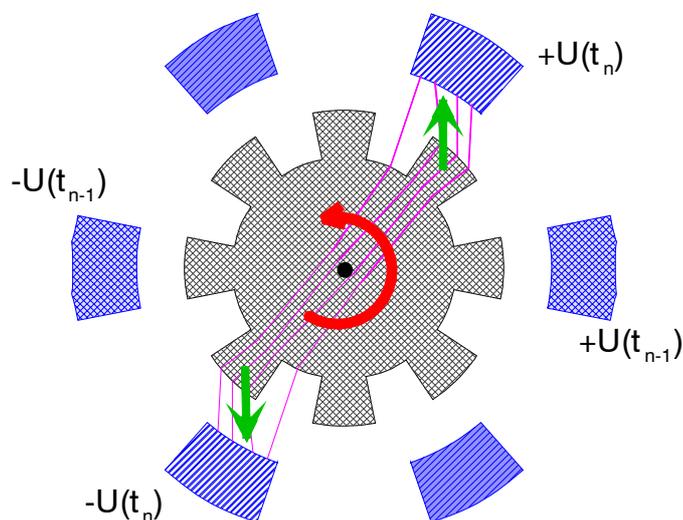


Abb. 2.4: Prinzip des Antriebes mittels variabler Kapazität (nicht abrollend)

Dieser Motortyp besteht aus einem gezahnten Rotor, welcher von mehreren Stator-elektroden umgeben ist (Abb. 2.4). Die in Gruppen eingeteilten Statorelektroden werden nacheinander an Spannung gelegt und ziehen die in ihrer Nähe befindlichen Zähne des Rotors an. Diese Anziehung wird durch die in den Zähnen induzierten Verschiebungsladungen hervorgerufen. Sind die Zähne zu den an Spannung liegenden Elektroden ausgerichtet, so ist die Kapazität zwischen den Elektroden maximal, da der Luftspalt minimal ist.

Die Symmetrie von Rotor- und Statorelektroden hat nicht die gleiche Zähligkeit, so daß immer nur eine Gruppe von Elektroden einem Zahn gegenübersteht. Wird nun die nächste Gruppe von Statorelektroden mit Spannung versorgt, ziehen diese wiederum die nächstgelegenen Zähne an. Bei fortgesetztem Weiterschalten der Spannung entsteht eine Drehbewegung des Rotors. Die Drehfrequenz des Rotors folgt genau der Frequenz des Feldes. Der Rotor wird bei dieser Bauform in der Mitte gelagert und eventuell dadurch geerdet.

Abrollender Motor

Die abrollenden Motoren werden als Wobbel- oder harmonische Motoren bezeichnet.

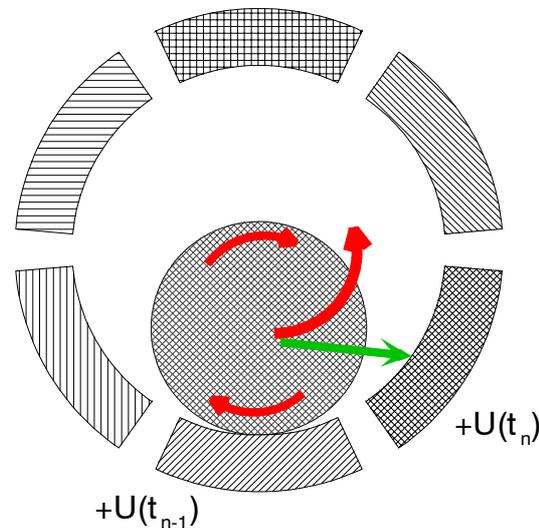


Abb. 2.5: Prinzip des Antriebes mittels variabler Kapazität (innen abrollend, Wobble-Motor)

Der Rotor dieser Motoren ist nicht (bzw. schwach) strukturiert und läuft entweder innen oder außen an den Statorelektroden ab (Abb. 2.5). Es wird dabei immer nur eine Stator-elektrode (oder eine Gruppe von nebeneinander liegenden Statorelektroden) mit dem Arbeitspotential verbunden, die dadurch den Rotor anzieht. Die zu maximierende Kapazität wird durch die Elektrode, den Luftspalt zwischen Elektrode und Rotor und dem Rotor gebildet. Sie ist maximal, wenn der Luftspalt minimal wird, d.h. wenn die Elektrode den Rotor komplett zu sich herangezogen hat. Ist dieses geschehen, wird die nächste Elektrode mit der Spannungsquelle verbunden und der Rotor rollt ein Stück weiter. Die Durchmesser von Rotor- und Statorelektroden sind unterschiedlich, wodurch der Rotor für eine Umdrehung nur einen „harmonischen“ Teil eines Umlaufs des Rotationsfeldes benötigt. Die Umdrehungszahl des Rotors folgt somit starr der Frequenz des elektrischen Drehfeldes. Bei Betrieb unter Last kann es vorkommen, daß der Rotor an den Elektroden entlang gleitet und somit ein anderes Verhältnis zwischen Umlaufrate und Drehfrequenz (Schlupf) zustande kommt. Um dieses zu vermeiden werden auch schwach gezahnte Rotoren und Elektroden verwendet [SuzK97].

2.1.5 Induktionsmotor

In Versuchen mit ungeladenen Zylindern im drehenden Feld wird die Kraft auf influenzierte Ladungen ausgenutzt [ArnR1893, WeiW1893, Theorie: HerHR1881, LamA06, MelJR81, BarSF89]. Dieser Typ wird als Asynchronmotor [BolB69] oder als Induktionsmotor (IM) [CalJH95, KrePT85, MelJR81, BarSF89, JeeJu98] bezeichnet.

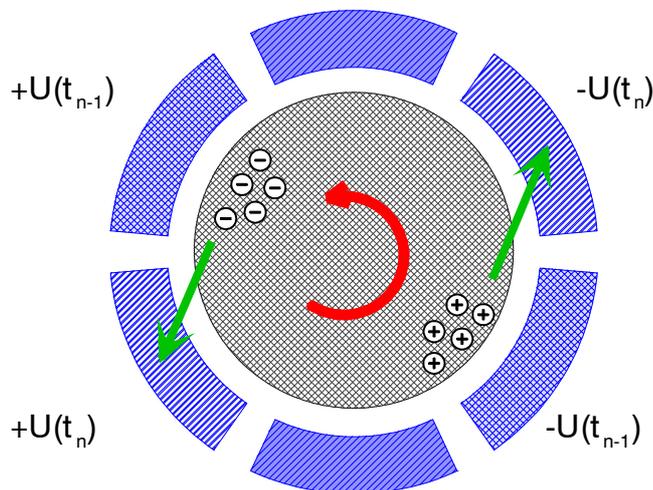


Abb. 2.6: Prinzip des Antriebes mittels Induktion (Influenz)

Bei einem Induktionsmotor induziert (influenziert) ein elektrisches Feld in einem Dielektrikum eine Ladungsverteilung (Abb. 2.6). Diese Ladungen werden wiederum vom Feld angezogen. Rotiert das elektrische Feld, so folgen die Ladungen dem Feld. Die Leitfähigkeit des Rotors wird gering gewählt, damit der Auf- und Abbau der Ladungsansammlungen Zeit benötigt. Dadurch hinkt das Maximum der Ladungsverteilung dem Feld hinterher. Durch diesen Versatz entsteht ein Drehmoment auf den Rotor (s. Kap. 4.3). Dreht sich der Rotor synchron mit dem Feld, so entsteht kein Versatz zwischen dem Feld und den Ladungen und kein Drehmoment. Die Bewegung ist somit asynchron zur Rotation des Feldes. Die Umdrehungsfrequenz des Rotors stellt sich so ein, daß das antreibende elektrostatische Drehmoment dem bremsenden Moment (z.B. Reibung) entspricht. Da das Drehmoment vom Versatz und somit von der Polarisierbarkeit und der Leitfähigkeit des Rotors abhängt, ergibt sich für gut leitende (die Ladungen folgen zu schnell) und für schlecht leitende (es können sich keine Ladungsansammlungen bilden) Rotoren kein Drehmoment. Das Drehfeld wird durch Gruppen von Statorelektroden erzeugt, die mit einer mehrphasigen Wechselspannung angesteuert werden. Die Stärke des Drehmomentes kann durch eine periodische Wiederholung der Elektrodengruppen erhöht werden. Dabei verringert sich jedoch die Drehzahl des Motors. Bei gleicher Baugröße kann die Erhöhung der Anzahl der Elektroden nicht beliebig erfolgen, da bei zu kleinen Elektroden(-flächen) die Feldverteilung zu ungünstig wird.

2.2 Kennwerte eines Induktionsmotors

Im Folgenden werden einige Kennwerte eines Induktionsmotors angegeben. Der Induktionsmotor hat gegenüber dem dielektrischen und dem Motor mit variabler Kapazität (Wobble-Motor) den Vorteil, daß der Antrieb ohne mechanischen Kontakt zustande kommt. Gegenüber dem Motor mit variabler Kapazität und gezahntem Rotor ist keine Strukturierung des Rotors notwendig. Außerdem sind die Funken bzw. permanenten Ladungen des Korona- bzw. des Motor mit permanenten Ladungen gegenüber den Feldern des Induktionsmotors schwerer zu handhaben. Somit ist ein Induktionsmotor einfacher aufzubauen und für eine berührungslose Lagerung geeignet.

Im Gegensatz zu der in Abb. 2.6 angegebenen, um den Umfang angeordneten Elektroden, wird im weiteren eine Geometrie mit parallel zu der Grundfläche liegenden Elektroden betrachtet (Abb. 2.7).

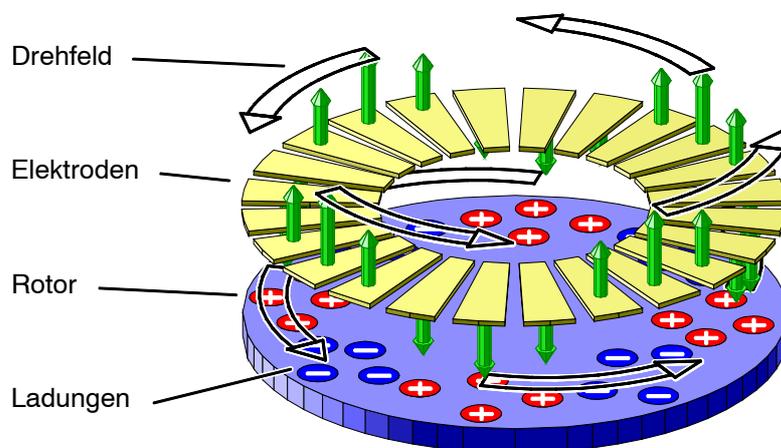


Abb. 2.7: Schema des Aufbaus eines Induktionsmotors mit parallel zur Grundfläche liegenden Elektroden (Abmessungen z. B. : Gesamtradius: 2 mm, Innenradius der Elektrode: 1.5 mm, Luftspalt: 0.1 mm, Dicke der Scheibe: 0.6 mm)

Das Drehfeld eines Induktionsmotors influenziert in dem Rotor Ladungen, welche dem Feld folgen. Diese Ladungen bewegen sich somit relativ zur Umgebung (ob der Rotor sich bewegt oder nicht) mit der Umfangsgeschwindigkeit des Feldes und bilden einen Kreisstrom I mit einem Magnetfeld. Für den Fall, daß der Rotor synchron mit dem Feld rotiert ($f_{Rotor} = f_{Feld}/m =: f_{sync}$; m : Periodizität bzw. Zähligkeit d.h. Anzahl der Feldmaxima pro Umlauf; f_{Feld} : Frequenz des Feldes) ergibt sich der maximale Wert der induzierten Ladung Q_M , der unabhängig von der Frequenz f_{Feld} des Drehfeldes ist. Für die Werte zu Abb. 2.7 bzw. in Tab. 4.2 unter Verwendung des in Kap. 4.3 beschriebenen Modells ist diese Ladungsmenge $Q_M = 4.8 \cdot 10^{-11}$ As. Dieses ergibt sich ebenfalls als die Ladung eines Kondensators mit der Fläche der Elektroden und dem Luftspalt als Dielektrikum bei der im Beispiel angenommenen Spannung von 100V. Der Wert des Stromes I_M ergibt sich aus der Multiplikation der Ladung mit der Zeitdauer einer Umdrehung des Feldes ($I_M = Q_M \cdot T$). Die Geschwindigkeit der Ladungen und somit auch der Strom ist proportional zur Frequenz des Rotors, daher ist die Angabe von $I_M/f = 4.8 \cdot 10^{-11} \text{ A/Hz}$ als ein Strom pro Hz der synchronen Drehzahl sinnvoll.

Dieser Kreisstrom erzeugt im Zentrum ein Magnetfeld $B = \mu_0 \cdot I / (2r)$ von $B_M/f = 1.7 \cdot 10^{-14} \text{ T/Hz}$. Um das magnetische Feld der rotierenden Scheibe mit einem SQUID (Superconducting Quantum Interference Device, Auflösung ca. $\Delta B = 10^{-12} \text{ T}$ [WeiC83]) nachzuweisen wird eine Rotationsfrequenz von ca. 60 Hz benötigt. Für die Erzeugung von Feldern in der Größenordnung des Erdmagnetfeldes ($B_{Erde} = 3.1 \cdot 10^{-5} \text{ T}$) ist eine Drehzahl von $f_{Rotor} = 1.8 \cdot 10^9 \text{ Hz}$ notwendig. Zum Vergleich dazu erzeugen die

Zuleitungen zu den Elektroden ein Magnetfeld von $B_{Ltg}/f = 6.0 \cdot 10^{-11} \text{ T/Hz}$)⁵, ein um 3 Größenordnungen größeres Feld. Das Magnetfeld der influenzierten Ladungen läßt sich somit aufgrund seines geringen Wertes vernachlässigen.

Für die Betrachtung der durch die influenzierten Ladungen Q_P erzeugten Wärme $P_R = I_R^2 \cdot R$ ist ihre Bewegung relativ zum Rotor und der Widerstand des Rotors ausschlaggebend. Der Strom I_R in der Oberfläche des Rotors und somit auch die erzeugte Wärme ist bei der synchronen Drehzahl, aufgrund der nicht vorhandenen Relativbewegung, Null. Der maximale Strom I_R ergibt sich bei der maximalen Differenzgeschwindigkeit, d.h. bei stillstand. Die Ladungsmenge und der Widerstand sind Funktionen des spezifischen Leitwertes σ des Rotors. Die Abhängigkeit des Stromes I_R und des Widerstandes R vom Leitwert σ ist gegenläufig, so daß für einen bestimmten Wert der Leitfähigkeit die Verlustleistung ein Maximum hat.

Für das oben erwähnte Modell ergibt sich aus numerischen Rechnungen ein Wert von $P_R = 6.1 \cdot 10^{-7} \text{ W}$ als maximaler Wert der Verlustleistung in der Scheibe. Zum Vergleich dazu würde ein Widerstand von 26 k Ω in den Zuleitungen dort dieselbe Leistung erzeugen. Die Blindleistung $P_C = U^2 \cdot 2\pi f_{Feld} \cdot C$ der Kapazität beträgt hingegen $4.7 \cdot 10^{-4} \text{ VAR}$. Dieses ergibt einen Leistungsfaktor $\cos \varphi = \text{Wirkleistung}/\text{Blindleistung}$ von $1.3 \cdot 10^{-3}$ und eine Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung von fast $+90^\circ$. Der Antrieb verhält sich somit kapazitiv.

Unter Vorgriff auf die Berechnungen aus Kap. 4.3 ergibt sich ein maximales Drehmoment von $M = 1.95 \cdot 10^{-9} \text{ Nm}$. Abschätzungen ergeben, daß dieses Drehmoment ausreicht, um die Scheibe, bei Vernachlässigung der Luftreibung, in 26 s auf eine Drehzahl von 1 kHz zu beschleunigen.

Die abgegebene mechanische Leistung beträgt $P_M = M \cdot 2\pi f_{Feld} / m = 4.7 \cdot 10^{-7} \text{ W}$, dieses entspricht einem elektrischen - mechanischen Wirkungsgrad von $\eta = P_M / (P_M + P_R) = 0.44$.

Die im System enthaltene Energie gliedert sich in die Feldenergie des elektrischen und magnetischen Feldes und der kinetischen Energie der rotierenden Scheibe auf. Die elektrische Feldenergiedichte $w_e = \frac{1}{2} \cdot \epsilon \cdot E^2$ ist unabhängig von der Rotationsfrequenz. Die magnetische Feldenergiedichte $w_m = \frac{1}{2} \cdot \mu^{-1} \cdot B^2$ hängt durch den erzeugenden Strom von der Drehzahl ab. Bei der Berechnung der elektrischen Energie ist das Volumen des Luftspaltes und bei der Rotationsenergie das Volumen V der Scheibe zu berücksichtigen. Die Rotationsenergiedichte $w_r = \frac{1}{2} J \omega^2 / V$ (mit $J = \frac{1}{2} m \cdot r^2$) ist direkt proportional zum Quadrat der Drehfrequenz. Für obige Werte beträgt $w_e = 4 \text{ J/m}^3$, $w_m / f_{Rotor}^2 = 2.3^{22} \text{ J}/(\text{m}^3 \text{ Hz}^2)$ und $w_r / f_{Rotor}^2 = 0.13 \text{ J}/(\text{m}^3 \text{ Hz}^2)$. Die Energie des elektrischen sowie des magnetischen Feldes sind gegenüber der Rotationsenergie zu vernachlässigen. Das Volumen der Scheibe beträgt $V = 7.5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^3$, wodurch sich eine Energie von $W_r / f_{Rotor}^2 = 9.8 \cdot 10^{-10} \text{ J/Hz}^2$ und bei einer Drehzahl von $f_{Rotor} = 1 \text{ kHz}$ eine Energie $W_r = 1 \text{ mJ}$ ergibt.

Die Drehzahl ist durch die Zerstörung der Scheibe aufgrund der auftretenden Fliehkräfte begrenzt [Dub70]. Bei einer drehenden Scheibe tritt die maximale mechanische Spannung σ in Form einer Schubspannung im Mittelpunkt auf. Diese mechanische Spannung beträgt bei einer Scheibe mit dem Aussenradius r_{aussen} und der Dichte ρ :

$$\sigma_t = 0.4125 r_{aussen}^2 \omega^2 \cdot \rho.$$

Daraus ergibt sich eine maximale Frequenz $f_{Rotor} = 40 \text{ kHz}$ und eine Energie $W_r = 1.5 \text{ J}$)⁶.

⁵ Das Feld eines geraden Drahtes ist $B_{Ltg} = \mu_0 \cdot I / (2\pi a)$ mit $I = U / X_C = U \cdot 2\pi f \cdot C$ ($a = 0.1 \text{ mm}$).

⁶ Annahme: $\sigma_t = \sigma_{zul}(\text{Biegung}) = 350 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$ für AlN

Kap. 2: Elektrostatische und elektromagnetische Antriebe

Bei durchbohrtem Scheiben oder Ringen ergibt sich nach der Festigkeitslehre die maximale Spannung am Innenradius r_{innen} . Dort ist die Spannung für $r_{innen} \rightarrow 0$:

$$\sigma_t = 0.825 \cdot r_{ausen}^2 \cdot \omega^2 \cdot \rho$$

und für dünne Ringe ($r_{innen} \rightarrow r_{ausen}$):

$$\sigma_t = r_{ausen}^2 \cdot \omega^2 \cdot \rho,$$

d.h. die mechanische Spannung erhöht und die maximale Drehzahl verringert sich bei durchbohrten Scheiben oder Ringen.

Eine Rückführung der kinetischen Energie in elektrische Energie ist möglich, wenn die rotierende Scheibe in den Elektroden eine Spannung influenzieren kann (magnetische Induktion scheidet auf Grund der geringen Magnetfelder aus). Eine solche Spannung wurde in mechanisch gelagerten Rotoren nach Abschalten des Antriebes für wenige Sekunden beobachtet [MogER99]. Die influenzierte Spannung in den Elektroden verschwand, nachdem sich die Ladungsverteilung im Rotor wieder ausgeglichen hatte. Die Drehbewegung des Rotors hielt dagegen noch an.

2.3 Aufbau, Verlustmechanismen und Energiedichte von elektrostatischen und elektromagnetischen Antrieben

Im folgenden Abschnitt werden elektrostatische und elektromagnetische Antriebe bezüglich der Verlustmechanismen, der Energiedichte und des Aufbaus verglichen.

Die verschiedenen Verlustmechanismen besitzen jeweils eine Variante für den elektrostatischen und den elektromagnetischen Fall. Eine allgemeine Gegenüberstellung der Verluste gibt daher keine Aussage über einen etwaigen Vorteil des einen Antriebs gegenüber des Anderen.

Für konventionelle Antriebe ist die maximale Energiedichte des elektromagnetischen Feldes größer als die Energiedichte des elektrostatischen Feldes. Der begrenzende Faktor ist im elektromagnetischen Fall die Sättigungsfeldstärke und bei elektrostatischen Antrieben die Durchbruchfeldstärke. Bei der Verkleinerung der Abmessungen läßt sich die Sättigungsfeldstärke nicht erhöhen, wohingegen die Durchbruchfeldstärke ansteigt. Für einen miniaturisierten Aufbau sind dadurch die Energiedichten von der selben Größenordnung.

Der Aufbau unterscheidet sich dennoch in der Komplexität und in den Materialien, wobei die elektrostatisch aktiven Materialien meist einfacher zu strukturieren und leichter sind. Dadurch ist es möglich kleine elektrostatische Motoren einfacher und leichter aufzubauen.

2.3.1 Aufbau

Elektrostatische und elektromagnetische Antriebe verwenden unterschiedliche Komponenten des elektromagnetischen Feldes zur Erzeugung der Drehmomente. Die prinzipiellen Wirkmechanismen sind daher ähnlich und die in Kap. 2.1 aufgeführten Typen von elektrostatischen Motoren haben meistens ein elektromagnetisches Gegenstück [AlgPL51, JanH92]:

Elektrostatischer Antrieb

Motor mit permanenten Ladungen

Induktionsmotor

Motor mit variabler Kapazität

Elektromagnetischer Antrieb

↔ Motor mit permanenten Magneten im Läufer

↔ Käfigläufer-Motor

↔ Reluktanz-Motor (Schrittmotor)

Der Aufbau der Antriebe hingegen unterscheidet sich bei den aufgeführten Beispielen stark, da die verschiedenen Felder unterschiedlich generiert werden. Elektromagnetische

Felder werden durch bewegte Ladungen erzeugt und wirken auf bewegte Ladungen⁷. Die für die Stärke der Wechselwirkung verantwortliche Größe ist somit der Strom I . Der Erregerstrom in einer elektromagnetischen Maschine muß so geführt werden, daß die Feldstärke die gewünschte räumliche Verteilung hat. Eine Bündelung und Formung der Felder wird durch Verwendung von Spulen und Polschuhen erreicht. Elektrostatische Felder gehen von ruhenden und von bewegten Ladungen aus, auf welche sie auch einwirken. Die Größe der Wechselwirkung wird somit durch die Ladungsmenge Q bestimmt. Die Form der Felder wird durch die Geometrie von Elektroden festgelegt, auf denen sich die Ladungen befinden.

Die Spulen in elektromagnetischen Antrieben sind dreidimensionale Gebilde, wohin gegen Elektroden für elektrostatische Motoren zweidimensionale (zum Teil gewölbte) Flächen sind. Der Aufwand für die Fertigung eines elektromagnetischen Motors ist daher größer als für die eines elektrostatischen Motors.

Die Materialien auf welche die verschiedenen Felder einwirken, unterscheiden sich in der Permeabilität μ bzw. Dielektrizitätszahl ϵ (Permittivität) und in ihrer Leitfähigkeit σ für den elektrischen Strom. Magnetisch wirksame Materialien mit einer hohen Permeabilität (Ferromagnetika) bestehen aus Verbindungen von Eisen, Kobalt, Nickel und seltenen Erden und haben daher eine hohe Dichte [DörE81]. Dielektrika mit einer hohen Permittivität sind meistens leichter als magnetisch wirksame Materialien. Dieses ist für die Konstruktion von Motoren, die schnelle Drehrichtungs- oder Drehzahländerungen durchführen sollen, wegen des geringen Trägheitsmomentes vorteilhaft. Bei der Fertigung von Motoren, die bei einer festen Drehzahl arbeiten, ist dieses nicht nachteilig. Die geringere Masse der bewegten Teile und die Möglichkeit Spannungen bzw. geringe Ströme in elektrostatischen Systemen schneller zu schalten als die stärkeren Ströme in magnetischen Systemen, ergeben eine kürzere Reaktionszeit von elektrostatischen Antrieben (ca. 10 ms elektromagnetisch zu 1 ms elektrostatisch)⁸ [IshH96].

Bei elektromagnetischen Motoren sind die Spulen aus einem Material mit einem geringen ohmschen Widerstand. Dabei handelt es sich um Metalle mit einem hohen Gewicht. Die Elektroden bei elektrostatischen Antrieben können auch aus Materialien mit einem höheren elektrischen Widerstand bestehen, da kaum Ströme fließen. Sie können daher aus nicht metallischen Materialien geringerer Dichte gefertigt werden. Für die Rotoren (Läufer) bei elektrostatischen Antrieben (insbesondere dielektrischer- und Induktionsmotor) ist eine definiert geringe Leitfähigkeit gefordert, welches gegenüber der Herstellung von hohen bzw. sehr geringen Leitfähigkeiten fertigungstechnisches Geschick erfordert.

Für den Aufbau von sehr kleinen Antrieben (mit Abmessungen deutlich kleiner als 1 cm) ist das Skalierungsverhalten der elektromagnetischen bzw. elektrostatischen Kräfte zu beachten. Die elektromagnetischen Kräfte verringern sich quadratisch bei einer Verkleinerung der Kantenlänge (bei gleicher Feldstärke B). Die Stärke der elektrostatischen Kräfte bleiben von der Verringerung der Abmessungen unberührt (bei gleicher Spannung U) [IshH96]. In beiden Fällen nimmt die wirksame Fläche mit dem Quadrat der Abmessungen ab. Bei den elektrostatischen Kräften wird dieses aber durch eine Verringerung des Abstandes von Stator und Rotor und der dadurch erfolgenden Erhöhung der Feldstärke ausgeglichen.

Jedoch benötigen elektrostatische Antriebe eine exakte Lagerung, eine sehr hohe Oberflächenqualität und keine Verschmutzungen.

⁷ Bei einem Reluktanz-Motor wird die Kraft auf ein magnetisierbares Material ausgenützt. Materie ist magnetisierbar, wenn sich die atomaren magnetischen Momente nicht kompensieren. Diese Momente werden durch den bewegte Elektronen hervorgerufen.

⁸ Daher erfolgt die Ablenkung des Elektronenstrahles in Fernsehbildröhren elektromagnetisch und in Oszilloskopen elektrostatisch.

2.3.2 Verlustmechanismen

Die verschiedenen Verluste, die in elektromagnetischen oder elektrostatistischen Systemen entstehen, haben jeweils ihre Entsprechung im anderen System [GerC92, WeiC83, DörE81]:

<u>Elektromagnetisch</u>		<u>Elektrostatistisch</u>
Hysterese-Verluste	↔	Hysterese-Verluste
Relaxations-Verluste	↔	dielektrische Verluste
komplexe Permeabilität	↔	komplexe Dielektrizität
ohmsche Verluste	↔	ohmsche Verluste
Wirbelströme	↔	Oberflächenströme

Hysterese-Verluste treten auf, wenn eine Änderung der Feldstärke (E, H) zu einer nicht reversiblen Änderung der Flußdichte ($D = \epsilon \cdot E, B = \mu \cdot H$) führt. Sie entsprechen der Fläche unter der Hysteresekurve. Diese Verluste steigen mit der Frequenz, da die Kurve pro Periode einmal durchlaufen wird und jeder Durchlauf den gleichen Betrag zu den Verlusten liefert. Die Verluste sind für magnetische Systeme sehr unterschiedlich, je nachdem, ob hartmagnetische (große Verluste) oder weichmagnetische (geringe Verluste) Materialien verwendet werden. Eine Hysterese ist bei dielektrischen Materialien weniger verbreitet als bei magnetischen Stoffen.

Die Relaxations- bzw. dielektrischen Verluste beschreiben den Energieentzug aus dem Feld durch das Medium, wenn die beteiligten Korpuskel dem Feld nicht mehr folgen können. Im elektromagnetischen Fall handelt es sich um Spins, die nicht mehr in Phase mit dem magnetischen Feld schwingen. Bei magnetischen Motoren werden diese Verluste vernachlässigt, da sie erst bei sehr hohen Frequenzen auftreten. Bei dielektrischen Materialien kann die Polarisation dem elektrischen Feld nicht folgen. Die Polarisation setzt sich aus der Ordnungs-, Ionen- und Elektronenpolarisation zusammen, die Verluste in jeweils anderen Frequenzgebieten hervorrufen. Die Moleküle als Auslöser der Ordnungspolarisation können ab ca. 10^9 Hz, die Ionen ab 10^{13} Hz und die Elektronen ab 10^{16} Hz dem Feld nicht mehr folgen. Außerdem treten bei schlecht leitfähigen Dielektrika bzw. bei nichtleitenden Materialien mit leitfähigen Einschlüssen durch die Bewegung von Ladungen zwischen den Oberflächen bzw. Grenzflächen Verluste bei 10^4 Hz auf (Grenzflächenpolarisation, Wagnersche Verluste [DörE81, WeiC83]⁹).

Relaxations- bzw. dielektrische Verluste werden durch eine komplexe Permeabilität ($\mu = \mu' + j\mu''$) oder komplexe Dielektrizitätszahl ($\epsilon = \epsilon' + j\epsilon''$) beschrieben¹⁰. Der imaginäre Teil dieser Kenngröße gibt den Wert der Verluste an. Vergleichbarer ist die Angabe eines Verlustfaktors

$$d = \tan(\delta) = \frac{\text{Imaginärteil}}{\text{Realteil}},$$

welcher frequenzabhängig ist (z.B. für Polystyrol: $8 \cdot 10^{-4} \dots 8 \cdot 10^{-8}$, AlN-Keramik: $0.5 \cdot 10^{-3}$, magnetische Materialien $6 \cdot 10^{-5} \dots 1 \cdot 10^{-3}$).

Dieser Verlustfaktor kann auch die ohmschen Verluste berücksichtigen, die durch den Widerstand R einer Spule L oder durch den Leitwert G eines Kondensators C hervorgerufen werden. In diesem Falle ist

$$d = \tan(\delta) = \frac{\omega L}{R} = \frac{G}{\omega C}.$$

⁹ Diese Verluste sind bei dem Betrieb von Induktionsmotoren nahe der synchronen Drehzahl zu vernachlässigen, da kaum eine Umpolarisation bzw. Stromfluß auftritt.

¹⁰ Zur Darstellung von imaginären Zahlen wird ein „j“ verwendet.

Kap. 2: Elektrostatische und elektromagnetische Antriebe

Die Zuleitungen zu den Antrieben besitzen ebenfalls einen Wirkwiderstand, so daß die Blindströme, die zu den Induktivitäten bzw. Kapazitäten fließen, ohmsche Verluste in den Leitungen hervorrufen. Die Ströme für die Erzeugung von Magnetfeldern sind größer als die Ströme für die Umladung der Elektroden, daher sind diese Verluste bei elektromagnetischen Motoren eher zu berücksichtigen.

Der Wirbelstrom und der Oberflächenstrom im Läufer eines Antriebs ist eine weitere Ursache für Verluste (siehe ⁹). Die Wirbelstromverluste in magnetischen Systemen lassen sich durch einen Aufbau des Läufers aus Blechen verringern, da sie mit der Dicke h des Materials ansteigen [DörE81]:

$$P \sim \sigma V (B \omega a)^2$$

(σ : elektrische Leitfähigkeit, V : Volumen, ω : Kreisfrequenz, B : Flußdichte, a : Dicke)

2.3.3 Energiedichten

Die mittlere Leistung, die ein Antrieb abgeben kann ist proportional zu der in ihm gespeicherten Energie [BolB69], deshalb ist eine hohe Energiedichte anzustreben. Die Energie, die im magnetischen bzw. elektrischen Feld pro Volumen gespeichert ist, beträgt:

$$\text{elektromagnetisch: } w_m = \frac{1}{2} \mu H^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{\mu} B^2$$

$$\text{elektrostatisch: } w_e = \frac{1}{2} \varepsilon E^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{\varepsilon} D^2$$

mit $B = \mu \cdot H$ und $D = \varepsilon \cdot E$ im MKSA-System.

Zur Erzeugung der gleichen Energiedichte ($w_e = w_m$) wird ein elektrisches Feld der Stärke $E = c \cdot B$ benötigt.

Für eine magnetische Feldstärke von $B = 1\text{T}$ ergibt sich somit eine Feldstärke von $E = 3 \cdot 10^8 \text{V/m}$, welche im Vakuum oder in engen Luftspalten erreichbar ist (siehe Kap. 4.1.2). Solche elektrostatischen Feldenergien sind somit nur in einem Aufbau mit geringen Spaltabmessungen zu erzeugen. Aufgrund der Begrenzung der Feldstärke durch Überschläge ist für konventionell gefertigte Maschinen (Abmessungen größer einige mm) die Energiedichte in magnetischen Systemen größer.

3 Aufgabenstellung

Für den Betrieb eines schnell drehenden Rotors bis in den kHz-Bereich ist die Reibung, insbesondere die der Lagerung, zu minimieren. Vorteilhaft sind Aufhängungen, die ohne mechanischen Kontakt arbeiten. Diese vermeiden die Reibung zwischen Festkörpern und haben keinen mechanischen Verschleiß. Möglichkeiten für eine berührungslose Lagerung sind Luft-, magnetische und elektrostatische Lager (Kap. 4.1.4). Bei einem Kreisel, dessen Antrieb auf elektrostatischen Kräften beruht, besteht der Rotor aus einem nicht-magnetischen Material, wodurch eine magnetische Lagerung ausscheidet und sich eine elektrostatische Levitation anbietet.

Aufgrund der Tatsache, daß es nicht möglich ist ein elektrostatisches Feld zu generieren mit dem ein Körper in allen Raumrichtungen stabil gehalten werden kann [EarS1842], muß eine Positionsregelung vorgesehen werden (Abb. 3.1).

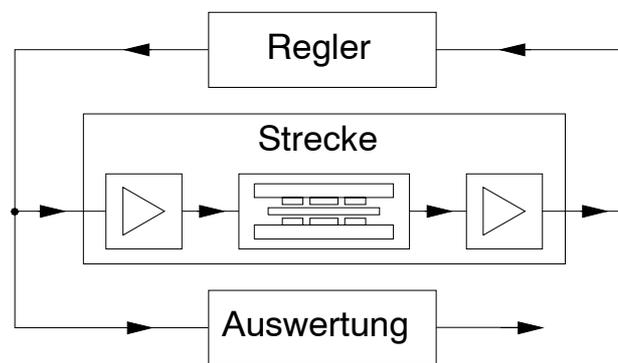


Abb. 3.1: Schema der Regelungs- und Auswertelektronik eines elektrostatischen Kreisels

Außer der Schwerkraft werden durch die Regelung auch andere auftretende Kräfte bzw. Beschleunigungen ausgeglichen. Die für die Lageregelung notwendigen Signale beinhalten somit Informationen über die von Außen angreifenden Kräfte. Durch Auswerten dieser Signale ist es möglich die Beschleunigung (parallel zur Schwerkraft) oder die Drehrate (senkrecht zur Rotationsachse) zu bestimmen. Dadurch wird der Aufbau von Beschleunigungssensoren, insbesondere von Drehratensensoren, möglich.

Für den Aufbau als Drehratensensor (Gyroskop) gibt es zwei Varianten:

- Gefesselter Sensor
Die Felder innerhalb des Gerätes sind so kräftig, daß alle von Außen auftretenden Kräfte ausgeglichen werden und der Rotor immer in die Arbeitslage gezwungen wird. Das Gehäuse des Rotors ist in diesem Fall fest mit dem Bezugssystem des zu vermessenden Objektes verbunden.
- Nichtgefesselter Sensor
Die Felder sind nur ausreichend, um die Schwerkraft und andere lineare Beschleunigungen auszugleichen. Eine Drehbewegung und die dadurch auftretenden Kräfte werden durch eine Bewegung des Rotorgehäuses relativ zum Bezugssystem des zu vermessenden Objektes ausgeglichen. Dafür wird das Rotorgehäuse kardanisch aufgehängt und die Information des Sensors dazu verwendet, die Raumrichtung der Rotationsachse festzuhalten, indem das Rotorgehäuse gedreht wird.

Die Arbeit beinhaltet Rechnungen und Experimente zu einem nach dem Induktionsprinzip angetriebenen und elektrostatisch gelagerten Rotor. Die Aufgabe gliedert sich in die Bereiche der theoretischen Beschreibung bzw. Berechnung, der Durchführung von Experimenten und Studien zu einem miniaturisierten Aufbau.

Kap. 3: Aufgabenstellung

Die theoretischen Betrachtungen beinhalten einen Überblick über einen Großteil der auftretenden elektrostatischen Effekte und die Berechnung der Kräfte sowie der Drehmomente und Bewegungen eines Rotors im elektrostatischen Feld. Als Kräfte sind die anziehenden Kräfte für die Lagerung und das antreibende Drehmoment zu berücksichtigen. Das dynamische Verhalten wird durch die numerische Lösung der entsprechenden Differentialgleichungen (Bewegungsgleichungen) beschrieben. Diese Rechnungen beinhalten das dynamische Verhalten eines Rotors ohne und mit Lageregelung.

Der experimentelle Teil beschreibt Versuche zum Verhalten eines Rotors in einem rotierenden oder geregelten elektrostatischen Feld. Dazu sind elektronische Schaltungen für eine optische Abstandsmessung und Abstandsregelung entwickelt worden. Die Versuche sind unterteilt in Messungen mit dem Abstandsmeß-System, sowie Messungen der Rotation und Levitation eines dielektrischen Rotors.

Für einen miniaturisierten Aufbau ist ein Gehäuse aus Keramiksichten mit integrierten Leiterbahnen und Steckverbinder beschrieben.

4 Theoretische Betrachtungen

4.1 Physikalische Grundlagen zur Elektrostatik

Die Elektrostatik behandelt die Wirkung und das Verhalten von elektrischen Feldern. Im Gegensatz zur Elektrodynamik werden Felder und Ladungen betrachtet, die sich „langsam“ ändern bzw. bewegen. Die Veränderungen gehen so langsam vonstatten, daß die Erzeugung von Magnetfeldern durch bewegte Ladungen oder die Ausbreitung bzw. Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen vernachlässigt werden kann. Direkt auf diese Einschränkungen bezieht sich die elektro-quasistatische Näherung, welche in Kap. 4.3 aufgegriffen wird.

Die Wechselwirkung von elektrostatischen Feldern mit Materie wird durch die Polarisation beschrieben (Kap. 4.1.1). In Gasen kann die Wirkung auf die beweglichen Ladungsträger so groß sein, daß es zu einem Stromfluß kommt (Kap. 4.1.2). Im Allgemeinen erzeugen die Felder Kräfte auf die Ladungen und somit auch auf Materie (Kap. 4.1.3). Diese Kräfte können genutzt werden, um Teile anzuheben (levitieren) (Kap. 4.1.4).

4.1.1 Polarisation

Polarisierte Materie zeichnet sich dadurch aus, daß die Schwerpunkte der negativen und der positiven Ladung nicht zusammen fallen. Die Polarisation kann durch äußere Felder hervorgerufen oder eine Eigenschaft des Materials sein.

In einem äußeren Feld wirken auf positive Ladungen Kräfte in Richtung des elektrostatischen Feldes und auf negative Ladungen Kräfte entgegengesetzt zur Feldrichtung. Dieser Richtungsunterschied hat eine Trennung der Ladungsschwerpunkte zur Folge. Ein Maß für die Trennung (Abstand a) der Ladungen Q ist das Dipolmoment $\vec{p} = Q\vec{a}$. Durch diese von Außen hervorgerufene, d.h. influenzierte (oder induzierte) Polarisation, befindet sich an der Oberfläche eines im Feld befindlichen Körpers eine Oberflächenladungsdichte σ_f . Diese Ladungen, als Ursprung von Feldlinien, verringern die Feldstärke E im Körper gegenüber der Feldstärke E_0 außerhalb des Körpers.

Im MKSA-System gilt dann bei gleichbleibender elektrischer Flußdichte D :

$$E = \frac{E_0}{\epsilon_r} = \frac{D}{\epsilon_r \epsilon_0} = \frac{D}{\epsilon}$$

(ϵ_r : relative Dielektrizitätszahl, ϵ_0 : Dielektrizitätskonstante)

Die Polarisation P der Materie ist definiert als

$$P = (\epsilon_r - 1)\epsilon_0 E.$$

Die relative Dielektrizitätszahl ϵ_r von jeglicher Materie ist immer größer als eins (z.B. AlN $\epsilon_r = 7$, Wasser $\epsilon_r = 81$).

Materialien (Ferroelektrika) mit einer sehr hohen Dielektrizitätszahl $\epsilon_r = 10^4$ zeigen spontane Polarisation und Hystereseverhalten. Spontane Polarisation bedeutet, daß der Körper Bereiche (Domänen) enthält, die ein von Null verschiedenes Dipolmoment besitzen. Die Richtung des Dipolmomentes ist dabei durch die Richtung der Kristallachsen gegeben. Sie läßt sich durch Anlegen einer äußeren Feldstärke umkehren. Dabei tritt ein Hystereseverhalten auf. Dieses bedeutet, daß der Zusammenhang $D = \epsilon \cdot E$ nichtlinear verläuft. Bei verschwindendem Feld E bleibt die Remanenz-Flußdichte D_r (Remanenz-Polarisation P_r) erhalten, die erst durch Anlegen der Koerzitivfeldstärke E_k kompensiert wird. Die Bereiche einheitlicher Polarisation können sich über den gesamten Kristall oder nur über Teilbereiche des Körpers erstrecken. Im ersten Fall handelt es sich um einen eindomänigen, sonst um einen mehrdomänigen Kristall. Die elektrischen Felder, die außerhalb einer Domäne auftreten, werden entweder durch andere Domänen oder durch

Kap. 4: Theoretische Betrachtungen

Ladungen an der Oberfläche kompensiert. Diese Ladungen werden aus der Umgebung (Luftfeuchtigkeit) aufgenommen.

Die Verwendung von ferroelektrischen Materialien mit einer permanenten inhomogenen Ladungsverteilung, d.h. auch alternierende Ladungsverteilungen, erzeugen keine oder geringe Kräfte auf die Ladungen in den Elektroden [PriRH89], da die Felder durch Oberflächenladungen aus der Luft ausgeglichen werden.

4.1.2 Durchbruchspannung

Bei einem elektrischen Durchbruch kommt es zu einem Funken als kurzzeitigem Stromfluß zwischen zwei Elektroden. Zum Starten und Erhalten der Entladung müssen ausreichend viele freie Ladungen genügend Energie besitzen, um hinreichend viele neutrale Teilchen durch Stöße zu ionisieren. Diese neuen geladenen Teilchen halten den Stromfluß aufrecht, nachdem die ursprünglichen Teilchen an den Elektroden neutralisiert wurden. Die für die Ionisierung notwendige kinetische Energie entnehmen die Teilchen dem Feld zwischen den Elektroden, durch das sie beschleunigt werden [GerC92].

Die Spannung, bei der es zwischen zwei Elektroden zu einem Überschlag kommt, hängt bei gegebener Geometrie und Gasart, vom Abstand der Elektrode und vom Druck des Gases ab (Paschen-Regel [SchWO23]).

Die Abhängigkeit der Durchbruchsspannung bei Verringerung des Druckes ergibt sich aus der Verringerung der Zahl der Ladungsträger. Dadurch vergrößert sich die freie Weglänge und verringert sich die Anzahl der Stöße zwischen den Teilchen. Um die geringere Anzahl an Stößen auszugleichen, müssen die Teilchen bei jedem Stoß den Stoßpartner (möglichst mehrfach) ionisieren. Dazu benötigen sie eine höhere Energie, die sie nur durch eine höhere Feldstärke erhalten können. Bei noch geringeren Drücken, wenn keine Stoßpartner vorhanden sind, müssen Elektronen als freie Ladungen aus der Kathode durch Feldemission erzeugt werden, was zu einem weiteren Anstieg der Feldstärke für einen Durchbruch führt. Bei kleinen Luftspalten steigt die Feldstärke ebenfalls an, da dann die Teilchen auf der kürzeren Strecke zwischen den Elektroden die Energie zur Ionisation aus dem Feld aufnehmen müssen.

In Luft bei Normalbedingungen beträgt die Durchbruchfeldstärke etwa $3 \cdot 10^6$ V/m, im Vakuum ist die Feldstärke ca. $3 \cdot 10^8$ V/m, jeweils für Elektrodenabstände größer als $100 \mu\text{m}$. Für Spalte kleiner als $10 \mu\text{m}$ steigt die maximale Feldstärke auf Werte bis $1.7 \cdot 10^8$ V/m in Luft an [SchWO23, BieJ49, BolB69].

Die Form bzw. die Beschaffenheit der Oberfläche der Elektroden hat ebenfalls einen Einfluß auf die maximale Spannung. Spitze Formen und scharfe Kanten erzeugen in ihrer Nähe eine erhöhte Feldstärke. Dort bildet sich zuerst ein Funke. Das Gleiche gilt für die Oberflächenbeschaffenheit, da rauhe Flächen mit Mikrospitzen die Funkenbildung fördern. Bei der Fertigung von elektrostatischen Antrieben ist daher auf eine glatte, abgerundete Form der Elektroden zu achten. Werden die Elektroden z.B. aus handelsüblichen Platinenmaterial gefertigt, so ist eine Fertigung, welche auf chemisches Ätzen zurückgreift, der mechanischen Bearbeitung vorzuziehen. Ätzverfahren glätten die Kanten, wohingegen mechanische Verfahren, wie Fräsen, Grate erzeugen können.

4.1.3 Kräfte

Die Kräfte zwischen ruhenden elektrischen Ladungen werden durch das elektrostatische Feld beschrieben [GerC81, PriRH89, MelJR81].

Jede Punktladung erzeugt in seiner Umgebung ein Feld E , welches proportional zu seiner Ladungsmenge Q ist und mit dem Quadrat des Abstandes r abnimmt:

$$\vec{E} = \frac{Q}{4\pi\epsilon r^2} \frac{\vec{r}}{r}$$

Kap. 4: Theoretische Betrachtungen

Das elektrostatische Feld einer beliebigen Ladungsverteilung läßt sich durch Überlagern der Felder von Punktladungen bilden.

Die Kraft F , die eine Probeladung q in diesem Feld erfährt, ist:

$$\vec{F} = q\vec{E}$$

Befindet sich eine Ladung q in der Nähe einer gut leitenden, nicht geladenen und geerdeten Platte, so entsteht zwischen ihnen eine anziehende Kraft. Diese wird durch die Wechselwirkung der Ladung q mit den freien Ladungen des Leiters hervorgerufen. Die Ladung q zieht entgegengesetzt geladene Ladungen des Leiters an seine Oberfläche, d.h. sie influenziert eine Ladungsverteilung im Leiter. Die freien Ladungen an der Oberfläche verteilen sich so, daß die Feldlinien senkrecht zur Oberfläche verlaufen. Die Feldverteilung außerhalb des Leiters ist mit einer Verteilung identisch, bei der sich im Spiegelpunkt eine gleich große Ladung, die Spiegelladung, befindet. Die Kraft zwischen der Platte und der Ladung ist somit:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q^2}{(2r)^2}$$

Ist die Platte, mit einer Dielektrizitätszahl ϵ , nicht leitend, so beeinflußt die Ladung q die gebundenen Ladungen in der Platte. Die Ladungen der Atome oder Moleküle der Platte werden so verschoben, daß die Schwerpunkte der positiven und negativen Ladung getrennt werden, d.h. sie werden polarisiert. Durch diese, ebenfalls influenzierte, Polarisation entsteht ein Feld außerhalb der Platte, das wiederum einer Spiegelladung entspricht. Diese Ladung hat jedoch eine um den Faktor $(\epsilon-1)/(\epsilon+1)$ verringerte Ladungsmenge. Für den Grenzfall $\epsilon \rightarrow \infty$ wird der Faktor zu eins, und der Nichtleiter verhält sich wie eine gut leitende Platte.

Auf polare Materie, bei der die Schwerpunkte der positiven und negativen Ladungen nicht übereinstimmen (Abstand a , Ladungsmenge Q), wirkt in einem elektrischen Feld E die Dipolkraft. Ein Maß für die Stärke der Polarisation ist das Dipolmoment:

$$\vec{p} = Q\vec{a}$$

Die gesamte Kraft auf den Dipol beruht auf dem Unterschied der Kräfte auf die beiden Ladungsschwerpunkte in einem elektrischen Feld. So ist in einem homogenen Feld der Betrag der einzelnen Kräfte gleich, aber die Richtungen unterscheiden sich aufgrund der unterschiedlichen Vorzeichen. Die Gesamtkraft auf den Dipol läßt sich als (negative) Ableitung seiner potentiellen Energie $W_{pot} = -\vec{p}\cdot\vec{E}$ im Feld berechnen:

$$\vec{F} = \text{grad}(\vec{p}\cdot\vec{E}) .$$

Die Berechnung einer Kraft aus der potentiellen Energie gilt allgemein und unabhängig vom Koordinatensystem.

Dadurch ist es möglich bei komplexen Systemen die Kräfte auf einzelne Teile zu berechnen, wenn die Änderung der potentiellen Energie bei Verschiebung dieser Komponente bekannt ist.

Die Energie in einem elektrostatischen System ist durch seine Kapazität C und der angelegten Spannung U bestimmt :

$$W_e = \frac{1}{2}CU^2 .$$

Durch Berechnung der Kapazität und anschließender Ableitung der Energie wird in Kap. 4.2 die Kraft auf eine Scheibe im Feld einer planaren Elektrode berechnet.

Die Ableitung der Energie W_e ergibt die Kraft $F = Q\cdot E$ auf die Ladungen im System, welche auch die Kraft ist, die benötigt wird, um die im elektrostatischen Feld E im Volumen V gespeicherte Energie W_{Feld} zu ändern.

$$W_{Feld} = \frac{1}{2}\epsilon E^2 \cdot V$$

Kap. 4: Theoretische Betrachtungen

Die gesamte Kraftdichte \vec{f} läßt sich als Divergenz des Maxwellschen Spannungstensors \vec{T} darstellen:

$$\vec{f} = \text{div}(\vec{T}) \text{ bzw. } f_i = \frac{\partial}{\partial x_j} T_{ij},$$

wobei über gleiche Indizes summiert wird (Einsteinsche Summenkonvention ¹¹).

Die einzelnen Komponenten T_{ij} dieses Tensors sind die elektrischen Feldstärken:

$$T_{ij} = \varepsilon E_i E_j - \frac{1}{2} \varepsilon \delta_{ij} E_k E_k$$

Die Kräfte auf einen Körper ergeben sich durch Integration des Tensor entlang der Oberfläche des Körpers. Mit Hilfe des Spannungstensor werden in Kap. 4.3 die Kräfte in einem Induktionsmotor berechnet (siehe auch Kap. A.3).

4.1.4 Levitation

Eine berührungslose Lagerung von Körpern kann z.B. durch akustische, aerodynamische, elektrische, magnetische und supraleitende Methoden erreicht werden [BraEH89].

Bei akustischen oder aerodynamischen Verfahren wird die Wechselwirkung von Luft mit dem Körpern ausgenutzt. Elektrische Prinzipien beruhen auf Kräften zwischen elektrischen Ladungen, magnetische Prinzipien auf Kräften zwischen magnetischen Polen oder Wirbelströmen. Prinzipien mit supraleitenden Materialien beruhen auf der Abstoßung von oberflächennahen Wirbelströmen in Supraleitern mit einem äußeren Magnetfeld. Im Weiteren wird nur auf die elektrischen Methoden eingegangen.

Eine stabile Lagerung von Teilchen durch elektrische Felder ist nur unter bestimmten Bedingungen möglich.

In zeitlich veränderlichen Feldern kann durch eine genaue Anpassung der Frequenz und der Form des Feldes an die Masse und Ladung das Teilchen gefangen werden. Ionen werden z.B. in einem Quadrupolfeld (Paul Falle) gefangen [HuD91]. Ebenso ist es möglich, neutrale Atome in optischen Fallen zu halten [WeiM99].

Durch elektrostatische Felder ist es hingegen nicht möglich einen Körper stabil in Luft zu lagern [EarS1842].

Für eine stabile Aufhängung in allen drei Raumrichtungen muß die Dielektrizitätskonstante des umgebenden Mediums größer als die des Teilchens sein [BraEH89]. Dieses ist für Materieteilchen in Luft nicht, aber für Luftblasen oder Zellen in Flüssigkeiten möglich [EpsL65, FosKR92].

Eine anschauliche Begründung dafür ist, daß ungeladene Dielektrika, die eine größere Dielektrizitätskonstante als das umgebende Medium haben, in Richtung des Feldgradienten beschleunigt werden. Die Richtung des Gradienten weist immer in Richtung einer Elektrode. Bewegt sich das Teilchen nun in Richtung der Elektrode, nimmt dort nicht nur die Feldstärke, sondern auch meist der Feldgradient zu, was zu einer Steigerung der Anziehung führt. Dielektrika, die eine kleinere Dielektrizitätskonstante als das umgebende Medium besitzen, werden gegen die Richtung des Feldgradienten beschleunigt, also von der Elektrode weg. Es läßt sich nun ein Feld generieren, das in der Mitte die geringste Dichte an Feldlinien hat. Dorthin wird sich das Teilchen bewegen und dort verweilen. Auf diesem Wege lassen sich Zellen in Flüssigkeiten an einer festen Position halten [FosKR92].

Für Versuche in Luft (allg. Vakuum) ist i.a. eine Lagestabilisierung in allen drei Raumrichtungen notwendig. Für berührungslose Werkstoffuntersuchungen werden Materialproben im Vakuum in einem elektrostatischen Feld angehoben und die Lage in allen drei Raumrichtungen elektronisch stabilisiert. Die Position der Probe wird z.B. optisch bestimmt und die Felder nachgeregelt. Die Proben können dabei elektrisch geladen

¹¹ $a_i \cdot b_i := \sum_i a_i \cdot b_i$.

werden, um anstatt der schwachen Dipolkräfte die stärkeren Kräfte auf Ladungen auszunutzen [RulAJ97].

Durch geschickte Wahl der Elektrodenform ist eine Stabilisierung der Lage in ausgezeichneten Raumrichtungen durch elektrostatische Felder möglich, in einem r-φ-z Koordinatensystem entweder in z-Richtung oder in r-Richtung. In beiden Fällen muß für die restlichen Freiheitsgrade eine aktive Regelung oder mechanische Führung vorgesehen werden :

- Für die Stabilisierung in z-Richtung werden die Elektroden seitlich angeordnet (siehe Anhang A.1). Diese Anordnung wird für die Anhebung von mikromechanisch gefertigten Bauteilen beschrieben, wobei das Bauteil mechanisch geführt wird [TanW92].
- Eine Stabilisierung in r-Richtung kann durch eine radialsymmetrische Elektrodenkonfiguration ober- bzw. unterhalb des Teilchen erfolgen. Die in diesem Fall zu überwachende Position ist die z-Koordinate. Die dafür notwendigen Elektroden sind planar und die Herstellung ist einfacher als bei seitliche Elektroden.

Ein Prinzip, welches die Levitation und Lageregelung vereint, nutzt die unterschiedliche Kapazität zwischen den Elektroden bei verschiedenen Positionen des Teilchens aus (s. Kap. 4.2). Die Kapazitätsänderung wird genutzt um die Resonanzfrequenz eines LC-Schwingkreises gegenüber einer treibenden Wechselspannung zu verstimmen. Die Änderung der Resonanzfrequenz hat eine Änderung der Spannung über dem Kondensator zur Folge, welche für die Anziehung verantwortlich ist. Durch geschickte Wahl der Induktivität und der Frequenz der Spannung läßt sich erreichen, daß bei geringer werdendem Abstand die Spannung und somit ebenfalls die Anziehungskraft abnimmt [KnoHW64, HeG96].

Verschiedene Autoren beschreiben die Levitation von Scheiben mit eigenständiger Positionsmessung mit induktiven [JinJ95, JeoJU99], optischen [JoeJU98] oder kapazitiven [HawTJ92, TorR94] Abstandssensoren.

Die Kräfte, die zwischen den Elektroden und dem Teilchen (Rotor) wirken, lassen sich mit dem Verfahren der virtuellen Energie (siehe Kap. 4.2) berechnen.

4.2 Verfahren der virtuelle Energie

4.2.1 Berechnung der Levitationskraft

Im Folgenden wird die Anziehung zwischen Rotor und Elektrode nach dem Verfahren der virtuellen Energie berechnet. Der Name leitet sich aus der Verwendung der in einem System enthaltenen Energie und insbesondere deren Veränderung ab. Die Ableitung der Energie nach einer Ortskoordinate ergibt die Kraft [GerC92].

$$\vec{F} = \text{grad } W(\vec{r})$$

Dieser Zusammenhang ist unabhängig von der Wahl des Koordinatensystemes. In einem kartesischen System (x-y-z) ergibt die Ableitung der Energie in Richtung der x-Koordinate die Kraft F_x in x-Richtung. Die Ableitung nach dem Winkel φ in Zylinderkoordinaten (r-φ-z) ergibt das Drehmoment M_φ senkrecht zur r-Richtung. Dieses Rechenschema wird auch "Verfahren der virtuellen Energie" genannt.

Die in einem elektrostatischen System, bestehend aus Elektroden und Dielektrika, enthaltene Energie ist nur von seiner Kapazität und der anliegenden Spannung abhängig:

$$W_e = \frac{1}{2}CU^2$$

Die Kapazität C ist das Verhältnis der Ladung Q auf den Elektroden zur Potentialdifferenz U zwischen ihnen und ausschließlich von der Geometrie abhängig.

Für die Berechnung der Kraft F_e auf das Dielektrikum (Rotor) wird ein Koordinatensystem eingeführt, bei dem die x-Koordinate die Verschiebung des Rotors entlang eines Weges

Kap. 4: Theoretische Betrachtungen

beschreibt (bzw. für die Berechnung des Drehmomentes die Drehung des Rotors). Zu jeder Positionen des Dielektrikums entlang der x -Koordinate ergibt sich ein Wert der Kapazität $C(x)$ und somit jeweils eine andere Energie $W_e(x)$. Die Ableitung der Energie $W_e(x)$ ist dann die gesuchte Kraft F_e auf den Rotor [BolB69, TriWS87].

$$F_e = \frac{d}{dx} W_e(x) \text{ bzw.}$$

$$F_e = \frac{1}{2} U^2 \frac{d}{dx} C(x)$$

Die Bestimmung der Kraft teilt sich in einen von der Geometrie abhängigen Teil ($\frac{d}{dx} C$) und der anliegenden Spannung (U) auf. Das System ist, sofern es die Berechnung der Kraft F_e betrifft, vollständig durch das Verhalten seiner Kapazität C bestimmt.

Die Ableitung der Kapazität nach der Ortskoordinate ist somit eine sich auf das Quadrat der Spannung bezogene Kraft f_e :

$$f_e = \frac{F_e}{U^2} = \frac{1}{2} \frac{d}{dx} C(x) . \quad \text{Gl. 4.1}$$

Die Energie bzw. die Kapazität wird meist numerisch berechnet und ist dadurch nur für diskrete Werte (x_i , mit $x_i - x_{i+1} = \Delta x$) der Koordinaten bekannt. Die Ableitung ist dann durch Bildung des Differenzenquotienten zu berechnen. Für die Bestimmung der Kraft an einer bestimmten Position x müssen an mindestens zwei verschiedenen, nahe beieinander liegenden Positionen ($x - \Delta x$, $x + \Delta x$) des Dielektrikums die Energien bestimmt werden. Durch die Berechnung des Mittelwertes von zwei Differenzenquotienten kann der Fehler der Diskretisierung verringert werden [BroIN87]:

Mittelwert aus zwei Differenzen-Quotienten

$$F_e(x) = \frac{W_e(x + \Delta x) - W_e(x - \Delta x)}{2 \Delta x}$$

$$\text{bzw. } f_e(x) = \frac{1}{2} \frac{C(x + \Delta x) - C(x - \Delta x)}{2 \Delta x} . \quad \text{Gl. 4.2}$$

Das Ergebnis ist dabei abhängig vom gewählten Abstand Δx . Für einen glatten Verlauf von F_e sind sehr viele Werte der Energie W_e notwendig.

Für die numerischen Rechnungen wurde ein bereits vorhandenes Finite-Differenzen (FD) Programm benutzt [PROFI], welches die Feldverteilung und die Kapazität von zwei- und dreidimensionalen Modellen berechnet. Die Kapazitäten zwischen den Elektroden werden bestimmt, indem nacheinander alle bis auf eine Elektrode auf Nullpotential gelegt werden. Das Programm ermittelt nun die Ladung, die notwendig ist um auf der einzelnen Elektrode ein Potential von $U = 1V$ zu erzeugen. Die Kapazität hat dann den gleichen Zahlenwert wie die benötigte Ladung.

4.2.2 Rechnungen, Diagramme und Ergebnisse

Die Geometrie des verwendeten Modells besteht aus zwei planaren Elektroden, der Innen- und der Außenelektrode, unter denen sich (in positiver z-Richtung) durch einen Luftspalt getrennt ein dielektrischer Rotor befindet (Abb. 4.1). Eine Konfiguration mit seitlichen Elektroden wird im Anhang A.1 untersucht.

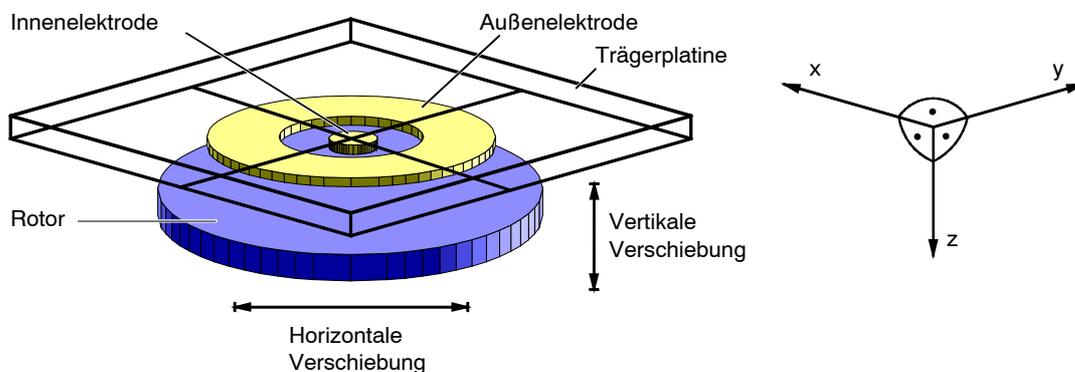


Abb. 4.1: Prinzipielle Darstellung des Modells

Dicke der Elektroden		35 μm
Innenelektrode:	Außenradius	450 μm
Außenelektrode:	Innenradius	550 μm
	Außenradius	1300 μm
Dicke der Scheibe		600 μm
Radius der Scheibe		2 mm
Dielektrizitätskonstante der Scheibe		$77 \cdot \epsilon_0$
Dichte der Scheibe		$3.25 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$
Vertikale u. horizontale Verschiebung		variabel

Tab. 4.1: Kennwerte des Finite-Differenzen Modells für planare Elektroden

Die Rechnungen wurden zunächst für eine zweidimensionale rotationssymmetrische (r-z) Geometrie und den in Tab. 4.1 angegebenen Werten durchgeführt. Eine maßstabgetreue Darstellung der Geometrie (mit einer Andeutung des Rechengitters) ist in Abb. 4.2 geben.

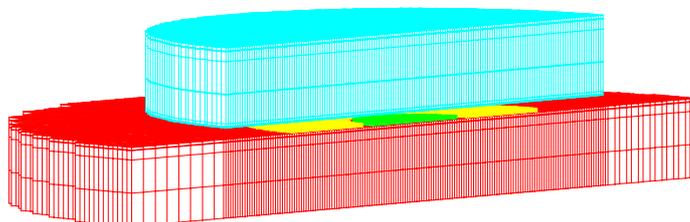


Abb. 4.2: Darstellung der Geometriedaten der FD-Rechnung (Elektroden dicke 35 μm , Luftspalt 50 μm , Rotordicke 600 μm ; Überkopfdarstellung, d.h. oben der Rotor und unten der Träger mit den Elektroden)

Eine Darstellung der Potentiallinien (Abb. 4.3) zeigt, daß im Spalt zwischen der inneren und äußeren Elektrode die größte Feldliniendichte herrscht und das Feld dort den höchsten Gradienten hat. Da Dielektrika in Richtung des größten Gradienten beschleunigt werden, wird die Anziehung der Scheibe von den Elektroden hauptsächlich in diesem Bereich

Kap. 4: Theoretische Betrachtungen

stattfinden. Weiterhin läßt sich mit dieser Darstellung überprüfen ob die Eingabe der Parameter (Geometrie, Randbedingungen) in das Programm korrekt war. Eine numerische Auswertung der graphischen Darstellung der Potentiallinien ist nicht möglich, weshalb im Folgenden die Kapazität zwischen den Elektroden betrachtet wird.

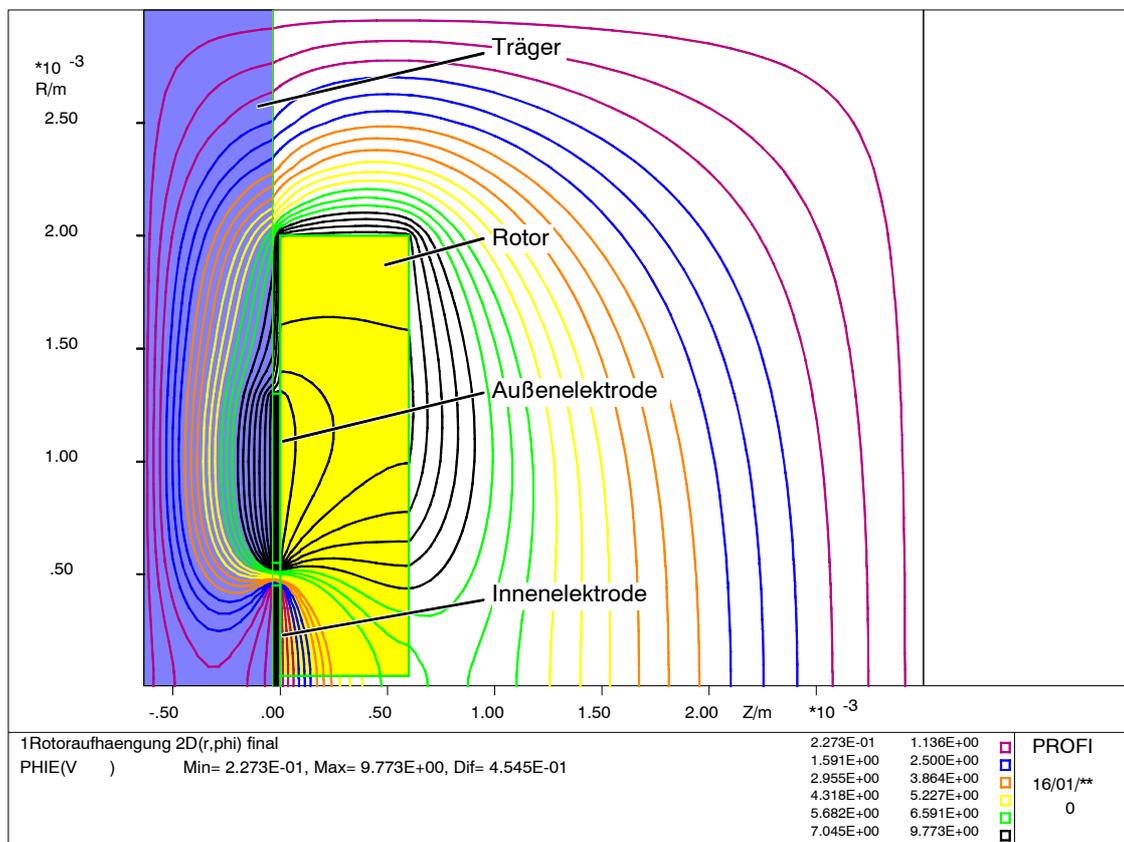


Abb. 4.3: Verlauf der Potentiallinien bei einer Potentialdifferenz zwischen den Elektroden mit unterlegter Materialverteilung

Für die Ermittlung der Kräfte auf den Rotor nach dem “Verfahren der virtuellen Energie“ wird die Kapazität zwischen den Elektroden bei verschiedenen großen Luftspalten berechnet und nach dem Ort differenziert.

In Abb. 4.4 ist die numerisch berechnete Abhängigkeit der Kapazität von der Breite d des Luftspaltes dargestellt. Daraus läßt sich mit Gl. 4.2 die auf das Quadrat der Spannung bezogene Kraft f_e bestimmen. Das Verhalten von f_e ist anziehend und nimmt mit abnehmendem Abstand zu (Abb. 4.5).

Am Arbeitspunkt muß die elektrostatische Kraft die Gewichtskraft $F_G = m \cdot g$ der Scheibe ausgleichen, um die Scheibe in der Schwebelage zu halten d.h. $F_G = U^2 \cdot f_e$.

Die dafür erforderliche Spannung

$$U = \sqrt{F_G / |f_e|} \quad \text{Gl. 4.3}$$

ist für verschiedene Arbeitspunkte (unterschiedliche Abstände d) in Abb. 4.6 dargestellt.

Für die Bestimmung der notwendigen maximalen Feldstärke E wurde bei jedem Abstand die maximale Feldstärke $E_{(1V)}$ bei einer Spannung von $U = 1$ V mit dem FD-Programm berechnet. Dabei ergab sich ein mit dem Abstand abnehmendes Verhalten der Feldstärke $E_{(1V)}$. Die für die Levitation notwendige Feldstärke E ergibt sich nun durch Multiplikation mit der Spannung U :

$$E = U \cdot E_{(1V)}$$

Die Feldstärke E ist graphisch in Abb. 4.7 dargestellt.

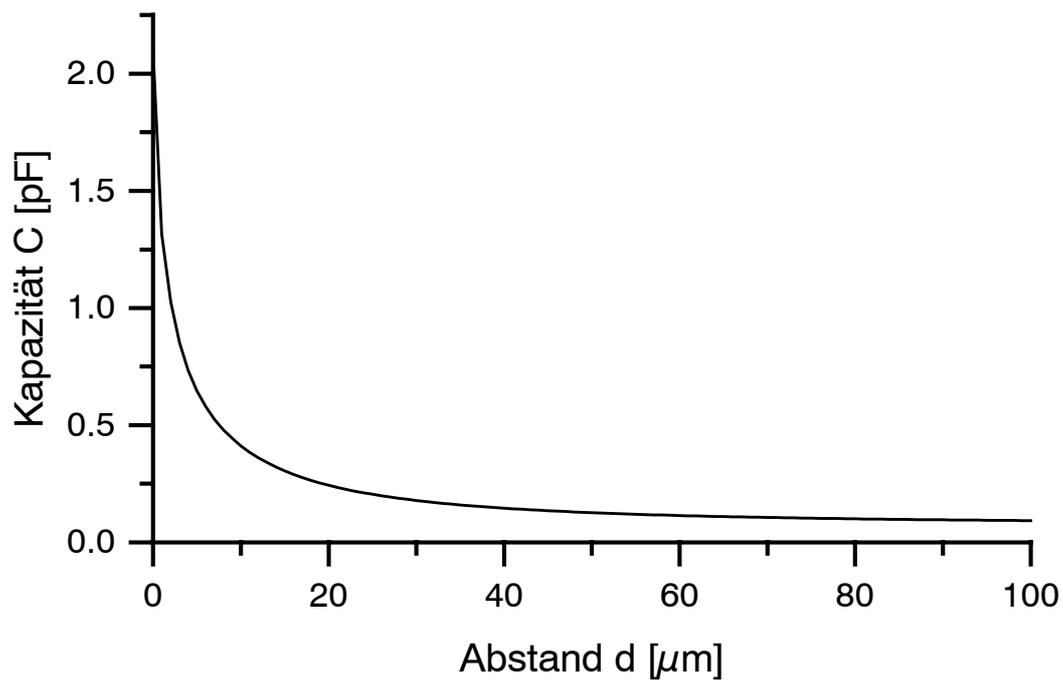


Abb. 4.4: Abhängigkeit der Kapazität C vom Rotor-Elektroden Abstand d (vertikale Verschiebung)

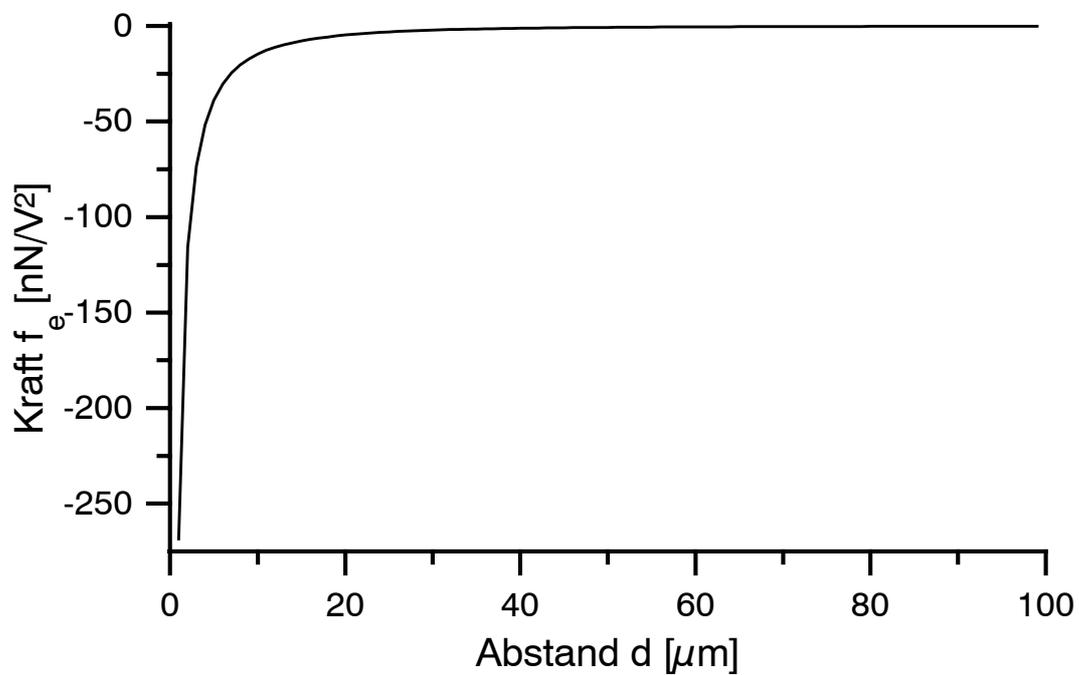


Abb. 4.5: Anziehende bezogene Kraft f_e auf den Rotor in Abhängigkeit vom Rotor-Elektroden Abstand d (vertikale Verschiebung)

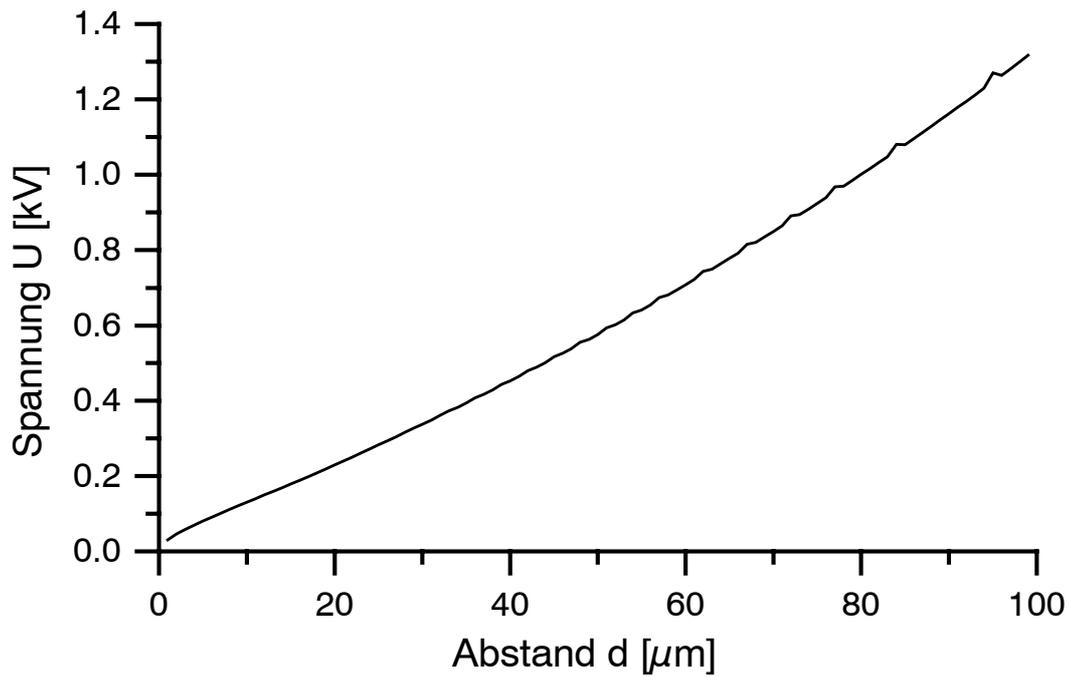


Abb. 4.6: Spannung U bei verschiedenen Abständen d , die benötigt wird, um mittels elektrostatischer Anziehung die Gewichtskraft einer Scheibe (0.025 mg) auszugleichen

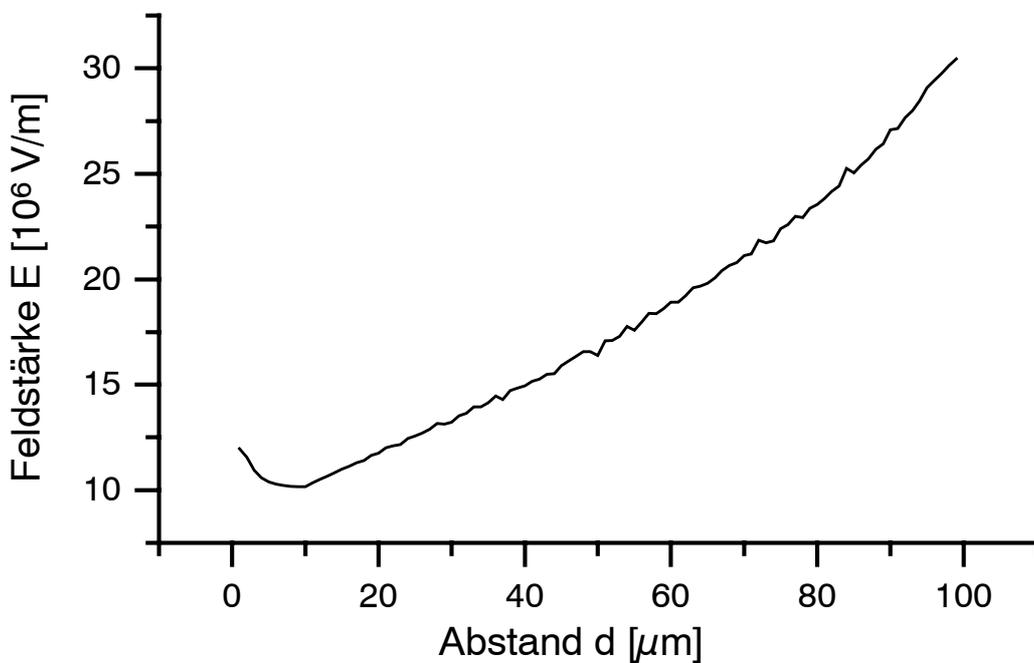


Abb. 4.7: Feldstärke E bei verschiedenen Abständen d , die benötigt wird, um mittels elektrostatischer Anziehung die Gewichtskraft einer Scheibe (0.025 mg) auszugleichen

Die Spannung im Arbeitspunkt steigt linear bei einer Abstandsvariation von $0 \mu\text{m}$ auf $100 \mu\text{m}$ von 0 V auf Werte von fast 1.5 kV an (Abb. 4.6). Daher ist darauf zu achten, daß der Luftspalt klein gehalten wird, um die erforderliche Spannung gering zu halten. Er sollte nicht zu Null werden, da dann eine verschwindend kleine Spannung (z.B. Offset-Spannungen der angeschlossenen elektrischen Quellen, statische Aufladung) ausreicht, um die Scheibe gegen die wirkende Gewichtskraft an den Elektroden zu binden¹². Dieses kann durch einen Abstandhalter zwischen Elektrode und Rotor erreicht werden.

Der Verlauf der Feldstärke E wird durch das gegenläufige Verhalten der Spannung U und der Feldstärke $E_{(1V)}$ bestimmt. Das Verhalten der Feldstärke E ist daher für jeden Fall speziell zu bestimmen. Bei den hier verwendeten Parametern ergibt sich ein Anstieg der Feldstärke E bei großen Abständen (Abb. 4.7), der auf den schwindenden Einfluß des Feldes bei weiten Abständen zurückzuführen ist. Dort führen die meisten Feldlinien direkt von der Innen- zur Außenelektrode. Das Anwachsen der Feldstärke bei sehr kleinen Abständen beruht auf dem sehr kleinen Luftspalt, wenn die Feldlinien direkt von den Elektroden in den Rotor übergehen. Bei Rotoren mit geringerer Dielektrizitätszahl ϵ tritt dieser Effekt nicht auf.

Die in Abb. 4.6 und Abb. 4.7 dargestellten Spannungen und Feldstärken müssen für einen geregelten Betrieb, bei dem der Abstand konstant gehalten wird, näher erläutert werden. Wird der Arbeitsabstand z.B. auf $50 \mu\text{m}$ festgelegt, ergibt sich eine Spannung von 600 V . Wird nun durch eine Störung der Abstand auf $40 \mu\text{m}$ verringert, muß die Regelung dafür sorgen, daß die Spannung unter 450 V fällt. Bei dieser Spannung ist die Scheibe im Kräftegleichgewicht zwischen der anziehenden elektrostatischen Kraft und der entgegengesetzt wirkenden Gewichtskraft. Da die Scheibe sich von der Elektrode weg bewegen soll (von $40 \mu\text{m}$ nach $50 \mu\text{m}$), muß die Gewichtskraft überwiegen und somit die Spannung kleiner als 450 V sein. Im geregelten Betrieb fallen die Spannungen somit schneller und die Feldstärken steigen langsamer an als es in Abb. 4.6 bzw. Abb. 4.7 gezeigt ist.

Die sich einstellenden Feldstärken liegen alle in der Nähe der Durchbruchfeldstärke (siehe Kap. 4.1.2). Die Spannungen sind daher für einen sicheren Betrieb zu hoch, weshalb im Folgenden eine Möglichkeit zur Erhöhung der Kraft vorgestellt wird. Dazu wird die Kapazität des FD-Modells mit dem eines Plattenkondensators bei Variation des Abstandes verglichen. Das numerische Modell zeigt nicht das $1/d$ -Verhalten eines Plattenkondensators (Abb. 4.8). Das unterschiedliche Verhalten kann dadurch erklärt werden, daß die Ladungen im Modell nicht durch homogene Felder wie bei einem Plattenkondensator, sondern über die inhomogenen Felder gebunden werden. Daß die Streufelder in der gewählten Geometrie gegenüber dem homogenen Feld überwiegen, zeigt sich auch anhand des Potentiallinienverlaufes (Abb. 4.3).

Eine Vergrößerung der inhomogenen Streufelder und somit der Kräfte ist möglich durch eine Unterteilung der Elektroden in Ringe oder Segmente, da dann die Anzahl der Streufelder erhöht wird. In einer Rechnung wurde die Kapazität und die Kraft bei einem bzw. vier Ringen bestimmt und gegenübergestellt (Abb. 4.9). Es ergibt sich für kleine Abstände gleiches Verhalten für die Erhöhung der Kraft und der Erhöhung der Anzahl der Streufelder. Je weiter der Rotor von den Elektroden entfernt wird, desto mehr gleichen sich die Felder an, und der Unterschied zwischen den verschiedenen Geometrien verschwindet. Für den späteren Aufbau wurde die äußere Elektrode durch Stege, die mit der inneren Elektrode verbunden sind, in drei Segmente unterteilt. Dadurch wird der Einfluß der Streufelder vergrößert, und die Kraftwirkung erhöht was zu einer Verringerung der notwendigen Spannungen führt.

¹² Bei Berührung zwischen Rotor und Elektroden treten auch Oberflächenkräfte auf, wie z.B. van der Waals Kräfte.

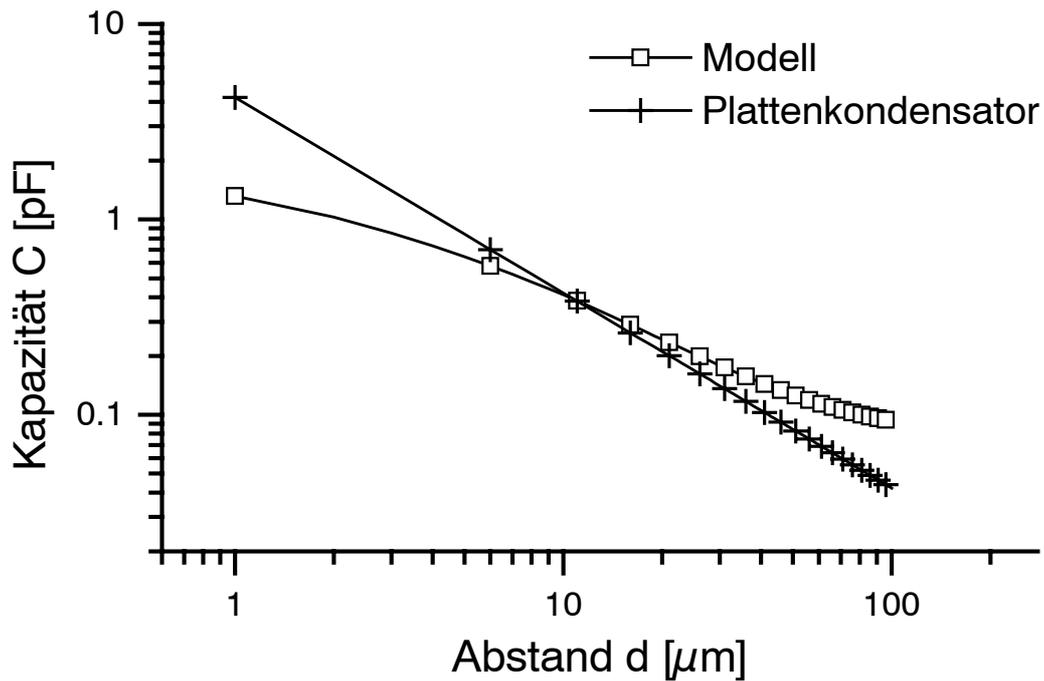


Abb. 4.8: Vergleich der Kapazitäten C : Berechnet aus der realistischen Feldverteilung (Modell) mit derjenigen berechnet aus der homogenen Feldverteilung eines Plattenkondensators

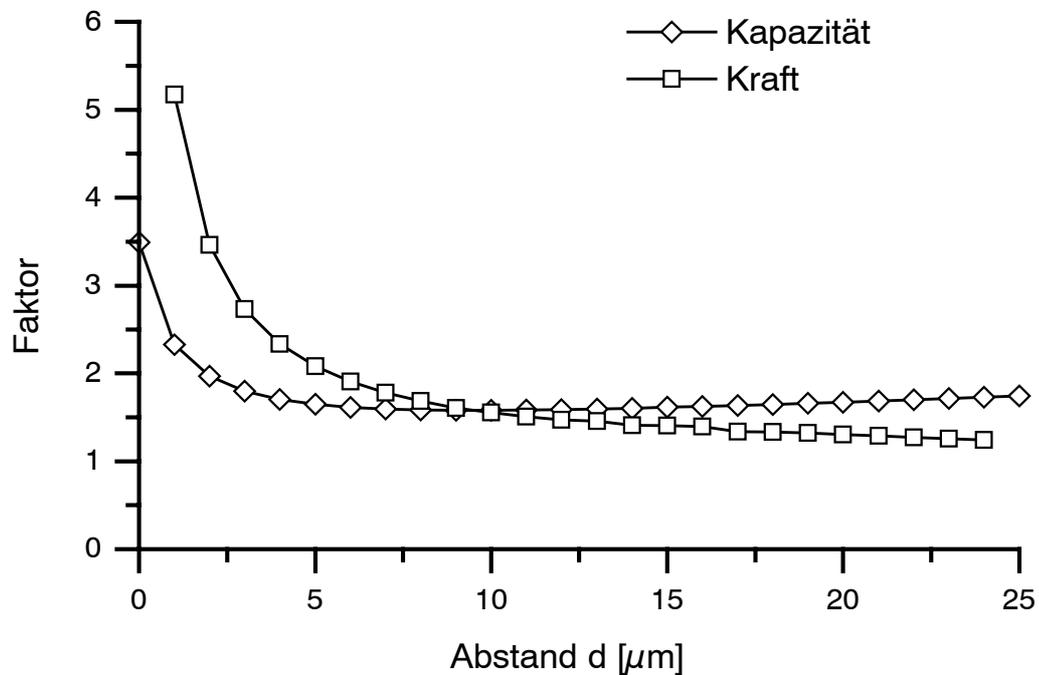


Abb. 4.9: Abstandsabhängigkeit des Verhältnis der Kapazität C und der Kraft f_e (eine Ringelektrode zu vier Elektroden-Ringen)

Kap. 4: Theoretische Betrachtungen

Außerdem wurde der Einfluß einer Vergrößerung der radialen Abmessung gegenüber den in Tab. 4.1 angegebenen Werten auf die Kapazität C , der bezogenen Kraft f_e , der erforderlichen Spannung U und der Feldstärken $E_{(1V)}$ bzw. E untersucht. Die radialen Abmessungen wurden dazu mit dem Faktor α skaliert und die Kennwerte C_α , $f_{e\alpha}$, U_α , $E_{(1V)\alpha}$ und E_α berechnet. Im Falle eines idealen Plattenkondensators steigt die Kapazität C_α und somit auch die bezogene Kraft $f_{e\alpha}$ quadratisch mit α . Die für eine Levitation erforderliche Spannung U_α und Feldstärke E hingegen ändern sich nicht, da sich außer der Kraft f_e auch die Gewichtskraft F_G quadratisch vergrößert.

Die Darstellung in Abb. 4.10 gibt die für das Model berechneten Kennwerte bezogen auf den Wert für $\alpha = 1$ an.

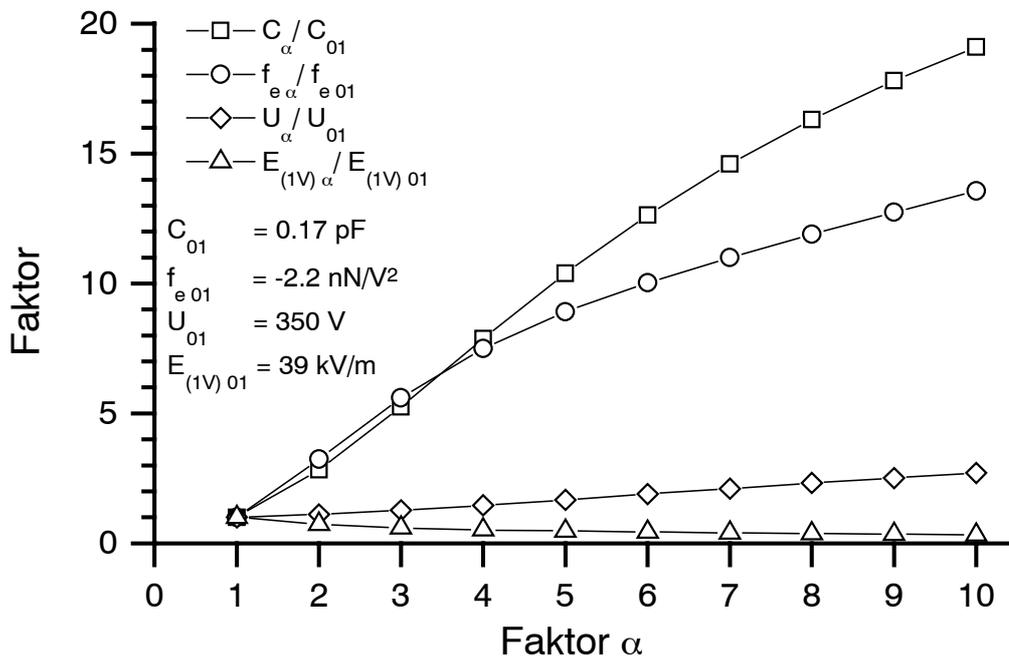


Abb. 4.10: Verhältnisse der Kapazität C , der Kraft f_e und der Spannung U bei Skalierung der radialen Abmessungen um den Faktor α . Der Abstand d ist $30 \mu\text{m}$

Die Rechnungen ergeben, daß eine Vergrößerung der radialen Abmessungen bei Beibehaltung der sonstigen Dicken und Abstände eine Vergrößerung der Kapazität C , der Kraft f_e und der Spannung U ergibt. Die Feldstärke $E_{(1V)}$ hingegen sinkt aufgrund des größeren Zwischenraumes zwischen der Innen- und der Außenelektrode.

Die notwendige Feldstärke E hat durch das gegenläufige Verhalten der Spannung U und der Feldstärke $E_{(1V)}$ ein nicht monotones Verhalten, welches für verschiedene Faktoren α in Abb. 4.11 dargestellt ist.

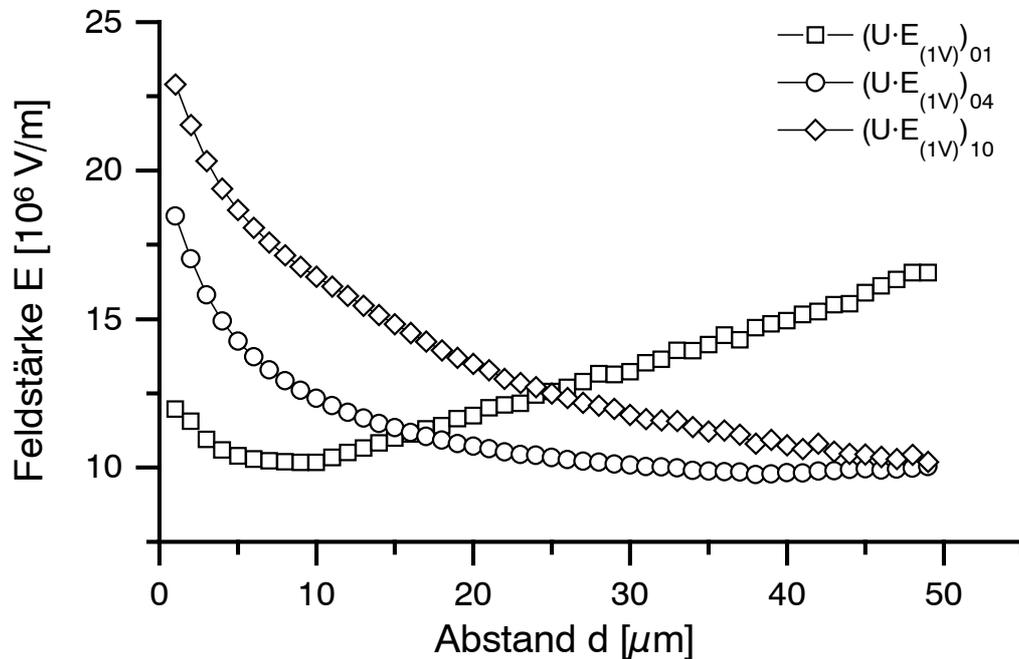


Abb. 4.11: Feldstärke E bei verschiedenen Abständen d und radialen Abmessungen (Faktoren $\alpha = 1, 4$ und 10), die benötigt wird, um mittels elektrostatischer Anziehung die Gewichtskraft der Scheibe (0.025 mg) auszugleichen

Die Simulationen ergeben ein je nach Wahl der radialen Abmessungen (Faktor α) unterschiedliches Verhalten der Feldstärke E . Bei Vergrößerung der radialen Abmessungen überwiegt die Abnahme der Feldstärke $E_{(1V)}$ gegenüber der Zunahme der Spannung U , wobei die absoluten Werte der Feldstärke E (bei geringen Luftspalten) ansteigen.

Die Erhöhung der für eine Levitation erforderlichen Spannung U und damit einhergehend die Erhöhung der Feldstärke E bei einfacher Skalierung der radialen Abmessungen zeigt, daß eine Levitation mit handhabbaren Spannungen und Feldstärken nur mit einem miniaturisierten Aufbau erfolgen kann.

Bisher wurde nur das Verhalten des Rotors bei Variation des Abstandes untersucht. Ein weiterer Freiheitsgrad des Systems ist die horizontale Verschiebung des Rotors relativ zur Elektrode. Für die Ermittlung des zugehörigen Kapazitätsverhaltens wurde ein dreidimensionales (x-y-z) Modell gewählt, da die Verschiebung die Rotationsymmetrie bricht. Die in Tab. 4.1 angegebenen Werte wurden dahingehend geändert, daß der Durchmesser der äußeren Elektrode gleich dem Durchmesser der Scheibe ist und der Luftspalt $50 \mu\text{m}$ beträgt.

Durch die horizontale Verschiebung kommt es zu einer Verringerung der Kapazität, da der Überlapp zwischen Elektroden und Scheibe geringer wird. Dieses führt zu einer Kraft, welche den Rotor mittig unter der Elektrode zentriert (Abb. 4.12).

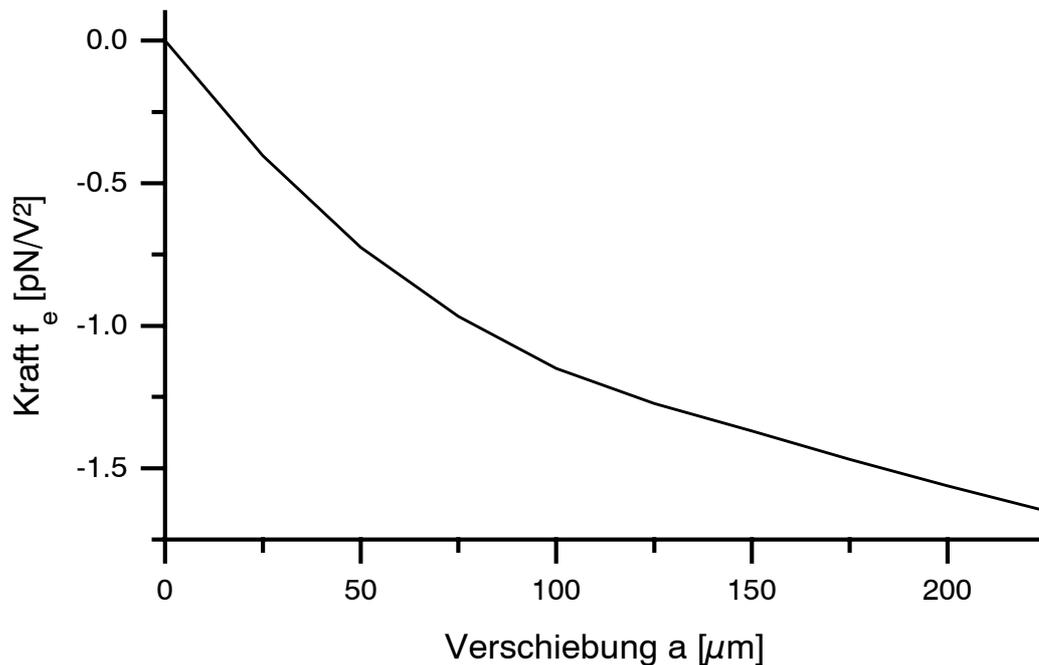


Abb. 4.12: Verhalten der bezogenen Kraft f_e bei Verschiebung des Rotors quer zur Rotationsachse (horizontale Verschiebung)

Ausgehend von FD-Rechnungen mit dem Programm PROFi ließen sich die anziehenden Kräfte durch Integration des Spannungstensors nicht berechnen, da die erforderlichen Feldstärken (an jedem Gitterpunkt) durch das Programm nur unzureichend zugänglich sind und die berechneten Werte von „numerischem Rauschen“ überdeckt wurden. Eine Bestimmung des Drehmomentes unter Verwendung der influenzierten Ladungsverteilung ist mit dem Programm PROFi ebenfalls nicht praktikabel, da die Ladungsverteilung nicht zur Verfügung gestellt wird. Die Ermittlung der Ladungsverteilungen aus dem Verhalten der Felder an der Oberfläche führt, aus den selben Gründen wie die Integration des Spannungstensors, nicht zum Erfolg. Eine Berechnung des durch Influenz hervorgerufenen Drehmomentes durch die Methode der Variablenkapazität ist nicht durchführbar, da eine Rotation der Scheibe keine Veränderung der Kapazität hervorruft und somit die Berechnung des Drehmomentes durch Ableitung der Kapazität nach dem Drehwinkel keine Resultate liefert.

4.3 Elektro-Quasistatische Näherung

4.3.1 Berechnung der Kräfte und Momente eines Drehfeldes

Die elektrischen Felder in einem System lassen sich durch Lösung der Maxwell'schen Gleichungen berechnen. Ist dieses zu aufwendig, kann eine elektro-quasistatische Näherung benutzt werden [MeIJR81, BarSF89]. Die elektro-quasistatische Näherung ist eine elektrostatische Näherung bei der elektromagnetische Effekte vernachlässigt werden. Quasistatisch bedeutet, daß typische Zeiten der betrachteten Vorgänge lang sind im Vergleich zu der Zeit, die eine elektromagnetische Welle benötigt, um das System zu durchqueren oder lang sind im Vergleich zu der Zeit welche die Polarisation benötigt, um auf eine Feldänderung zu reagieren. Das System befindet sich somit immer im „eingeschwungenen“ Zustand. Typische Zeiten sind hier die Periodendauer der angelegten Spannung oder die Umdrehungszeit der Scheibe.

Mit dieser Näherung lassen sich die Ladungsverteilungen und Felder berechnen, die für die Bestimmung des Drehmomentes und der Kräfte auf den Rotor notwendig sind. Das Drehmoment oder die Kräfte werden anschließend durch Integration des Maxwell'schen Spannungstensors ermittelt.

4.3.1.1 Feldstärkeberechnung

Für die weiteren Rechnungen werden die Potentiale und Felder als harmonische stetige Funktionen einer festen Frequenz angenommen:

$$\phi(x,t) = \hat{\phi} \cos(\omega t - kx) = \Re(\hat{\phi} e^{j(\omega t - kx)}) \quad \text{Gl. 4.4}$$

wobei ω die Kreisfrequenz und k die Wellenzahl ist ^{13 14}. Im betrachteten System ist $\omega = 2\pi \cdot f_{\text{Feld}}$ die Kreisfrequenz des rotierenden Feldes bzw. $\Omega = 2\pi \cdot f_{\text{Rotor}}$ die Kreisfrequenz der Scheibe.

Im Falle eines Rotors handelt es sich um ein rotationssymmetrisches Problem mit einer Zähligkeit m („Polzahl“). Daher werden die Ortskoordinate $x = r\theta$ (Radius r , Winkel θ) und die Umfangsgeschwindigkeit $v = r\Omega$ eingeführt. Somit ergibt sich für die Wellenzahl $k = \gamma = m/r$.

Für die Beschreibung der Geometrie wird ein Modell verwendet, bei dem einzelne verschiebbare Schichten (i) der Dicke Δ_i übereinander gelegt werden. So ist z.B. der Luftspalt oder die Scheibe eine Schicht. Die ebenen Schichten bestehen aus homogenem Material (Abb. 4.13). Die Materialien unterscheiden sich in ihrer Dielektrizitätszahl ϵ_i und ihrer Leitfähigkeit σ_i . Außerdem besitzen die Schichten eine Oberseite (o) und eine Unterseite (u).

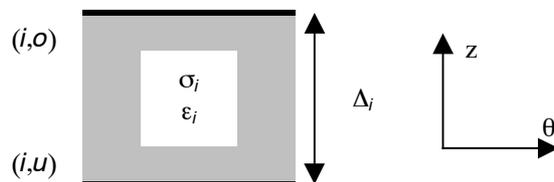


Abb. 4.13: Schichtelement

¹³ Ein $\hat{}$ über den Formelzeichen bedeutet die Amplitude der entsprechenden Größe, im Text wurde dieses Zeichen zur Vereinfachung weggelassen und nur in den Formeln verwendet.

¹⁴ Zur Darstellung von Imaginärenzahlen wird ein „j“ verwendet.

Kap. 4: Theoretische Betrachtungen

Für jede einzelne dieser Schichten besteht ein linearer Zusammenhang zwischen dem Feld \hat{E}_z in z-Richtung und dem Potential $\hat{\Phi}$ an der Ober- u. Unterseite der Schicht.

Dieser läßt sich durch eine Matrixgleichung beschreiben (vgl. Gl. A.1):

$$\begin{bmatrix} \hat{E}_z^{i,o} \\ \hat{E}_z^{i,u} \end{bmatrix} = \tilde{C}_i^{-1} \begin{bmatrix} \hat{\Phi}^{i,o} \\ \hat{\Phi}^{i,u} \end{bmatrix} \quad \text{Gl. 4.5}$$

Der Tensor \tilde{C}_i ist dabei von der Geometrie, d.h. der Schichtdicke Δ_i , dem Wellenvektor γ und den Materialeigenschaften abhängig.

Die Felder E_θ in tangentialer Richtung sind gegeben durch:

$$\hat{E}_\theta = j\gamma \hat{E}_z$$

Bei einem System aus mehreren Schichten ($i = 1 \dots n$, Abb. A.4) sind für die Felder und Potentiale an den Grenzflächen Randbedingungen einzuhalten.

Die Potentiale verlaufen bei einem Übergang von einem Medium in das andere Medium stetig:

$$\hat{\Phi}^{i,u} = \hat{\Phi}^{i+1,o} \quad \text{Gl. 4.6}$$

Die Felder E_z an den Grenzflächen zwischen den Schichten sind unstetig und der Sprung hängt von der dortigen Oberflächenladungsdichte σ_f ab. Diese ist von den Feldern und den Materialkonstanten abhängig (Gl. A.5). Unter Berücksichtigung der Ladungserhaltung und der relativen Bewegungen der Schichten gilt für die Felder (Gl. A.6) bzw. in vereinfachter Schreibweise :

$$I_i \hat{E}_z^{i,u} - I_{i+1} \hat{E}_z^{i+1,o} = 0 \quad \text{Gl. 4.7}$$

Die obigen Formeln sind noch unabhängig von äußeren Parametern. Es kann z.B. das Potential der Oberseite der ersten (oberen) Schicht und das Potential der Unterseite der letzten (unteren) Schicht durch äußere Spannungen vorgegeben sein. In der hier betrachteten Geometrie befinden sich auf der Oberseite der ersten Scheibe die Elektroden und an der Unterseite der letzten Schicht Luft. Dadurch ist das Potential $\Phi^{1,o}$ der ersten Oberseite durch die Spannung U^o der Elektroden bestimmt. An der Unterseite des Modells wird die Feldstärke $E^{n,u}$ vorgegeben, da dort keine Elektroden sind, welche das Potential vorschreiben¹⁵:

$$\hat{\Phi}^{1,o} = \hat{U}^o, \hat{E}^{n,u} = \hat{E}^u \quad \text{Gl. 4.8}$$

Aus den Gleichungen Gl. 4.5 bis Gl. 4.7 und den äußeren Randbedingung Gl. 4.8 läßt sich ein lineares Gleichungssystem (Gl. A.8) aufstellen. Durch Lösen dieses Gleichungssystems lassen sich aus der angelegten Spannung U^o , dem Feld an der Unterseite $E^u = 0$, den Frequenzen ($f_{\text{Feld}}, f_{\text{Rotor}}$) und den Materialkonstanten ϵ_i, σ_i die Felder und Potentiale an den Grenzflächen berechnen (siehe Anhang A.2).

4.3.1.2 Momentenberechnung

Die Kräfte und Momente, die auf einen Körper im elektromagnetischen Feld einwirken, lassen sich mit Hilfe des Maxwellschen Spannungstensors T_{ij} berechnen.

Der Tensor T_{ij} ist ein Tensor zweiter Stufe, der an allen Orten \vec{r} des Systems definiert ist. Er setzt sich für den linearen elektrostatischen Fall aus den elektrischen Feldstärken \vec{E} und den Dielektrizitätszahlen ϵ zusammen (siehe Gl. A.9).

$$T_{ij} = f \left\{ \vec{r}, \vec{E}, \epsilon \right\}$$

Die Ortsabhängigkeit wird im Folgenden nicht mehr explizit erwähnt.

¹⁵ Verschiedene Rechnungen zeigten kaum einen Unterschied für unterschiedliche Randbedingung an der untersten Grenzschicht ($\Phi^{n,u} = 0 \text{ V}$ oder $E^{n,u} = 0 \text{ V/m}$), da die unterste Schicht (Luft) sehr dick gewählt wurde.

Kap. 4: Theoretische Betrachtungen

Für die Berechnung von Kräften \vec{F} auf einen Körper, oder allgemeiner auf ein Volumen, wird das Oberflächenintegral über die geschlossene Oberfläche des Volumens gebildet:

$$F_i = \oint_S T_{ij} n_j dA$$

Für diese Schreibweise gilt wieder die Einsteinsche Summenkonvention (siehe ¹¹).

Bei Berechnungen von Momenten \vec{M} muß der Hebelarm r berücksichtigt werden.

$$M_i = \oint_S T_{ij} n_j r dA$$

Das Integrationsvolumen kann größer als der Körper gewählt werden, solange keine zusätzliche Materie oder Ladung eingeschlossen wird.

Eine nähere Beschreibung der Vorgehensweise befindet sich im Anhang A.3.

4.3.2 Vorüberlegungen zu den Rechnungen

Zuerst werden einige Zusammenhänge in einem stark vereinfachten Modell, bestehend aus einem schmalen Luftspalt und dem Dielektrikum, erläutert.

Das Potential der Oberseite der obersten Schicht wird durch eine sinusförmige Spannung mit einer Amplitude $U \neq 0$ und das Potential der Unterseite der untersten Schicht durch eine Spannung von 0V vorgegeben. Die Breite der Luftspalte ist klein gegenüber der Wellenlänge $\lambda = 2\pi r/m$, so daß die Luftspalte vernachlässigt werden können.

Für den Fall, daß sich der Rotor mit der synchronen Drehfrequenz $f_{Rotor} = f_{Feld}/m$ dreht, ergibt sich keine Relativgeschwindigkeit zwischen Feld und Rotor. Somit wirkt das System wie ein Plattenkondensator C_p , der auf die Spannung U geladen ist. Die im Kondensator gespeicherte Ladungsmenge $Q_M = C_p \cdot U$ ist unabhängig von der Frequenz des Feldes [GerC92]. Diese Ladungen bewegen sich relativ zum Bezugssystem mit der Geschwindigkeit des Feldes $v = 2\pi f_{Rotor} \cdot r$ und bilden daher einen Kreisstrom $I_M = Q \cdot f_{Rotor}$ ¹⁶. Dieser Strom erzeugt ein Magnetfeld mit einem Wert von $B = \mu_0 \cdot I_M / (2r)$ im Zentrum der Scheibe.

Bewegt sich die Scheibe relativ zum Feld, so ist die Ladung nicht durch $Q = C_p \cdot U$ gegeben, da je nach Leitfähigkeit σ der Schicht und Differenzgeschwindigkeit unterschiedlich viele Ladungen angesammelt werden können. Diese Ladungsmenge ist geringer als Q_M und nimmt mit steigender Differenz zwischen synchroner Drehzahl und Rotordrehzahl ($f_{Feld}/m - f_{Rotor}$) oder sinkender Leitfähigkeit σ ab, da dann nicht genug Ausgleichladung vorhanden ist. Bei festgehaltenem Rotor $f_{Rotor} = 0$ nimmt die Ladung Q mit der Zähligkeit m zu, da jede Periode für sich dieselbe Ladungsmenge binden kann.

Der Strom $I_R = Q \cdot (f_{Feld}/m - f_{Rotor})$, welcher in der Oberfläche der Scheibe fließt, ist proportional zur Relativgeschwindigkeit zwischen Feld und Scheibe.

Durch das schwer abzuschätzende Verhalten von Q bei Änderung der Frequenz des Feldes f_{Feld} und der Periodizität m kann keine allgemeine Aussage über das Verhalten des Stromes I_R gemacht werden¹⁷.

Dieser Strom erzeugt in der Scheibe je nach Widerstand

$$R = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{2\pi r}{b d}$$

(b: Breite, d: Dicke des durchströmten Gebietes) eine Verlustleistung

$$P_R = I^2 \cdot R.$$

¹⁶ Die gesamte Ladung $Q = \sigma_f \cdot 2\pi \cdot r_{mittel} \cdot b$ bewegt sich bei einer Umdrehung in der Zeit $T = 1/f$ einmal durch eine gedachte Querschnittsfläche: $I = Q/T = -\sigma_f \cdot b \cdot r_{mittel} \cdot 2\pi \cdot (f_{Feld}/m - f_{Rotor}) = -\sigma_f \cdot v \cdot b$. Dieses entspricht dem Ohmschen Gesetz [GerC92]

¹⁷ Numerische Rechnungen zeigen, daß $I_R(m) = \text{const}$ und $I_R(f_{Feld})$ abnehmend ist.

Kap. 4: Theoretische Betrachtungen

Die Eindringtiefe d wird bei leitfähigem Material durch den Skineneffekt (nicht elektrostatisch)

$$d_{skin} = (\pi \sigma \mu_r \mu_o 2\pi f)^{-\frac{1}{2}}$$

oder bei nicht leitendem Material durch das Diffusionsgleichgewicht

$$d_{Diff} = \left(\frac{\epsilon_r \epsilon_o kT}{e^2 n} \right)^{\frac{1}{2}}$$

bestimmt, mit k : Boltzmann-Konstante, e : Elementarladung, n : Ladungsträgerdichte (ca. $10^{13}/\text{m}^3$).

In beiden Fällen ergibt sich hier eine Eindringtiefe, die größer als die Rotordicke ist.

Für den Betrieb des Rotors nahe der synchronen Drehzahl f_{sync} (d.h. bei geringer Belastung) entsteht kaum Wärme, da der Strom I_R verschwindend gering ist. Die maximale Verlustleistung wird für den Fall des festgehaltenen Rotors (maximale Belastung) erzeugt, da die Differenzgeschwindigkeit dann am größten ist.

Die Verlustleistung $P = f\{R(\sigma), I(\sigma)\}$ ist indirekt durch den Widerstand $R \sim \frac{1}{\sigma}$ und den Strom $I \sim \sigma$ vom Leitwert σ abhängig. Für gute Leitfähigkeiten kann eine große Ladungsmenge angesammelt werden, welche einen hohen Strom zur Folge hat. Da der Widerstand gering ist, ergibt sich dennoch eine geringe Verlustleistung. Bei schlechten Leitwerten ist der Widerstand hoch, aber die Anzahl der Ladungen und somit der Strom und die Verlustleistung gering. Durch das gegenläufige Verhalten vom Strom I_R und des Widerstandes R bei Variation des Leitwertes ergibt sich ein Leitwert σ , bei dem die Verlustleistung P maximal ist.

Die Kräfte, welche auf den Rotor wirken, werden durch die influenzierten Ladungen hervorgerufen. Für die Anziehung ($F_z = Q \cdot E_z$) der Scheibe zu den Elektroden ist die Ladungsmenge Q ausschlaggebend. Die Kraft F_z ist daher bei der synchronen Drehzahl am größten. Ein Drehmoment M kommt zustande, da die Ladungen des Stromes I_R die Atome des Rotor mit sich reißen¹⁸. Das Drehmoment M verschwindet bei der synchronen Drehzahl, da dort $I_R = 0$ ist, ebenso bei guter ($R = 0$) und sehr schlechter ($I_R = 0$) Leitfähigkeit.

Die Leistung, die der Rotor durch das Drehmoment $P_M = M \cdot 2\pi f_{Rotor}$ abgeben kann, hat einen ähnlichen Verlauf wie P_R . Dadurch läßt sich eine Abhängigkeit des Drehmomentes M von der Leitfähigkeit σ herstellen. Das Drehmoment, die Verlustleistung und der Strom hängen somit von der Differenzgeschwindigkeit ab.

Eine Erhöhung der Zähligkeit hat auf das Drehmoment bei synchroner Drehzahl ($f_{Rotor} = f_{Feld}/m$) keinen Einfluß, da es dort verschwindet. Für $f_{Rotor} = 0$ ergibt sich durch die Steigerung der Ladungsmenge eine Erhöhung des Drehmomentes.

Für ein reales Modell ändern sich die Verhältnisse, da dort die Luftspalte eine endliche Breite haben und das Potential der Unterseite der untersten Schicht nicht gegeben ist. Dadurch verlaufen ein Teil der Feldlinien von einem Feldmaximum der oberen Elektrode direkt zu einem Feldminimum derselben, ohne Ladungen im Rotor induziert zu haben. Eine Übersicht über das Verhalten der verschiedenen Größen (Ladung, Drehmoment, usw.) ist daher besser durch numerisches Lösen der obigen Gleichungen möglich.

¹⁸ $F \approx I/\sigma$ Kraft zwischen den Leitungselektronen und den Atomen [LloJR99]

4.3.3 Rechnungen, Diagramme und Ergebnisse

Die numerischen Rechnungen wurden mit dem Programm Matlab [Mat] durchgeführt. Die Geometrie ist ein Schichtmodell aus den drei Schichten Luftspalt, Rotor und Luft. Die Elektroden in Form eines Kreisringes befinden sich oberhalb des Luftspaltes. Sofern für einzelne Rechnungen keine gesonderten Werte angegeben sind, wurden die Werte aus Tab. 4.2 verwendet.

Bei den Rechnungen wird die Frequenz des Feldes f_{Feld} konstant gehalten und die Drehzahl des Rotors f_{Rotor} variiert. Die Drehzahl f_{Rotor} ist dabei ein Parameter der Rechnungen, d.h. die berechneten Größen gelten für einen statischen Betriebszustand, bei dem der Rotor von außen mit f_{Rotor} gedreht wird. Für einen fixierten Rotor ergibt sich $f_{\text{Rotor}} = 0$ Hz, im synchronen Betrieb ist $f_{\text{Rotor}} = f_{\text{sync}}$ und wird der Rotor schneller als die synchrone Drehzahl gedreht so ist $f_{\text{Rotor}} > f_{\text{sync}}$.

	Δ [mm]	ϵ	σ [$\text{S}^{\text{m}}/\text{m}^2$]	sonstiges
Luftspalt, (Schicht 1)	0.1	$1 \cdot \epsilon_0$	$1 \cdot 10^{-16}$	
Scheibe, (Schicht 2)	0.6	$7 \cdot \epsilon_0$	$5 \cdot 10^{-6}$	
Luft, (Schicht 3)	2.0	$1 \cdot \epsilon_0$	$1 \cdot 10^{-16}$	
Innenradius der Elektrode	1.5 mm			
Außenradius der Elektrode	2.0 mm			
Spannung an der Oberseite	100V _S			
Feld an der Unterseite	0 V/m			
Zähligkeit, Periodizität	4			
Frequenz des Feldes	157 Hz			

Tab. 4.2: Kennwerte des Schichtmodells (Δ : Dicke; ϵ : Dielektrizitätskonstante; σ : Leitfähigkeit)

Ausgehend von der elektro-quasistatischen Näherung lassen sich die Ladung Q und der Strom I auf der Scheibe berechnen. Bei den Werten handelt es sich um die Amplituden der Größen, da in der Näherung ausschließlich mit Spitzenwerten gerechnet wird. Die Ladung Q wird durch Integration über die Oberflächenladungsdichte σ_f (Gl. A.5) berechnet.

$$Q = 2\pi r_{\text{mittel}} \int_{r_{\text{innen}}}^{r_{\text{ausen}}} \sigma_f dr$$

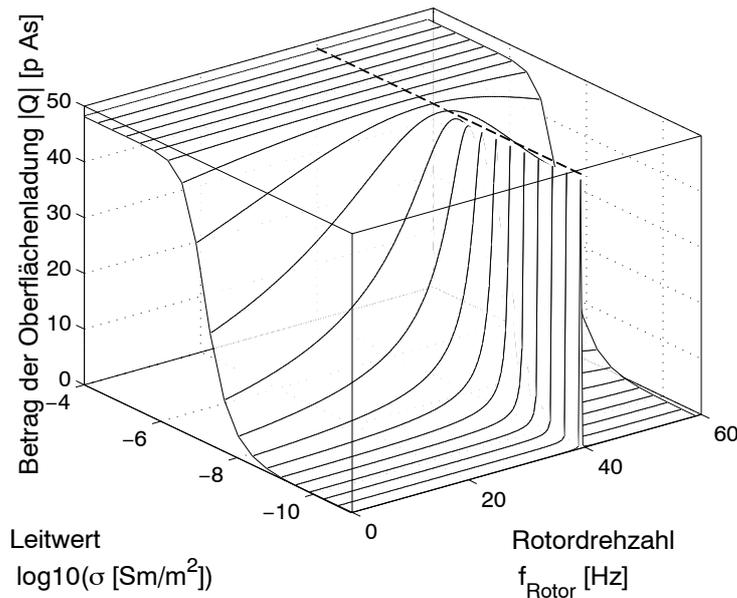


Abb. 4.14: Betrag der Oberflächenladung Q bei verschiedenen Drehzahlen f_{Rotor} und Leitfähigkeiten σ (f_{sync} zu 39.25 Hz gewählt)

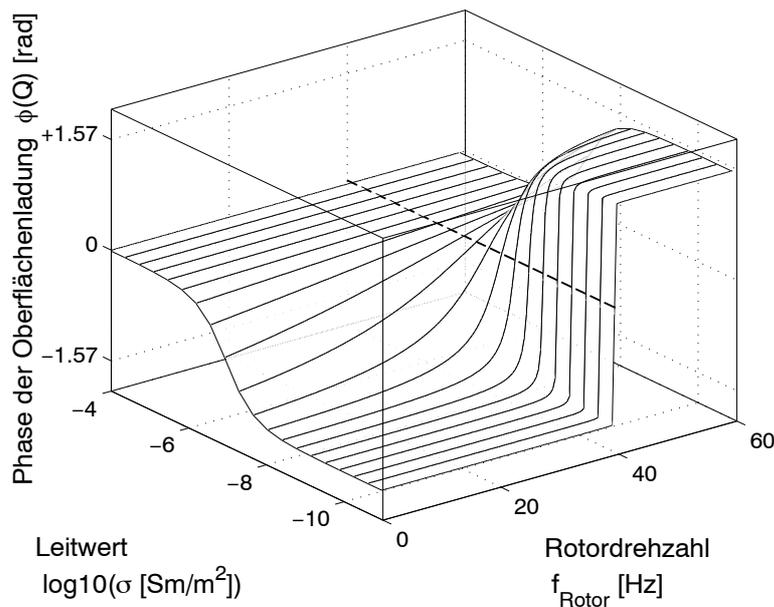


Abb. 4.15: Phasenverschiebung der Oberflächenladung Q bei verschiedenen Drehzahlen f_{Rotor} und Leitfähigkeiten σ (f_{sync} zu 39.25 Hz gewählt)

Anhand des in Abb. 4.14 dargestellten Verhaltens der Ladung Q zeigt sich, daß bei einer guten Leitfähigkeit eine von der Drehzahl unabhängige große Ladungsmenge beeinflusst wird. Bei einer guten Leitfähigkeit des Materials können die Ladungen dem Feld folgen (Phasenverschiebung 0 rad, Abb. 4.15). Bei schlechter Leitfähigkeit hingegen ist die beeinflusste Ladungsmenge geringer und von der Drehzahl abhängig. Die geringe Leitfähigkeit verlangsamt das Ansammeln der Ladungen, so daß die Ladungsmenge von der Differenz der Umfangsgeschwindigkeit abhängt.

Bei der synchronen Drehzahl $f_{sync} = f_{Feld}/m$ ist die Ladungsmenge unabhängig von der Leitfähigkeit. In diesem Fall ist die Relativgeschwindigkeit zwischen Scheibe und Rotor Null, d.h., es bleibt immer dieselbe Stelle des Rotors unter einem Maximum des Feldes. Die Verlangsamung der Ladungsakkumulation in der Nähe eines Feldmaximums durch

Kap. 4: Theoretische Betrachtungen

unterschiedliche Leitfähigkeiten tritt dann nicht in Erscheinung, da keine relative Bewegung vorhanden ist.

Bei dieser synchronen Drehfrequenz oder bei gut leitendem Rotormaterial ist das System in einem Zustand, welcher dem statischen Fall entspricht (Phasenverschiebung 0 rad, Abb. 4.15). Die Kapazität des Modells ergibt sich dann aus $C = \epsilon \cdot A / d$ mit der Elektrodenfläche $A = 2\pi \cdot r_{\text{mittel}} \cdot b$ sowie $r_{\text{mittel}} = \frac{1}{2} \cdot (r_{\text{ausse}} + r_{\text{innen}})$, $b = r_{\text{ausse}} - r_{\text{innen}}$ und der Breite d des Luftspaltes zu $C = 4.87 \cdot 10^{-13}$ F. Bei einer Spannung von 100V ergibt sich eine Ladung $Q = C \cdot U = 4.87 \cdot 10^{-11}$ As. Dieser Wert ist im Einklang mit dem, nach der elektroquasistatischen Näherung berechneten Wert der Ladung $Q = 4.8 \cdot 10^{-11}$ As.

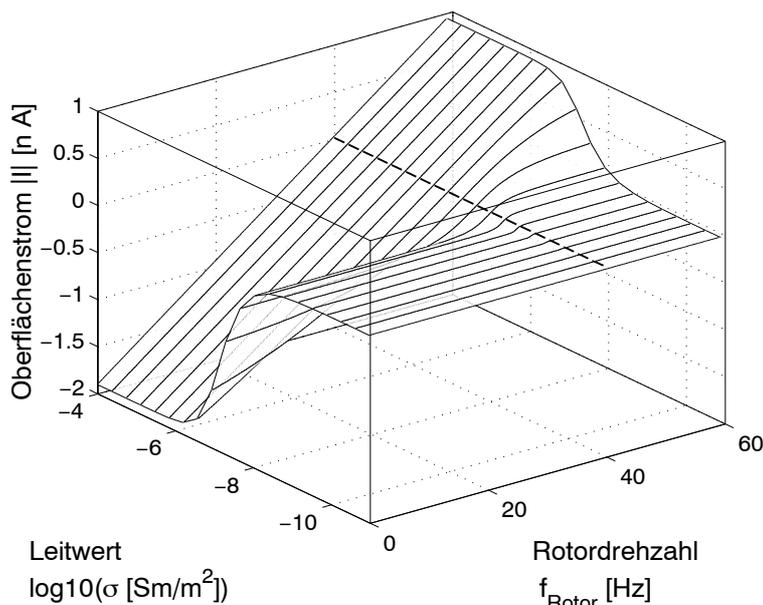


Abb. 4.16: Oberflächenstrom I in Abhängigkeit von der Drehzahl f_{Rotor} bei verschiedenen Leitfähigkeiten σ (f_{sync} zu 39.25 Hz gewählt)

In Abb. 4.16 ist der Strom $I = Q/t$, den die Ladungsverteilung Q an der Oberfläche der Scheibe erzeugt für verschiedene Drehzahlen f_{Rotor} und Leitwerte σ dargestellt. Er ist proportional zur Ladung Q und der Relativgeschwindigkeit zwischen Feld und Rotor. Bei der synchronen Drehfrequenz f_{sync} fließt kein Strom in der Scheibe, da die Relativgeschwindigkeit zwischen Rotor und Feld verschwindet. Die Ladungen bewegen sich in diesem Fall nicht relativ zur Scheibe, um dem Feld zu folgen. Bei geringer Leitfähigkeit σ fließt kein Strom I , da keine Ladungen Q vorhanden sind. Bei hoher Leitfähigkeit σ existiert eine von der Drehgeschwindigkeit unabhängige Ladung, die sich mit der Differenzgeschwindigkeit bewegt und einen linearen Anstieg des Stromes mit zunehmender Drehfrequenz erzeugt. Die maximale Stromstärke ergibt sich für den festgehaltenen Rotor ($f_{\text{Rotor}} = 0$) und guter Leitfähigkeit zu $I = 1.9 \cdot 10^{-9}$ A.

Das aus diesem Strom resultierende Magnetfeld ist in Kap. 2.1 angegeben.

Für den Betrieb eines Motors ist der Zusammenhang zwischen dem Drehmoment M und der Drehzahl f_{Rotor} , die Drehmoment-Drehzahl Kennlinie, eine wichtige Eigenschaft. Sie sagt aus, wie sich der Motor unter Last verhält und ob ein Anlaufen aus dem Stillstand ohne besondere Ansteuerung möglich ist. Das den Rotor beschleunigende Drehmoment M bei verschiedenen Drehzahlen f_{Rotor} wurde mit der oben beschriebenen Methode berechnet und in Abb. 4.17 dargestellt. Das berechnete Drehmoment in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz f_{Rotor} ist typisch für eine asynchrone Maschine.

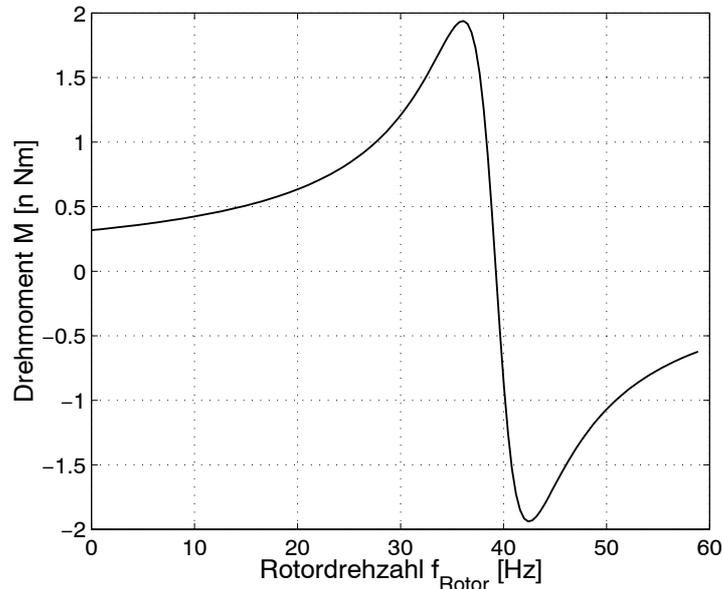


Abb. 4.17: Drehmoment-Drehzahl Kennlinie (Drehmoment M in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz f_{Rotor} , f_{sync} zu 39.25 Hz gewählt)

Die Kennlinie zeigt für den Stillstand ($f_{Rotor} = 0$ Hz) ein positives, antreibendes Drehmoment ($M > 0$), d.h. der Rotor kann aus dem Stillstand anlaufen. Das Drehmoment steigt danach bis auf einen Maximalwert in der Nähe der synchronen Drehfrequenz $f_{sync} = f_{feld} / m$ an. Genau bei der synchronen Drehfrequenz verschwindet das Drehmoment, um anschließend bei weiter steigenden Umdrehungsgeschwindigkeiten die Bewegung zu hemmen.

Das Drehmoment verschwindet bei der synchronen Drehfrequenz, da die Ladungen dem Feldmaxima genau gegenüberstehen (Phasenverschiebung 0 rad, Abb. 4.15) und daher die Kraft zwischen den Ladungen und dem Feld kein Drehmoment erzeugt. Eine andere Begründung für die Nullstelle des Drehmomentes ist das dortige Verschwinden des Stromes (Abb. 4.16) und der dadurch ausbleibenden „Reibungskraft“ zwischen Elektronen und Atomen (siehe ¹⁸).

Bei von der synchronen Frequenz abweichenden Drehzahlen nimmt zwar die Menge der Ladungen ab, dafür bewegen sie sich relativ zum Rotor ($l \neq 0$) und befinden sich nicht genau den Feldmaxima gegenüber (Phasenverschiebung $\neq 0$). Die strömenden Ladungen möchten die Atome mit sich reißen bzw. durch die Phasenverschiebung entsteht eine Komponente der elektrostatischen Kraft, was zu einem Drehmoment führt.

Die sich im Betrieb einstellende Drehzahl ist der stabile Schnittpunkt der Drehmoment-Drehzahl Kennlinie mit der Kennlinie der Reibung.

Das Drehmoment ist abhängig von der Leitfähigkeit σ und der Dielektrizitätszahl ϵ des Rotors [KooC69, MogER99]. Zur Untersuchung dieses Verhaltens wurde die Drehmoment-Drehzahl Kennlinie für verschiedene Leitfähigkeiten berechnet.

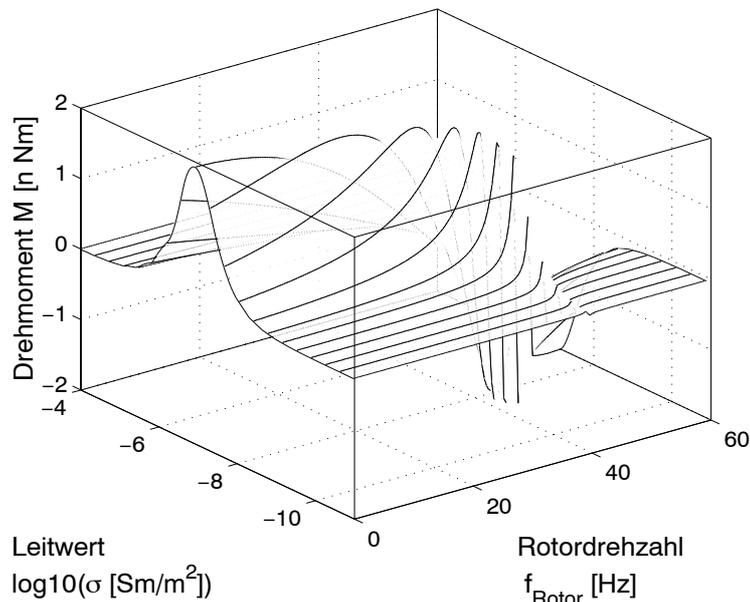


Abb. 4.18: Dreidimensionale Darstellung der Drehmoment-Drehzahl Kennlinie bei Variation des Leitwertes σ des Rotors (f_{sync} zu 39.25 Hz gewählt)

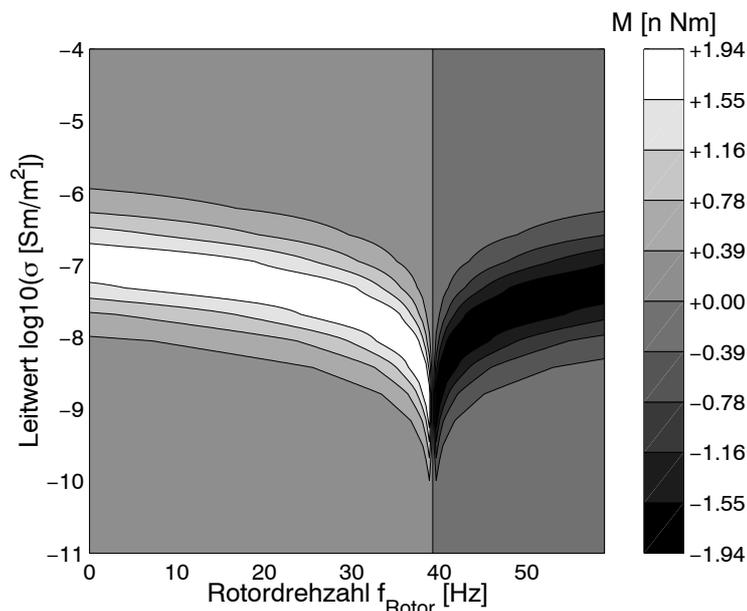


Abb. 4.19: Konturplot der Drehmoment-Drehzahl Kennlinie bei Variation des Leitwertes σ des Rotors (die Grauwerte geben die Größe des Drehmomentes an, f_{sync} zu 39.25 Hz gewählt)

Die Abhängigkeit des Drehmomentes von der Drehzahl und der Leitfähigkeit ist in Abb. 4.18 als dreidimensionaler Plot und in Abb. 4.19 als Konturplot dargestellt. Die Linien in Abb. 4.18 gelten jeweils für einen konstanten Leitwert und entsprechen somit einer Drehmoment-Drehzahl Kennlinien nach Abb. 4.17.

Die Rechnungen ergeben, daß in einem Wertebereich des Leitwertes σ bei $\sigma = 5 \cdot 10^{-8} \text{ Sm/m}^2$ ein merkliches Drehmoment auftritt. Aus den Graphen kann abgelesen werden, daß der Leitwert σ zur Erzeugung des maximalen Drehmomentes von der Rotor-

Kap. 4: Theoretische Betrachtungen

drehzahl f_{Rotor} abhängig ist. Außerdem ergibt sich, daß der Betrag des maximalen Drehmomentes unabhängig vom Wert der Leitfähigkeit σ ist. Für größere Leitfähigkeiten σ verschiebt sich die Position des Maximums von der synchronen Drehzahl f_{sync} in Richtung zu immer kleineren Umdrehungszahlen, d.h. im Betrieb würde die Drehzahl abnehmen.

Das Drehmoment ausschließlich durch die Phasenverschiebung zwischen den Ladungen und dem Feld, wie auf Seite 9 angedeutet, zu erklären, bedarf einer Ergänzung. Die phänomenologische Argumentation, daß das Drehmoment nur durch Anwachsen der Phasenverschiebung ansteigt, da dann die Kraftkomponente in Richtung der Rotoroberfläche anwächst, ist nicht ausreichend. Bei der maximalen Phasenverschiebung von $\pm \pi/2$ befindet sich die Ladung genau zwischen dem Feldmaximum und dem Feldminimum. Dann werden die Ladungen (je nach Polarität) entweder vom Maximum angezogen (abgestoßen) und vom Minimum abgestoßen (angezogen). Das größte Drehmoment sollte daher in diesem Fall auftreten. Eine solche Phasenverschiebung von $\pm \pi/2$ ergibt sich für eine sehr schlecht leitende Scheibe (Abb. 4.15). Bei einer sehr schlecht leitenden Scheibe ist jedoch die Anzahl der Ladungsträger zu gering, um eine starke elektrostatische Kraft bzw. ein großes Drehmoment hervorzurufen. Für die Erklärung des Drehmoments muß somit auch die Ladungsmenge in der Oberfläche berücksichtigt werden. Das maximale Drehmoment tritt dadurch bei einer Phasenverschiebung von $\pi/4$ auf.

Da die Leitfähigkeit des Rotormaterials in den meisten Fällen nicht frei wählbar ist, kann die effektive Leitfähigkeit des Rotors durch eine (Metall-) Beschichtung variiert werden. Der Leitwert läßt sich durch eine Strukturierung der Schicht oder die Schichtdicke beeinflussen. Mit der elektro-quasistatischen Näherung läßt sich der Einfluß einer Beschichtung simulieren, wozu das Modell von drei auf vier Schichten erweitert wird. Für die Berechnungen wird das Metall durch ein Dielektrikum mit hoher Dielektrizitätszahl ϵ nachgebildet (siehe Seite 20), da bei Verwendung eines idealen Metalles keine Feldlinien die Schicht durchdringen können. Die Geometrie und Kennwerte für die Berechnung der in Abb. 4.20 dargestellten Drehmoment-Drehzahl Kennlinien entsprechen (soweit in der Abbildung nicht anders angegeben) den Werten aus Tab. 4.2. Die Scheibe kann auf der Ober- oder der Unterseite beschichtet werden, wobei die Oberseite die den Elektroden zugewandte Seite ist.

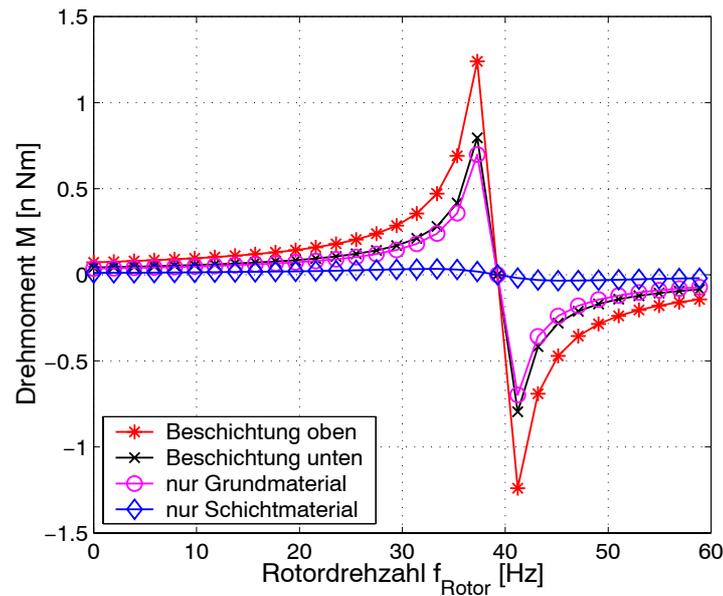


Abb. 4.20: Einfluß einer Beschichtung einer dielektrischen Scheibe auf die Drehmoment-Drehzahl Kennlinie¹⁹ (f_{sync} zu 39.25 Hz gewählt)

Das Schaubild zeigt, daß eine dünne Metallschicht auf der den Elektroden zugewandten Oberseite der Scheibe das Drehmoment gegenüber der unbeschichteten Scheibe (aus dem Schicht- bzw. Grundmaterial) erhöhen kann. Eine Beschichtung der Unterseite zeigt gegenüber der unbeschichteten Scheibe (aus dem Grundmaterial) kaum eine Verbesserung, da die Beschichtung zu weit von den Elektroden entfernt ist und vom Grundmaterial abgeschirmt wird.

¹⁹ Schichtmaterial: Dicke = 50 μm , $\epsilon_r = 700$, $\sigma = 1 \cdot 10^{-6} \text{ Sm/m}$; Grundmaterial: Dicke = 600 μm , $\epsilon_r = 7$, $\sigma = 1 \cdot 10^{-9} \text{ Sm/m}$

Um den Einfluß der Baugröße, d.h. das Skalenverhalten bei Veränderung der radialen Abmessungen, abzuschätzen sind Rechnungen mit verschiedenen Radien erfolgt. Dazu wurden der Innenradius und der Außenradius der Elektrode mit einem Faktor α skaliert. Es ist zu erwarten, daß das maximale Drehmoment M durch die Erhöhung der Ladung Q und eines größeren Hebelarms dieser Ladungen ansteigt. Die Rechnungen in der elektroquasistatischen Näherung ergeben, daß die Erhöhung des Drehmomentes M in der Nähe der synchronen Rotationsfrequenz ausgeprägter ist. Das Ergebnis der Rechnung ist in Abb. 4.21 als Verhältnis der maximalen Drehmomente bezogen auf den Wert für $\alpha = 1$ dargestellt.

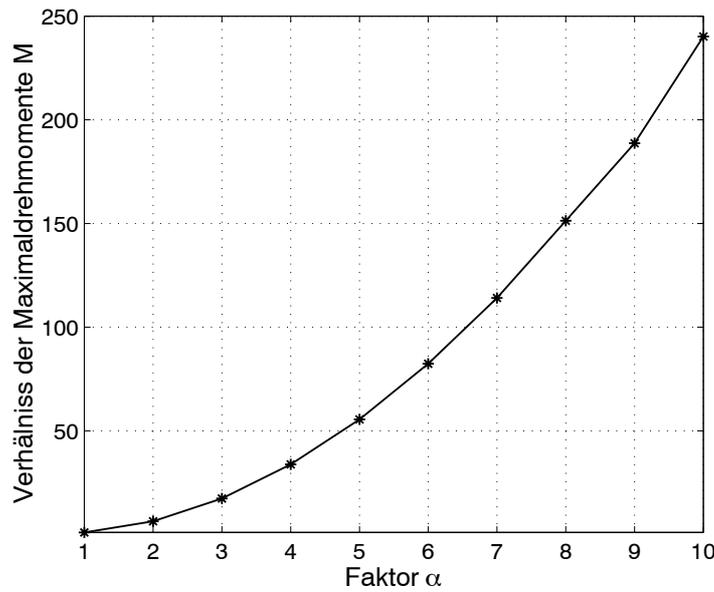


Abb. 4.21: Veränderung des Drehmomentes M bei Skalierung der radialen Abmessungen um den Faktor α

Eine Vergrößerung der radialen Abmessungen ergibt eine überproportionale Vergrößerung des maximalen Drehmomentes. Dadurch ermöglicht eine größere Bauform die Überwindung eines höheren Bremsmomentes. Das Anlaufdrehmoment ($f_{Rotor} = 0$ Hz) steigt ebenfalls an, wenn auch nicht in dem Maße wie das maximale Drehmoment. Insgesamt steigen die antreibenden Drehmomente aber nicht so stark an, wie das Trägheitsmoment ($J \sim r^4$). Dadurch ergibt sich bei größeren Rotordurchmessern eine verringerte Drehbeschleunigung ($\dot{\omega} = M/J$). Dieses hat zur Folge, daß für einen Einsatz eine möglichst kleine Bauform gewählt werden sollte, um die Anlaufphase zu verkürzen. Für Untersuchungen zur Funktion und Aufbau eines Kreisels hingegen hat eine Vergrößerung der radialen Abmessungen den Vorteil, daß die zeitabhängigen Vorgänge im Subsekundenbereich bleiben.

Kap. 4: Theoretische Betrachtungen

Die Felder, ausgehend von den Rotationselektroden, erzeugen nicht nur ein Drehmoment auf den Rotor, sondern auch eine anziehende Kraft. Diese Kraft kann, wie oben erläutert, mit der selben Methode wie die Drehmomente berechnet werden. In Abb. 4.22 ist die anziehende Kraft F des Drehfeldes auf den Rotor in Abhängigkeit der Drehfrequenz f_{Rotor} und der Leitfähigkeit σ dargestellt

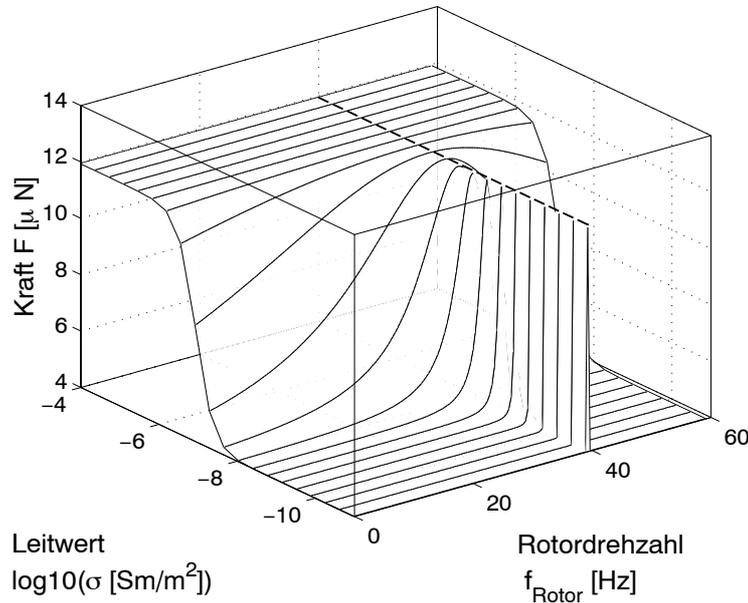


Abb. 4.22: Anziehende Kraft F zwischen Rotationselektroden und Rotor (f_{sync} zu 39.25 Hz gewählt)

Für die anziehende Kraft F des Drehfeldes auf den Rotor (Abb. 4.22) ist eine starke Abhängigkeit der Kraft F vom Leitwert σ und der Rotationsfrequenz f_{Rotor} zu erkennen. Diese Abhängigkeit entspricht dem Verhalten der Ladungsverteilung Q (Abb. 4.14), der Ursache für die Anziehung.

Die anziehende Kraft zwischen Rotor und Rotationselektroden hat einen Einfluß auf die Levitation und somit auch auf die notwendige Ansteuerung der Levitationselektroden. Die Rotationselektroden können sich oberhalb oder unterhalb der Scheibe befinden, die Levitationselektroden jedoch nur oberhalb, um der Gewichtskraft entgegenzuwirken. Sind die Rotationselektroden oberhalb, so addieren sich die Kräfte der beiden Elektroden und beide wirken levitierend. Befinden sich die Rotationselektroden unterhalb, so wirken die elektrostatischen Kräfte der Elektroden in entgegengesetzte Richtungen. Da die von den Rotationselektroden ausgehende Kraft für Drehzahlen nahe der synchronen Drehzahl stark zunimmt, muß dieses bei der Ansteuerung der Levitationselektroden berücksichtigt werden. Für den Einsatz als Kreisel ist daher eine drehzahlabhängige Ansteuerung der Levitationselektroden vorzusehen.

4.4 Dynamik

4.4.1 Bestimmung der Bewegungsgleichungen

In diesem Unterkapitel wird die Simulation der Bewegung eines Rotors im Feld anhand der numerischen Lösung der zugehörigen Differentialgleichungen durchgeführt. Es wird ein System von Differentialgleichungen 2. Ordnung behandelt, welches die Bewegung des Rotors im elektrischen Feld beschreibt.

Die Bewegungsgleichungen des Rotors gliedern sich in zwei Teile, der Bewegung des Mittelpunktes und der Neigung der Scheibe im Raum. Für die Mittelpunktsbewegung wird nur der Abstand zwischen den Elektroden und dem Rotor, also die vertikale Verschiebung in z-Richtung betrachtet, da es sich um ein rotationssymmetrisches Problem handelt. Die Variation der Neigung der Scheibe wird durch drei zeitabhängige Winkel (Eulerwinkel) festgelegt.

Diese beiden Teilbeschreibungen sind durch die elektrostatische Kraft miteinander gekoppelt. Die Anziehungskraft verändert sich nichtlinear mit dem Abstand (s. Abb. 4.5). dadurch ist die Kraft auf die Scheibe nicht nur vom Abstand, sondern auch von der Verkipfung des Rotor abhängig. Die Momente, die für eine Verkipfung des Rotors sorgen, sind wiederum vom Abstand abhängig.

Im Weiteren wird eine Lageregelung durch eine Kopplung der elektrostatischen Kraft mit der Position der Scheibe eingeführt. Diese dient zur Untersuchung des Regelschemas und des Einflusses der Rotation auf die Regelung.

4.4.1.1 Mittelpunktsbewegung

Die Bewegung des Mittelpunktes S der Scheibe mit der Koordinate z wird durch eine Differentialgleichung 2. Ordnung beschrieben. Die Richtung der z-Achse zeigt in Richtung der Schwerkraft (Abb. 4.23).

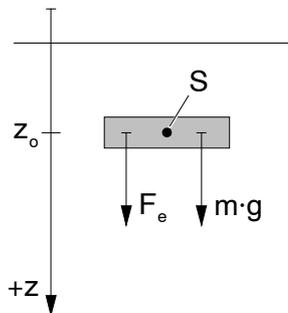


Abb. 4.23: Festlegung der Raumrichtung

Die Bewegungsgleichung lautet:

$$m\ddot{z} = F_e + mg \quad \text{Gl. 4.9}$$

mit $F_e = U^2 f_e$ (vgl. Gl. 4.1)

Um das Verhalten des Körpers bei Störungen abzuschätzen, wird die Gleichung Gl. 4.9 bis auf lineare Terme in z in der Nähe des Arbeitspunktes z_0 durch eine Näherung beschrieben. Dazu wird die elektrostatische bezogene Kraft f_e entwickelt:

$$f_e = f_{e0} + f_{e1}z + z^2 \dots$$

Die Rechnungen in Kap. 4.2 zeigen, daß

$$f_{e0} < 0 \text{ und } f_{e1} > 0 \text{ ist.}$$

Kap. 4: Theoretische Betrachtungen

Im Arbeitspunkt bei z_0 wird die elektrostatische Anziehungskraft durch die Gewichtskraft kompensiert. Die dafür notwendige Spannung U_0 ist :

$$U_0^2 = \frac{mg}{|f_{e0}|} \quad \text{Gl. 4.10}$$

Damit ergibt sich in linearer Näherung (für $U^2 = U_0^2$)

$$m\ddot{z} = U_0^2 f_{e1} z \quad \text{Gl. 4.11}$$

Die allgemeine Lösung dieser homogenen Differentialgleichung lautet:

$$z(t) = C_1 e^{\sqrt{\frac{U_0^2 f_{e1}}{m}} t} + C_2 e^{-\sqrt{\frac{U_0^2 f_{e1}}{m}} t} \quad \text{Gl. 4.12}$$

Für nicht verschwindende Koeffizienten C_1 und C_2 steigt der Wert von $z(t)$ exponentiell an, da der Term unter der Wurzel positiv ist. Auslenkungen (Störungen) des Gleichgewichtes im Arbeitspunkt führen daher dazu, daß $z(t)$ stetig anwächst. Die Scheibe befindet sich somit im Arbeitspunkt in einem labilen Gleichgewicht, daher ist eine Regelung notwendig, um die Scheibe in der Nähe des Arbeitspunktes zu halten.

Eine Regelung beeinflusst die Spannung je nach der Position $z(t)$ der Scheibe. Die Rückkopplung wird durch einen positionsabhängigen Teil der Spannung modelliert.

$$U^2 = U_0^2 + k_R z, \quad \text{Gl. 4.13}$$

wobei, k_R der Verstärkungsfaktor eines Proportional-Reglers (P-Regler) ist.

Damit ergibt sich in linearer Näherung:

$$m\ddot{z} = (U_0^2 f_{e1} + k_R f_{e0}) z \quad \text{Gl. 4.14}$$

Bei Wahl der Verstärkung k_R zu

$$k_R > \frac{U_0^2 f_{e1}}{|f_{e0}|} \quad \text{Gl. 4.15}$$

ergibt sich eine Lösung der Form

$$z(t) = D_1 e^{j\omega t} + D_2 e^{-j\omega t} \quad \text{Gl. 4.16}$$

mit der Kreisfrequenz ω .

$$\omega = \frac{1}{m} (U_0^2 f_{e1} + k_R f_{e0}) \quad \text{Gl. 4.17}$$

Die Werte von $z(t)$ oszillieren bei Störungen, d.h. die Scheibe bleibt in der Nähe des Arbeitspunktes.

Diese Überlegungen zeigen, daß das unregelte System instabil ist und durch einen Proportional-Regler (Regelverstärkung k_R) in ein System gewandelt werden kann, welches stabile Schwingungen um eine Arbeitslage ausführt. In der linearen Näherung verhält sich das geregelte System wie ein harmonischer Oszillator.

4.4.1.2 Rotation

Um die Lage des Rotors im Raum zu beschreiben, werden die Eulerwinkel (ϕ , θ , ψ) eingeführt. Sie beschreiben die Transformationen (Drehungen), welche ein ortsfestes Koordinatensystem (X_1) in ein mit dem Rotor mitbewegtes Koordinatensystem (X_2) überführen (Abb. 4.24) [KISo65].

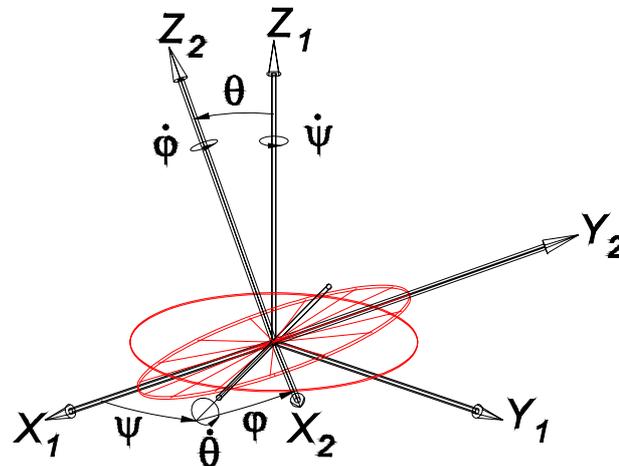


Abb. 4.24: Darstellung des ortsfesten Koordinatensystemes (X_1) und des rotorfesten Koordinatensystemes (X_2) mit der Angabe der Eulerwinkel

Die Bewegungsgleichungen für einen rotierenden Körper verknüpfen die Drehmomente M_2 mit den Drehimpulsen L_2 im rotorfesten Koordinatensystem :

$$\bar{M}_2 = \frac{d}{dt} \bar{L}_2 \tag{Gl. 4.18}$$

Da das Koordinatensystem X_2 rotiert, gilt für die Ableitung:

$$\frac{d}{dt} \bar{L}_2 = \frac{\partial}{\partial t} \bar{L}_2 - \bar{L}_2 \times \bar{\omega}_2 \tag{Gl. 4.19}$$

$$\text{mit } \bar{L}_2 = (J_{xx}\omega_{2x}, J_{yy}\omega_{2y}, J_{zz}\omega_{2z})^T \tag{Gl. 4.20}$$

und dem zeitlich konstanten Trägheitstensor J_{ij} ($i = x, y, z$)²⁰.

Diese Gleichungen führen zu einer Gruppe von Differentialgleichungen für die Winkelgeschwindigkeiten.

$$\begin{aligned} J_{xx} \dot{\omega}_{2x} &= (J_{yy} - J_{zz})\omega_{2y}\omega_{2z} + M_{2x} \\ J_{yy} \dot{\omega}_{2y} &= (J_{zz} - J_{xx})\omega_{2z}\omega_{2x} + M_{2y} \\ J_{zz} \dot{\omega}_{2z} &= (J_{xx} - J_{yy})\omega_{2x}\omega_{2y} + M_{2z} \end{aligned} \tag{Gl. 4.21}$$

Die Momente M_{2i} sind von der momentanen Lage und Position des Rotors abhängig und müssen für jede Position berechnet werden.

Die Winkelgeschwindigkeiten ω_{2i} sind nicht nur von den Ableitungen der Eulerwinkel nach der Zeit ($\dot{\phi}, \dot{\psi}, \dot{\theta}$), sondern auch von deren Sinus- bzw. Cosinus-Werten abhängig (Gl. A.11). Um die Eulerwinkel in Abhängigkeit von der Zeit zu erhalten, empfiehlt es sich, zu komplexen Variablen überzugehen [KISo65]. Durch die Einführung komplexer Größen wird die Mehrdeutigkeit der Winkelfunktionen bei der Lösung der Differentialgleichungen umgangen. (Für die Umformungen siehe Anhang A.4.)

²⁰ Für J_{ij} einer Scheibe siehe Tab. 4.3.

4.4.1.3 Rotation und Mittelpunktswegung

Die Kombination von Mittelpunktswegung und Rotation erfolgt dadurch, daß der Ursprung des rotorfesten Koordinatensystemes X_2 in den beweglichen Mittelpunkt gelegt wird. Die Gleichung Gl. 4.9 für den Mittelpunkt sowie die Gleichungen Gl. 4.21 und Gl. A.12 für die Rotation beschreiben die Bewegung des Rotors vollständig.

Bei der Berechnung der Kräfte und Momente muß darauf geachtet werden, daß das Kraftfeld nichtlinear ist. Für die Bestimmung der anziehenden bezogenen Kraft f_e in Gl. 4.9 bei geneigtem Rotor kann nicht die Kraft an der Stelle des Mittelpunktes benutzt werden, da in einem nichtlinearen Feld der Mittelpunkt eines Körpers nicht notwendigerweise der Schwerpunkt ist²¹. Ist die Scheibe geneigt ($\theta \neq 0$), so befindet sich eine Hälfte der Scheibe näher an den Elektroden ($z < z_0$) und die andere Hälfte etwas weiter von ihnen entfernt ($z > z_0$). Auf den Teil der Scheibe, der sich den Elektroden nähert, nimmt die Kraft zu, und auf den sich entfernenden Teil ab. Obwohl die Änderung der Abstände für beide Teile symmetrisch ist, gilt dieses nicht für die Änderung der elektrostatischen Kräfte. Die anziehende Kraft nimmt bei kleiner werdenden Abständen stärker zu als für größer werdende Abstände ab. Die Gesamtkraft F auf die Scheibe ist somit nicht durch die Kraft an der Position des Mittelpunktes der Scheibe gegeben. Die Kraft F nimmt aus diesem Grund bei einer Neigung zu (Abb. 4.25), wobei das Vorzeichen der Neigung unerheblich ist. Eine Bestimmung der Gesamtkraft F kann daher nur durch Integration der auf jedes Flächenelement des Rotors einwirkenden Kraft bestimmt werden. Dadurch, daß die anziehende Kraft auf den sich der Elektrode nähernden Teil des Rotors zunimmt und auf den sich entfernenden Teil abnimmt, entsteht bei einer Neigung ($\theta \neq 0$) ein Drehmoment M . Dieses Drehmoment M ist bestrebt die Scheibe weiter zu neigen und hat somit das gleiche Vorzeichen wie die Neigung θ (Abb. 4.26).

Die Vorgehensweise bei der numerischen Integration für die Berechnung der Kraft und des Momentes ist im Anhang A.6 beschreiben.

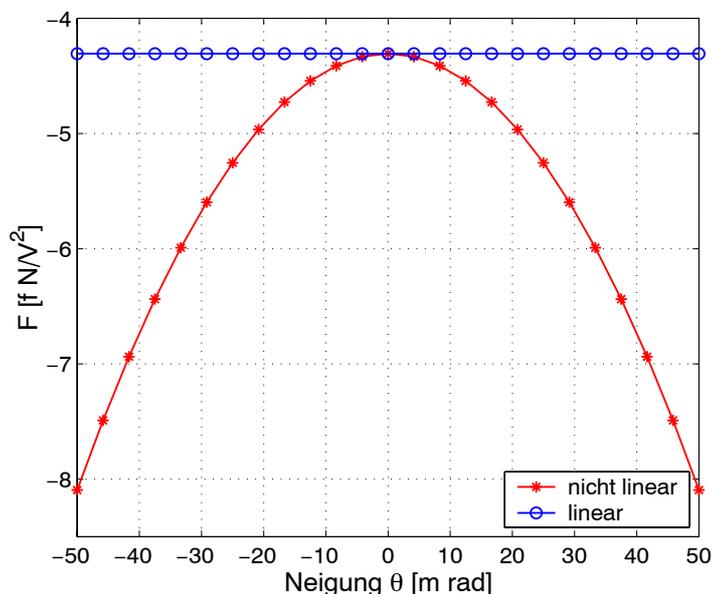


Abb. 4.25: Anziehende Kraft F auf eine Scheibe in einem linearen bzw. nichtlinearen Kraftfeld (nach Tab. 4.3) bei Variation der Neigung θ

²¹ Der Schwerpunkt ist der Punkt für den die Summe der Drehmomente Null ist und somit vom Kraftgesetz abhängig. Nur für den Fall eines linearen Kraftverlaufes fällt der Schwerpunkt mit dem Mittelpunkt eines Körpers zusammen.

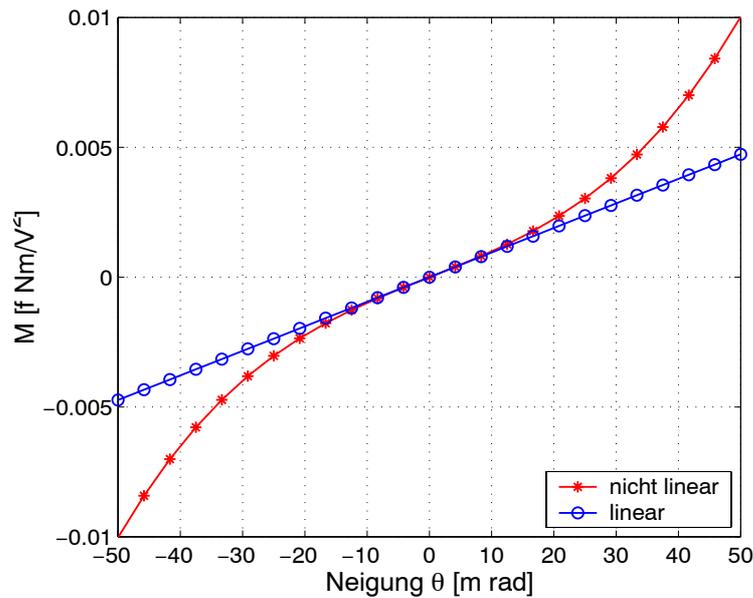


Abb. 4.26: Drehmoment M auf eine Scheibe in einem linearen bzw. nichtlinearen Kraftfeld (nach Tab. 4.3) bei Variation der Neigung θ

4.4.2 Rechnungen, Diagramme und Ergebnisse

Zur Veranschaulichung des Verhaltens einer Scheibe in einem nichtlinearen Kraftfeld sind numerische Rechnungen mit dem Programm Matlab [Mat] durchgeführt worden. Der Ablauf dieser Rechnungen ist im Anhang A.5 wiedergegeben.

Für die Rechnungen wurde das Kraftfeld, welches in Kap. 4.2 berechnet wurde, sowohl durch eine analytische, nichtlineare Funktion f_{en} angenähert als auch durch eine affine (lineare) Abbildung f_{el} beschrieben (vgl. Gl. 4.1):

$$f_{en} = -10^b \cdot z^a \quad \text{Gl. 4.22}$$

$$f_{el} = c \cdot z + d \quad \text{Gl. 4.23}$$

Die Koeffizienten $c = -a \cdot 10^b z_0^{a-1}$ und $d = -10^b z_0^a - c z_0$ wurden für den jeweiligen Arbeitsabstand z_0 berechnet. Die Spannung U (Gl. 4.8), um die Scheibe am Arbeitsabstand z_0 im Gleichgewicht mit der Gewichtskraft zu halten, ist bei paralleler Ausrichtung der Scheibe zu den Elektroden berechnet worden ($\theta_0 = 0$). Die Parameter für die Rechnungen sind, soweit für einzelne Rechnungen nicht anders angegeben, in Tab. 4.3 aufgeführt.

Radius	r	2.0 mm
Dicke	d	0.6 mm
Dichte	ρ	$3.25 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$
$f_{en} = -10^b \cdot z^a$	b	-2.20
(bei $z=z_0=0.1 \text{ mm}$)	a	-18.27
$f_{el} = c \cdot z + d$	d	$7.54 \cdot 10^{-6}$
(bei $z=z_0=0.1 \text{ mm}$)	c	$-1.10 \cdot 10^{-9}$
$J_{xx} = J_{yy} = \frac{1}{4} \rho \pi r^2 d \left(r^2 + \frac{1}{3} d \right)$		$1.25 \cdot 10^{-9} \text{ kg m}^2$
$J_{zz} = \frac{1}{2} \rho \pi r^4 d$		$4.9 \cdot 10^{-11} \text{ kg m}^2$

Tab. 4.3: Kennwerte für die Rechnungen zum dynamischen Modell

4.4.2.1 Ohne Regelung

Zunächst wird das Verhalten des Scheibe ohne eine Rückkopplung simuliert. Ausgehend von einer $\pm 1\%$ Abweichung des Arbeitsabstandes z_0 , als Störung des Gleichgewichtes, bewegt sich die Scheibe entweder zur Elektrode hin oder von ihr weg (Abb. 4.27).

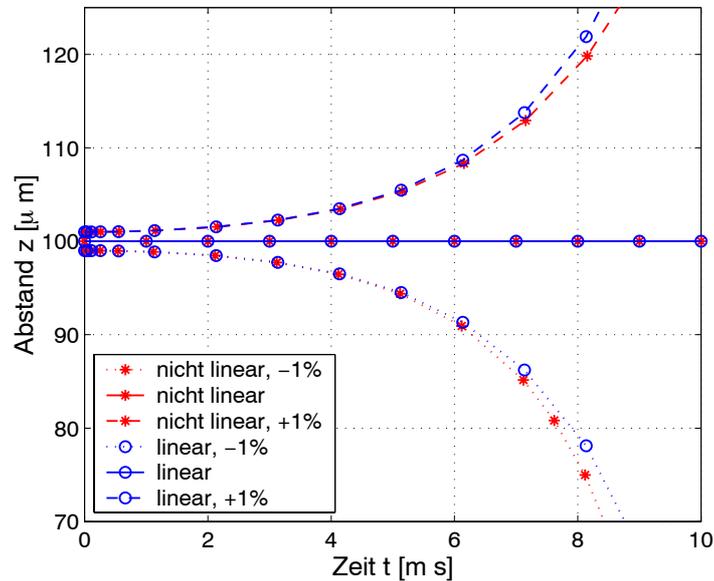


Abb. 4.27: Position z des Mittelpunktes einer Scheibe in einem Kraftfeld. Die Startwerte der Position betragen $+1\%$, $\pm 0\%$ und -1% der Gleichgewichtsposition. Das Feld ist linear bzw. nichtlinear angenommen (nach Tab. 4.3)

Die Abweichung von der Sollposition wächst für das nichtlineare Feld bei einer negativen Abweichung schneller und bei einer positiven Störung langsamer als für den linearen Fall. Dies kommt daher, da die Kraft f_{en} bei geringer werdenden Abstand schneller anwächst und bei größer werdenden Abständen langsamer abnimmt als die Kraft f_{ej} .

Bei einer Verkippung ($\theta \neq 0$) als Störung ist das Verhalten der Scheibe in der Näherung gegenüber der Linearisierung abweichend. Während bei der linearen Kraft die z -Position sich nicht ändert, bewegt sich die Scheibe in der nichtlinearen Näherung auf die Elektroden zu (Abb. 4.28). In beiden Fällen tritt eine weitere Drehung der Scheibe auf ($\theta \uparrow$, Abb. 4.29). Dieses Verhalten steht im Einklang mit den Überlegungen zu Abb. 4.26. Die Nichtlinearität der Kraft kann bei der Auslegung einer Abstandsregelung durch eine Aufbereitung des Abstandssignales berücksichtigt werden [YanWQ96].

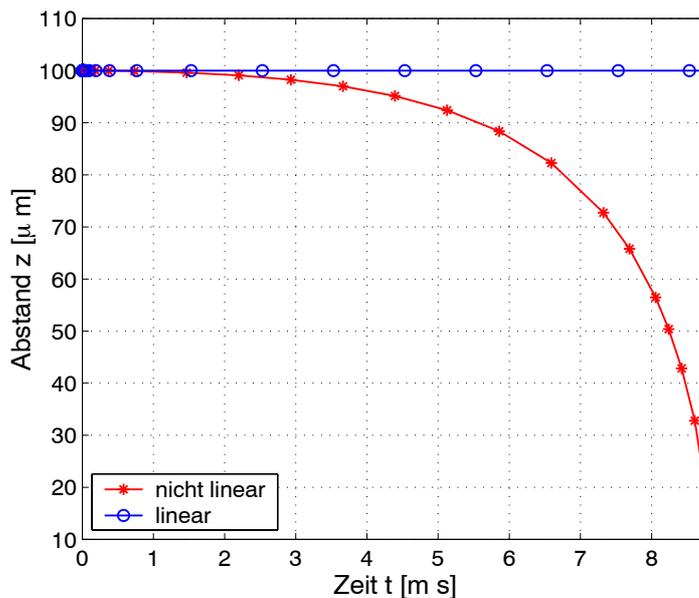


Abb. 4.28: Abstand z des Mittelpunktes einer Scheibe in einem Kraftfeld bei anfänglicher Verkipfung. Der Startwert der Neigung beträgt $\theta = 0.01$ rad. Das Feld ist linear bzw. nichtlinear angenommen (siehe Tab. 4.3)

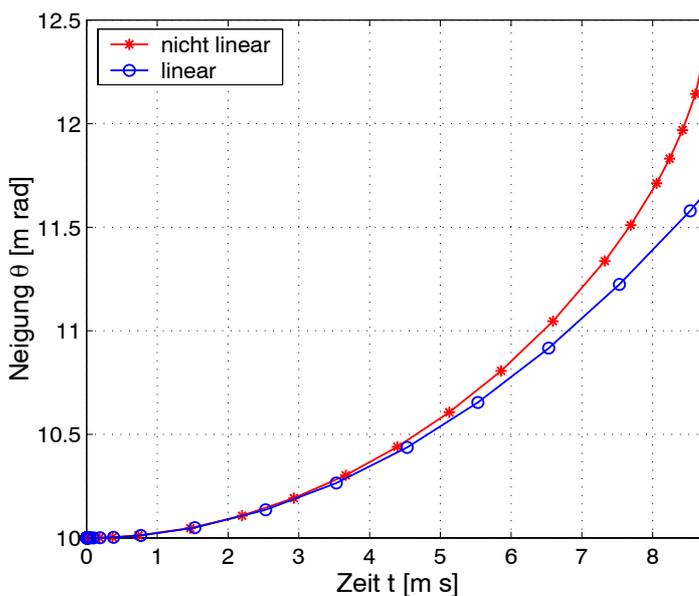


Abb. 4.29: Änderung der Neigung θ einer Scheibe in einem Kraftfeld. Der Startwert der Neigung beträgt $\theta = 0.01$ rad. Das Feld ist linear bzw. nichtlinear angenommen (siehe Tab. 4.3)

Wird die Scheibe in Rotation ($\omega_{2z} \neq 0$ für $t = 0$) versetzt, so kann eine anfängliche Neigung der Scheibe durch das Drehmoment des Feldes nicht direkt vergrößert werden. Aufgrund der Drehimpulserhaltung weicht die Drehachse aus, und die Neigung θ vergrößert sich kaum (Abb. 4.30) bei Annahme einer linearen Kraft. Für ein nichtlineares Kraftfeld jedoch steigt die Neigung an. Dieses bedeutet, daß eine vorhandene Fehlstellung der Scheibe nur schlecht von einer Regelung ausgeglichen werden kann.

Die Rechnungen ergeben weiterhin, daß die Verschiebung des Mittelpunktes in Richtung der Elektroden von der Rotation der Scheibe unbeeinflusst bleibt.

Kap. 4: Theoretische Betrachtungen

Für die Simulation ist $\omega_z = 40 \cdot 10^3 \text{ 1/s}$ gewählt worden, welches der maximal zulässigen Drehzahl bei dem verwendeten Material (AlN) entspricht (siehe Kap. 2.1) und da rotationsabhängige Effekte bei einer hohen Drehzahl deutlicher auftreten.

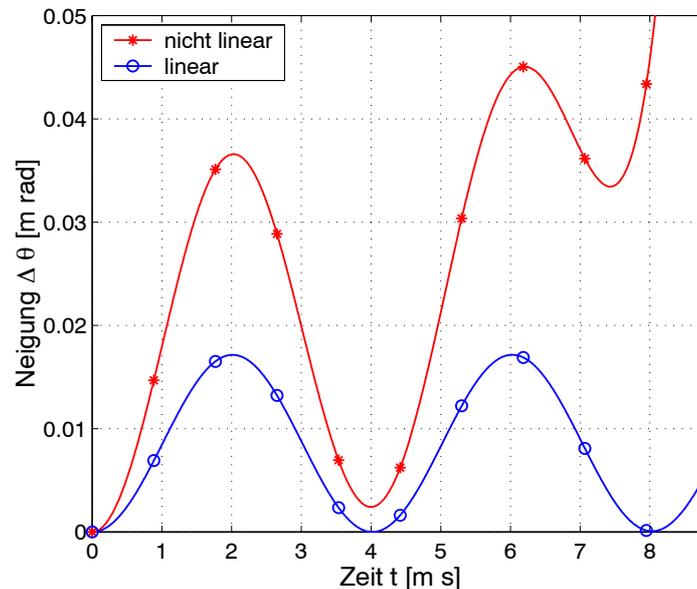


Abb. 4.30: Änderung der Neigung θ einer rotierenden Scheibe in einem Kraftfeld ($\omega_z = 40 \cdot 10^3 \text{ 1/s}$). Der Startwert der Neigung beträgt $\theta = 0.01 \text{ rad}$. Das Feld ist linear bzw. nichtlinear angenommen (nach Tab. 4.3)

4.4.2.2 Mit Regelung

Zur Festlegung des Regelschemas ist dem Gleichungssystem eine Rückkopplung hinzugefügt worden. Dazu wird der Abstand Rotor–Elektrode (z_i) an drei raumfesten Punkten berechnet und aus diesen Werten drei Spannungen U_i ermittelt.

$$(U_1, U_2, U_3)^T = \vec{k}_R (z_1, z_2, z_3)^T \quad \text{Gl. 4.24}$$

Jeweils eine der Spannungen U_i wurde einem Segment zugeordnet und die Berechnung der elektrostatischen Kräfte und Momente erfolgte für jedes Segment (Elektrodenfläche) getrennt.

Für den Fall, daß \vec{k}_R eine diagonale Matrix ist, besteht keine Kopplung zwischen den einzelnen Regelungen, d.h. jeder einzelne Abstand wird unabhängig von den anderen Abständen auf seinen Sollwert geregelt.

Eine voll besetzte Matrix hingegen ergibt eine Kopplung zwischen den einzelnen Kanälen. Diese ergibt sich, wenn nicht die Abstände, sondern ein Abstand und zwei Neigungswinkel kontrolliert werden [JinJ95] und für jeden einzelnen Wert ein anderer Kopplungsfaktor verwendet wird. Sind hingegen die Faktoren identisch, ergibt sich wiederum eine diagonale Matrix. Die numerischen Rechnungen zeigen, daß für eine Regelung die vereinfachte Annahme einer diagonalen Matrix ausreichend ist.

Im Einzelnen ergaben die Rechnungen eine Oszillation des Abstands z und des Winkels θ nach einer Auslenkung aus der Gleichgewichtslage (Abb. 4.31, Abb. 4.32). Die Position und Lage der Scheibe werden dabei in der Nähe der Gleichgewichtsposition gehalten. Eine Variation der Kopplung ergibt für ausreichend große Werte eine Veränderung der Frequenz der Schwingung. Die Frequenz der Schwingung erhöht sich dabei mit steigender Kopplung, welches mit Gl. 4.17 im Einklang steht.

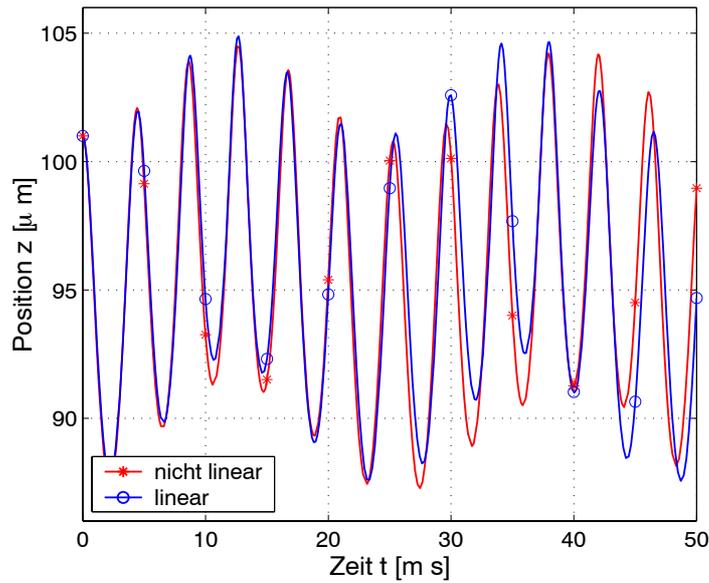


Abb. 4.31: Position z des Mittelpunktes einer Scheibe in einem Kraftfeld bei anfänglicher Verkippung θ und Auslenkung aus der Gleichgewichtsposition z_0 mit Abstandsregelung. Die Startwerte betragen $\theta = 0.01$ rad und $z = 1.01 \cdot z_0$. Das Feld ist linear bzw. nichtlinear angenommen (nach Tab. 4.3)

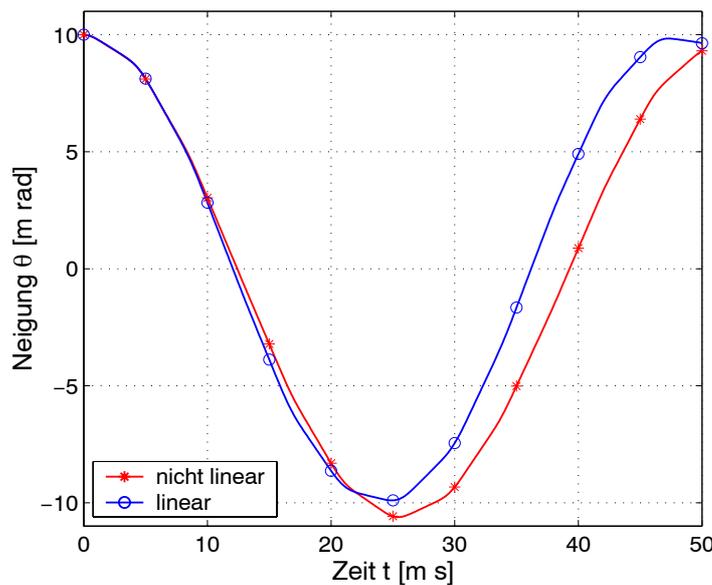


Abb. 4.32: Die Neigung θ einer Scheibe in einem Kraftfeld bei anfänglicher Verkippung θ und Auslenkung aus der Gleichgewichtsposition z_0 mit Abstandsregelung. Die Startwerte betragen $\theta = 0.01$ rad und $z = 1.01 \cdot z_0$. Das Feld ist linear bzw. nichtlinear angenommen (nach Tab. 4.3). (Die Nullstellen für den Winkel zeigen ein Durchschwingen der Neigung der Scheibe an.)

Werden die Simulationen mit einer rotierenden Scheibe durchgeführt, so ändert sich das Verhalten des Abstandes gegenüber einer ruhenden Scheibe nicht. Die Neigung θ der Scheibe hingegen kann durch die Regelung nicht verringert werden (Abb. 4.33). Die rotierende Scheibe weicht dem rückstellenden Moment der Regelung aus und fängt an zu präzedieren, so daß die Neigung θ nicht verringert werden kann.

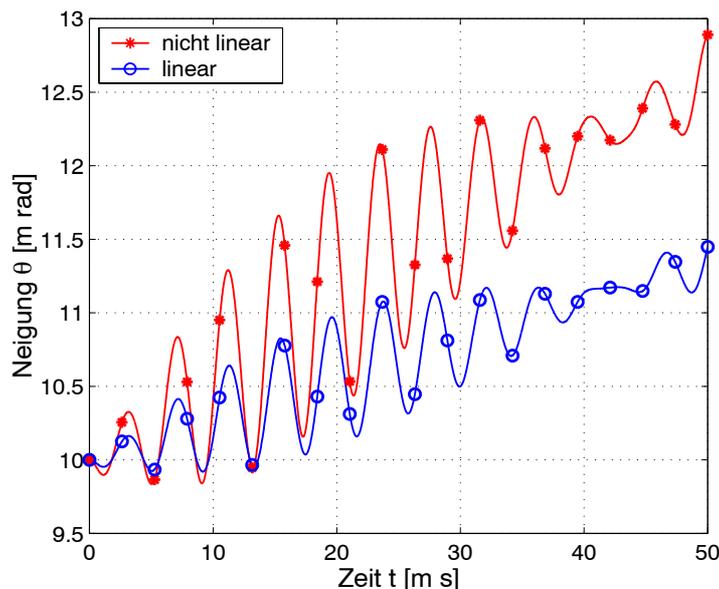


Abb. 4.33: Die Neigung θ einer rotierenden Scheibe in einem Kraftfeld bei anfänglicher Verkippung und Auslenkung aus der Gleichgewichtsposition mit Abstandsregelung. Die Startwerte betragen $\theta = 0.01$ rad, $z = 1.01 \cdot z_0$ und $\omega_z = 40 \cdot 10^3$ 1/s. Das Feld ist linear bzw. nichtlinear angenommen (nach Tab. 4.3)

Die numerischen Simulationen zeigten:

- Für die Lagestabilisierung einer Scheibe genügt es, die Abstände zwischen Rotor und Elektrode an drei Stellen zu messen und diese Abstände „direkt“ auszuregeln. Eine Umrechnung der Abstände in die Neigungswinkel und der Position des Mittelpunktes der Scheibe, um diese Hilfsgrößen zu regeln [JinJ95], ist nicht notwendig.
- Bei rotierenden Scheiben ist der Ansatz einer festen, diagonalen Koppelmatrix \vec{k}_R nicht ausreichend, da der Rotor zu präzedieren anfängt. Diese Präzession muß durch ein anderes, drehzahlabhängiges Regelschema ausgeglichen werden. Die einzelnen Kopplungsfaktoren sind von der Drehzahl abhängig, da das Bestreben des Rotors, einem Drehmoment auszuweichen, von der Umlauffrequenz bestimmt wird. Außerdem werden für die Bestimmung der Elektrodenspannungen nicht nur der entsprechende Abstand sondern auch die restlichen Abstände verwendet (d. h. nicht diagonale Matrix).

5 Beschreibung der experimentellen Aufbauten

Für die Durchführung von experimentellen Untersuchungen zum Verhalten eines Rotors in einem drehenden oder geregelten elektrostatischen Feld sind elektrische und mechanische Aufbauten notwendig. Zu den elektrischen Gerätschaften gehören Elektroden zur Formung der Felder, ein optisches Abstandsmeß-System und die Komponenten einer Abstandsregelung. Die mechanischen Aufbauten dienen zur Durchführung von Versuchen zur Abstandsmessung, Rotation und Levitation.

5.1 Elektrische Komponenten

Zur Untersuchung des Verhaltens eines Rotors im elektrostatischen Feld werden verschiedene elektrische Komponenten benötigt.

Die Felder werden mit Hilfe von Elektroden erzeugt, welche für jeden Teilaspekt der Experimente eine jeweils speziell angepaßte Geometrie besitzen. Dabei handelt es sich um Elektroden zur Untersuchung der Rotation, der Levitation und der Kombination aus beiden.

Bei den elektrostatischen Kräften handelt es sich um rein anziehende Kräfte, weshalb eine Abstandsmessung und eine Regelung der Feldstärke erfolgen muß, um die Scheibe in einem festen Abstand zu den Elektroden zu halten. Daher ist ein Abstandsmeß-System mit einer Auflösung $< 1 \mu\text{m}$ und eine elektrische Regelung aufgebaut worden.

5.1.1 Elektroden

Das Layout für die Elektroden wurde mit einem CAD-Programm erstellt. Das Material, aus denen die Elektroden hergestellt wurden, war in den meisten Fällen ein mit Kupfer beschichtetes Platinenmaterial (glasfaserverstärkter Kunststoff aus der Elektronikfertigung) oder mit Gold beschichtete Keramikplatten (Aluminiumnitrid, AlN). Die verschiedenen Platinen wurden mittels Ätzverfahren²² oder durch Fräsen von Isolationsgräben²³ bearbeitet. Die Geometriedaten des CAD-Programms sind für das Ätzverfahren mit einem Laserbelichter auf einen Film bzw. für die Isolationsgrabenfräsung zu einem Fräs-Bohr-Plotter übertragen worden. Die Herstellung von Platinen durch Fräsen von Isolationsgräben hat den Vorteil, daß die Fertigung direkt ohne Zwischenstufen stattfindet. D. h. in einer Anlage können die Gräben gefertigt und die Löcher für Durchkontaktierungen gebohrt werden, ohne daß das Werkstück umgespannt wird. Dadurch wird ein Versatz zwischen den Gräben und den Bohrungen vermieden. Nachteilig beim Fräsen ist, daß Grate entstehen können (besonders an Einmündungen von Isolationsgräben, wenn die Metallbeschichtung nicht abgetragen, sondern nur verdrängt wird). Der Ätzprozeß hingegen rundet Kanten ab und verringert somit die Gefahr von elektrischen Überschlügen an Spitzen.

Bei den beschichteten Keramikplatten besteht die Beschichtung aus mehreren Schichten verschiedener Metalle, die aufgedampft oder aufgesputtert werden. Das der Keramik zugewandte Metall dient als Haftvermittler und das äußere Metall dem Schutz vor Oxidation. Die Keramikträger haben gegenüber den Kunststoffplatinen den Vorteil, daß sie eine geringere Oberflächenrauigkeit aufweisen und ebener sind. Die Elektroden können nicht durch mechanisches Fräsen von Isolationsgräben prozessiert werden, da das Keramikmaterial den Fräser zu schnell verschleißt und die Gefahr des Zerspringens der

²² Ein Ätzverfahren besteht aus folgenden Fertigungsschritten: Herstellung eines Filmes, Belichten einer mit Fotolack und Kupfer beschichteten Platine, Entwickeln derselben und Wegätzen des Kupfers zur Erzeugung von Isolationsbereichen.

²³ Bei dem Fräsen von Isolationsgräben wird in bestimmten Bereichen Material mechanisch (spanabhebend) entfernt.

Keramik sehr hoch ist. Als Alternative dazu bietet sich die Bearbeitung mit dem Laser an. Durch ein direktschreibendes laser-gestütztes Verfahren ist es möglich Leiterbahnen auf mit Metall beschichteten Keramikträgern zu erzeugen (Kap. 7) und gleichzeitig zu bohren [BähR99b].

Je nachdem, ob die Felder für die Rotation, Levitation oder für die Kombination von beiden erzeugt werden sollen, unterscheiden sich die Elektroden in ihrer Geometrie.

5.1.1.1 Rotation

Für die Rotation der Scheibe wird ein elektrisches Drehfeld benötigt. Ein stetiges Drehfeld, wie es in Kap. 4.3 angenommen ist, läßt sich technisch nicht realisieren. Das stetige Feld wird durch ein stufenförmiges Feld angenähert. Dazu wird eine ring- bzw. kreisförmige Elektrode in $m \cdot p$ Segmente (Teilelektroden $t_{m,p}$) unterteilt (s. Abb. 2.7). Die Zahl m ist die Periodizität bzw. Zähligkeit des Feldes, d.h. die Anzahl der Minima bzw. Maxima des Feldes entlang des Umfangs. Je höher diese Anzahl ist, desto größer ist das erzeugte Drehmoment. Durch eine Diskretisierung wird jede Periode m in p Teile ($t_{m,1}$ bis $t_{m,p}$) zerlegt. Jedes Segment $t_{i,p}$ einer Periode ist mit den zugehörigen Teilelektroden $t_{k,p}$ der anderen Perioden verbunden. Für jede dieser p Gruppen von Teilelektroden wird eine gesonderte Spannung benötigt. Diese Spannungen sind jeweils um $\alpha = 360^\circ/p$ gegenüber der Spannung des Nachbarsegmentes phasenverschoben. Je feiner die Teilung ist, desto besser wird ein stetiger Verlauf des Feldes erreicht. Die durch die Diskretisierung des Feldes entstehenden Fourierkomponenten führen zu einer Verringerung des Drehmoments. Sie können sogar gegenüber dem Drehmoment der Grundwelle überwiegen und die Drehrichtung des Rotors umkehren [CalJH95, KrePT85].

Aus praktischen Gründen wurde eine Zähligkeit von $m = 4$ bzw. $m = 8$ und eine Unterteilung der Welle in $p = 3$ Spannungswerte ($\alpha = 0^\circ, 120^\circ, 240^\circ$) vorgenommen.

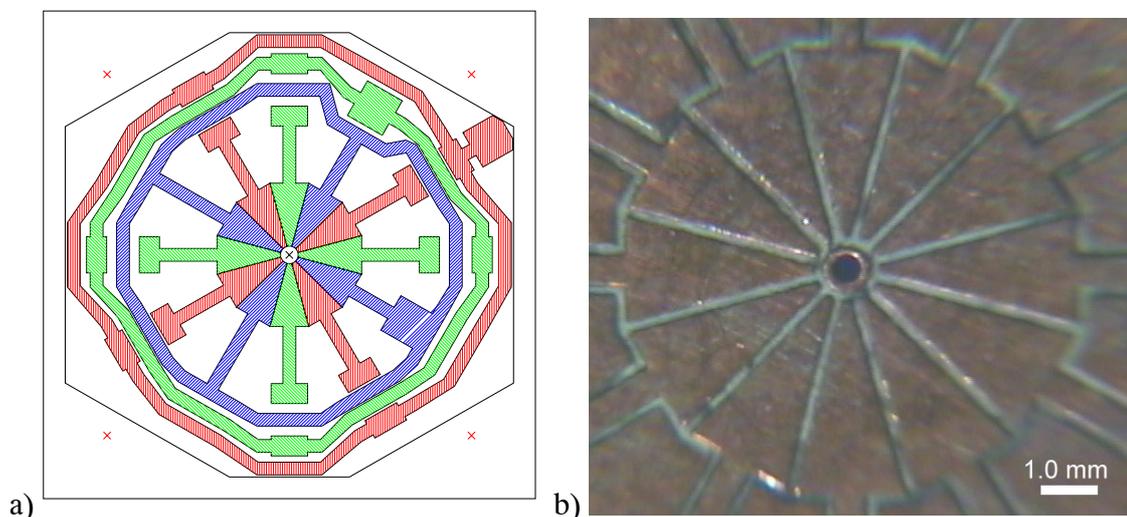


Abb. 5.1: a) Elektrodenkonfiguration für Rotationsversuche mit einem 3-Phasen Drehfeld und 4-facher Zähligkeit (gleiche Schraffur bedeutet gleiches Potential, Brückenverbindungen durch 0Ω Widerstände in SMT (surface mounted technology) Ausführung) b) Fotografie des Innenbereiches der Elektrodenkonfiguration für Rotationsversuche (Durchmesser der Mittelbohrung 0.5 mm, Herstellungsverfahren: gefräst)

Die Zuführung der Spannungen erfolgt über drei Lot-Pads im Außenbereich, woran sich jeweils eine ringförmige Leiterbahn anschließt (Abb. 5.1 a). Die segmentförmigen Teilelektroden im Innenbereich (Abb. 5.1 b) sind über SMT-Brücken (SMT, surface mounted technology) mit der jeweiligen ringförmigen Leiterbahn verbunden.

Für Versuche, bei denen die Elektroden seitlich des Rotors angeordnet sind, befindet sich in der Mitte der Platine eine Bohrung. Diese Bohrung hat einen um etwa 0.1 mm größeren Radius als der Rotor.

5.1.1.2 Levitation

Die für die Levitation notwendigen Felder müssen die Gewichtskraft kompensieren und werden daher mit einer Elektrode oberhalb der Scheibe erzeugt (Abb. 4.1). Die Elektrodenkonfiguration besteht aus einem kreisförmigen inneren und einem ringförmigen äußeren Bereich. Wie die Überlegungen in Kap. 4.1.4 und die Rechnungen in Kap. 4.2 zeigen, muß die Feldstärke auf den Abstand Scheibe – Rotor geregelt werden. Die ringförmige Elektrode wird in drei Segmente unterteilt, da die Lage eines Körpers im Raum durch drei Punkte bestimmt ist. Jedes dieser Segmente wird getrennt angesteuert, wobei die Spannungen jeweils von einem Kanal einer Abstandsregelung bestimmt werden.

Bei dem in Abb. 5.2 a dargestellten Layout einer Levitationselektrode hat die innere Elektrode einen Radius von 0.45 mm und der Ring der äußeren Elektroden einen Innenradius von 0.55 mm und einen Außenradius von 1.35 mm. Der Außenring in dieser Version ist in sechs Teile unterteilt, wobei jeweils zwei benachbarte Segmente mit demselben Potential verbunden sind und nur getrennt wurden, um Raum für die Abstandssensoren zu erhalten. Der Innenbereich einer solchen Elektrodenkonfiguration, gefertigt aus einer mit Gold beschichteten AlN-Keramik, ist in Abb. 5.2 b dargestellt.

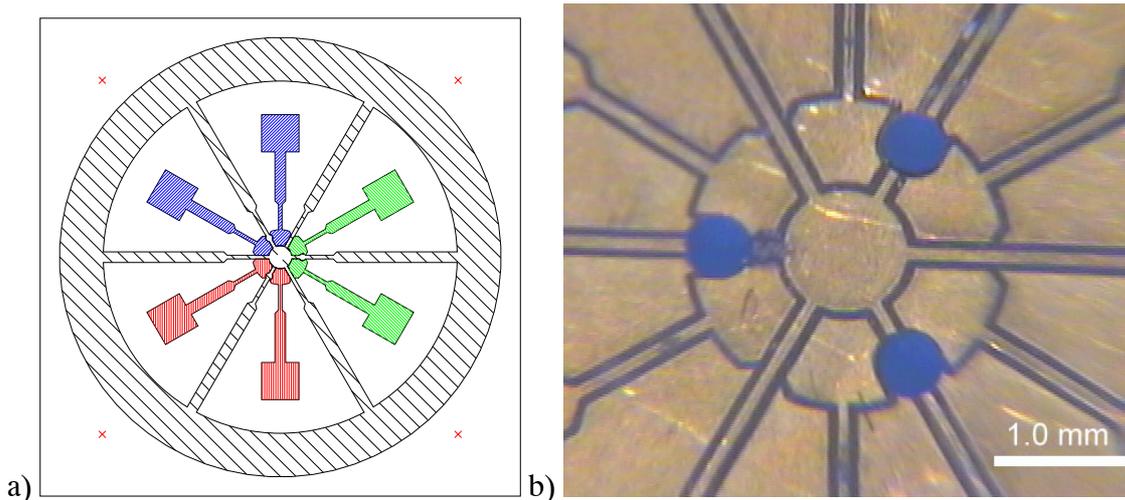


Abb. 5.2: a) Elektrodenkonfiguration für Levitationsversuche mit 3-zähliger Symmetrie und Löcher für die Abstandsmessung (gleiche Schraffur bedeutet gleiches Potential). b) Fotografie des Innenbereiches der Elektrodenkonfiguration für Levitationsversuche (Gold auf AlN-Keramik, Herstellungsverfahren: laserstrukturiert)

5.1.1.3 Levitation und Rotation

Für die Kombination der Rotation und der Levitation wird die Überlagerung eines Drehfeldes mit einem (geregelten) Feld für die Anhebung benötigt. Die Überlagerung der Felder kann durch die Kombination der Spannungen auf gemeinsam genutzten Elektroden oder durch die Kombination der Felder, erzeugt durch getrennte Gruppen von Elektroden, hervorgerufen werden.

Gemeinsam genutzte Elektroden

Bei gemeinsam genutzten Elektroden werden die Spannungen für die Rotation und Levitation kombiniert und dann den Elektrodenflächen zugeführt. Jede Elektrode erhält somit eine individuelle Spannung. Die Anzahl der verschiedenen Spannungen bzw. der Elektroden ergibt sich aus der Anzahl von Elektroden, die für das Rotationsfeld erforderlich ist. Diese Anzahl muß durch drei teilbar sein, damit die dreizählige Symmetrie für die Levitation erhalten bleibt. Die Kombination der Spannungen kann durch eine Überlagerung (Addition) oder Modulation (Multiplikation) erfolgen.

Für die Kombination durch Überlagerung können die Spannungen entweder mit Operationsverstärkern oder mit Hilfe von Transformatoren addiert werden. Die Verwendung von Transformatoren kann unmittelbar vor den Elektroden erfolgen. Die dort notwendigen Felder erfordern hohe Spannungen (bis in den Kilovolt Bereich), welche durch Transformatoren erzeugt oder verarbeitbar sind. Bei dem Einsatz von Standardoperationsverstärkern benötigt jede Elektrode einen HV-Verstärker, die bei Verwendung von Transformatoren nicht in der Anzahl erforderlich sind.

Die Modulation der Rotationsspannung durch die Levitationsspannung ist eine Methode, bei der die Amplitude der einzelnen phasenverschobenen Wechselspannungen für die Rotation durch die Levitationsspannung (proportional zum Abstand zwischen Rotor und Elektroden) bestimmt wird. Dieses kann durch einen spannungsgesteuerten Verstärker, durch einen (Dioden-Ring-) Mischer oder eine andere Art der Multiplikation von Spannungen (4-Quadranten Multiplizierer) erfolgen. Bei diesem Verfahren sollte der Frequenzbereich des Levitationssignals unterhalb der Frequenz des Drehfeldes liegen. Außerdem wird für jede Elektrodenfläche ein HV-Verstärker benötigt.

Getrennte Gruppen von Elektroden

Die für die Bewegung der Scheibe notwendigen Felder können auch räumlich getrennt erzeugt werden, d.h. mit zwei Elektrodengruppen. Die Elektroden für die Levitation müssen oberhalb des Rotors angeordnet sein, damit die anziehende elektrostatische Kraft der Gewichtskraft entgegen wirken kann. Die Rotationselektroden hingegen können sich ober- oder unterhalb der Scheibe befinden. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, die Elektroden in zwei Ebenen (ober- und unterhalb) oder in einer Ebene (nur oberhalb) unterzubringen.

Eine Ebene

Die Trennung der Elektrodengruppen für den Fall, daß diese in einer Ebene über dem Rotor angebracht sind, erfolgt durch die Unterteilung in einen inneren und einen äußeren Bereich. Die Elektrodengruppe, welche den konzentrischen äußeren Ringbereich belegt, erzeugt auf die Scheibe ein größeres Moment, da der Abstand zum Schwerpunkt des Rotors und somit der Hebelarm größer ist. Die Anzahl der Elektrodenflächen für die Rotation ist größer als die für die Levitation. Aus diesem Grund ist es einfacher, die Rotationselektroden in den Außenbereich zu legen, da dann die Leiterbahnführung vereinfacht wird. Die elektrischen Verbindungen von den inneren Levitationselektroden zu den Anschlüssen im Randbereich der Platine müssen dann die Rotationselektroden umgehen. Dieses kann durch die Verwendung von „Vorbeiführungen“ oder Durchkontaktierungen erfolgen.

Vorbeiführungen

Dabei werden die Leiterbahnen zu den Levitationselektroden zwischen den Elektrodenflächen der Rotationselektroden durchgeführt (Abb. 5.3).

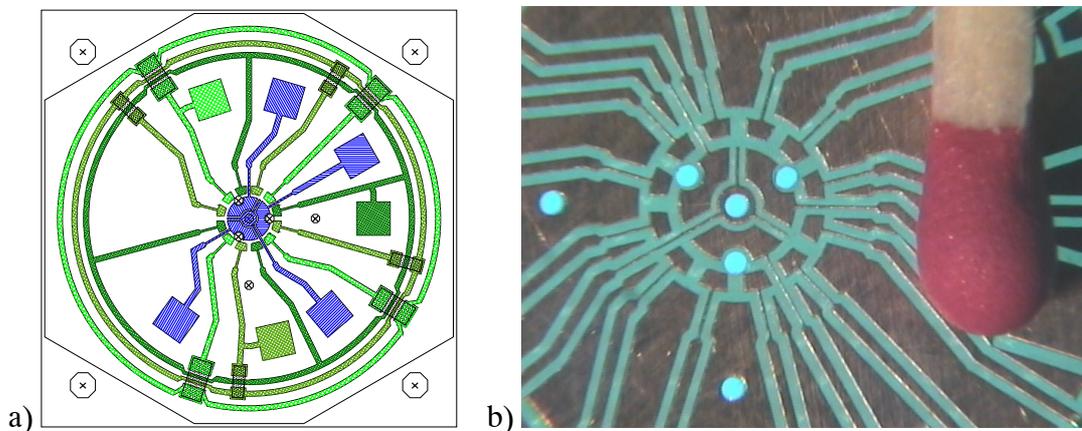


Abb. 5.3: a) Elektrodenkonfiguration für gleichzeitige Rotation und Levitation. (Einseitiges Design mit „Vorbeiführungen“) b) Fotografie des Innenbereiches der Elektrodenkonfiguration für Versuche zur Rotation-Levitation (Einseitiges Design mit „Vorbeiführungen“, Herstellungsverfahren: gefräst)

Dabei ist die Spannung zwischen den Levitations- und Rotationselektroden größer als die Potentialdifferenz innerhalb einer Elektrodengruppe. Die maximale Spannung an den Levitationselektroden beträgt z.B. 750 V und die Amplitude der Spannung an den Rotationselektroden 500 V_{ampl}. Die Potentialdifferenz zwischen zwei Levitationselektroden ist dann maximal 750 V und die Spannung zwischen zwei Rotationselektroden geringer als 500 V ($2 \cdot U_{\text{ampl}} \cdot \sin[\rho/2]$). Zum Zeitpunkt des negativen Maximums der Rotationsspannung beträgt die Spannung zwischen einer Levitations- und einer Rotationselektrode 750 V + 500 V = 1250 V. Diese hohe Potentialdifferenz liegt zwischen der Vorbeiführung und einer Rotationselektrode, welche nur durch einen Isolationsgraben getrennt sind. Dort ist somit die Gefahr von Überschlägen sehr hoch. Der Isolationsgraben kann aus Platzmangel aber nicht beliebig breit sein. Außerdem stört das von den Vorbeiführungen ausgehende Feld und der zusätzliche Abstand zwischen den einzelnen Rotationselektroden den Verlauf des Drehfeldes.

Durchkontaktierungen

In diesem Fall werden die Leiterbahnen zu den Levitationselektroden auf der Rückseite der Platine geführt und sind durch das Platinenmaterial von den Rotationselektroden getrennt. Dazu sind Durchkontaktierungen von der Vorderseite der Platine auf die Rückseite erforderlich. Durch die geringe Größe des gesamten Layouts sind die Durchmesser der Durchkontaktierungen auf eine Größe von max. 0.4 mm begrenzt. Außerdem dürfen die Durchkontaktierungen nicht auf der Vorderseite überstehen, da sie sonst in den Luftspalt hineinragen. Für die Ausführung der Durchkontaktierungen sind somit Drahtstücke und Hohlkugeln ungeeignet. Die Durchkontaktierungen werden deshalb durch Auffüllen mit einer fließ- und leitfähigen Paste bewerkstelligt (siehe auch Kap. 7), wie z. B. Kleber oder Leitlack. Bei der in Abb. 5.4 dargestellten Platine wurde für die Durchkontaktierung leitfähiger Silberlack verwendet, welcher an den Innenflächen der Bohrungen haftet und die Verbindung zwischen Ober- und Unterseite herstellt.

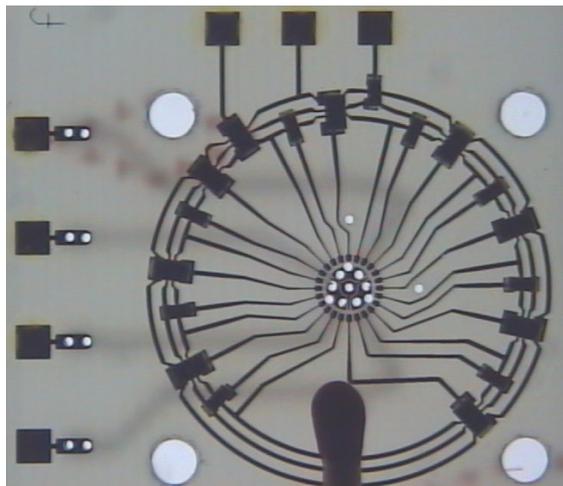


Abb. 5.4: Fotografie der Elektrodenkonfiguration für Versuche zur Rotation-Levitation (Einseitiges Design mit Durchkontaktierungen aus Leitsilber, Herstellungsverfahren: geätzt)

Zwei Ebenen

Bei dieser Anordnung befindet sich die Levitationselektrode oberhalb und die Rotations-elektrode unterhalb des Rotors. Dadurch wirken die jeweiligen elektrostatischen Kräfte in unterschiedliche Richtungen. Die Kraft der Levitationselektroden steht somit der Gewichtskraft und der Kraft der Rotationselektroden gegenüber.

Für den Versuch werden die beiden Elektroden mit dazwischen liegender dielektrischer Scheibe übereinander justiert und auf einen geringen Abstand gebracht. Die Bauteile (SMT-Brücken, Anschlüsse) für die Spannungszuführung ragen aus der Platinenebene heraus, was bei der Konstruktion der Platinen berücksichtigt werden muß. Eine Möglichkeit hierfür ist, die Rotationselektroden auf einen Stapel von Platinenmaterial aufzubringen (Abb. 5.5). Die Kontaktierung von der untersten Platine zu den Elektroden erfolgt mit Leitsilber an den Außenflächen des Stapels. Zur Isolation befindet sich eine Papierschicht auf den Metallflächen, um Kurzschlüsse durch metallisierte Scheiben zu verhindern. Durch das Papier hindurch sind die Segmente der Rotationselektrode zu erkennen.



Abb. 5.5: Untere Elektrodengruppe für Rotations-Levitations Versuche (Rotationselektrode, Herstellungsverfahren: gefräst)

Die Verteilung der verschiedenen Elektrodengruppen auf zwei Ebenen erzeugt eine in z-Richtung asymmetrische Feldverteilung.

5.1.2 Abstandsmessung

Für eine Lageregelung muß die Position des Scheibchens relativ zu den Elektroden bekannt sein. Dafür sind die Abstände zwischen Rotor und Elektrode an mindestens drei Stellen zu messen.

Die Messung der Abstände kann auf verschiedene Art und Weise erfolgen. Auswahlkriterium für das Verfahren ist neben der Auflösung und der Größe des Meßbereiches, daß die Bewegung des Rotors nicht gestört wird. Aus diesem Grunde kommt nur ein berührungsloses Meßverfahren, wie elektrische (kapazitive), optische oder magnetische (induktive), in Frage.

Wobei induktive Meßmethoden auf der Beeinflussung von magnetischen Feldern beruhen. Da der Rotor als Dielektrikum magnetische Felder nur gering beeinflusst, scheiden diese Meßmethoden jedoch aus.

5.1.2.1 Elektrische Verfahren

Diese Meßmethoden basieren auf der Auswertung der Änderung der Kapazität zwischen den Elektroden (vgl. Kap. 4.2.).

Dabei kann die Veränderung eines einzelnen Kondensators absolut [HorMN2000] oder im Vergleich mit einem Referenz-Kondensator [FedGK96] gemessen werden. Ebenso ist es möglich, die gegenläufige Kapazitätsänderung zweier Kapazitäten [KarBK95, JosV99] zu nutzen. In den zitierten Arbeiten werden die in den Meßkondensatoren erzeugten Felder und Kräfte nicht zur Levitation benutzt, da es sich dort um mechanisch gelagerte Systeme handelt. Eine Möglichkeit der Kombination von Messung und Anhebung ist weiter unten beschrieben. Diese Verfahren arbeiten allerdings mit Kapazitäten und Strömen, die für einen Tischaufbau zu gering sind und nur bei miniaturisierten oder halbleitertechnischen Produktionsverfahren mit integrierter Elektronik handhabbar sind. Das gleiche gilt für Verfahren, welche die Kapazität als Teil des frequenzbestimmenden Elements eines Oszillators [GevHJ95, MinT96] ausnutzen oder die Verschiebung der Resonanzfrequenz eines Schwingkreises bewerten [KnoHW64, HeG96].

Bei einer Kombination von Levitation und Abstandsmessung gibt es keine eigenen Felder bzw. Elektroden für die jeweilige Aufgabe. Für die Detektion der Kapazitätsänderung, könnten die (Levitations- oder Rotations-) Elektroden mit einer Wechselspannung fester Amplitude beaufschlagt, und der Strom gemessen oder ein Wechselstrom konstanter Amplitude eingepreßt und die sich einstellende Spannung ausgewertet, werden²⁴. Letzteres hat die Vorteile, daß sich eine Spannungsänderung leichter messen läßt als eine Stromänderung und die Kräfte auf den Rotor nicht so stark vom Abstand abhängen.

²⁴ Bei Modulation oder Überlagerung der Levitationsspannung variiert die Amplitude oder der Gleichanteil der Spannung je nach Abstand Rotor-Elektrode (Stellgröße der Positionsregelung).

So ist bei einem Plattenkondensator die Kraft auf die Platten bei konstantem Wechselstrom vom Abstand unabhängig [BähR97]:

$$F = \frac{d}{dx} W = \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} C U^2 \right) = \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} \frac{l^2}{\omega^2 C} \right) = \frac{1}{2} \frac{l^2}{\omega^2 C^2} \frac{d}{dx} C$$

und für einen Plattenkondensator mit

$$C = \frac{\epsilon A}{x} \text{ wird die Kraft } F = \frac{1}{2} \frac{l^2}{\omega^2 \epsilon A}$$

5.1.2.2 Optische Verfahren

Als Grundprinzipien für optische Verfahren stehen die Auswertung der Reflexion, der Interferenz, der Rückstreuung und des Schattenwurfes des Rotors zur Auswahl. Eine Übersicht über diese Methoden ist in Tab. 5.1 gegeben.

Verfahren	Prinzip	Bemerkung
Reflexion	Messung der Ablenkung eines vom Rotor reflektierten Lichtstrahles	<ul style="list-style-type: none"> • Freier Zugang zum Rotor notwendig (wird durch die Elektrode verhindert) • Unterscheidung von vertikaler Verschiebung und Verkippung schwierig
Schatten-sensor	Messung der Intensität eines den Luftspalt zwischen Rotor und Elektrode passierenden Lichtstrahles	<ul style="list-style-type: none"> • Der Abstand wird über eine Sekante gemittelt
Interferometer	Messung des Interferenzmusters eines mit Hilfe des Rotors gebildeten Interferometers	<ul style="list-style-type: none"> • Mit Singlemode-Glasfasern ist eine lokale Messung durch die Elektroden möglich • Auflösung besser als die Wellenlänge • Singlemode Laser notwendig • Aufbau aufwendig
Rückstreuung	Messung der vom Rotor rückgestreuten Lichtintensität	<ul style="list-style-type: none"> • Mit Multimode-Glasfasern ist eine lokale Messung durch die Elektroden möglich. • Auflösung im μm-Bereich • Unkomplizierter mechanischer Aufbau

Tab. 5.1: Übersicht über Methoden der optischen Abstandsmessung

Ausgehend von Tab. 5.1 wurde für die Abstandsbestimmung das Verfahren der Rückstreuung gewählt. Bei diesem Meßprinzip wird der Rotor durch eine Glasfaser beleuchtet und die Intensität des rückgestreuten Lichtes gemessen. Als intensive Lichtquelle bietet sich ein Diodenlaser mit Faserkopplung an. Das von der Oberfläche des Rotors gestreute Licht wird von anderen Fasern aufgefangen, die um die Beleuchtungsfaser angeordnet sind und zusammen ein Faserbündel bilden. Diese Fasern leiten das Licht auf Photodioden, die ebenfalls einen Steckverbinder für Glasfasern besitzen. Der Zusammenhang zwischen dem Detektionssignal der Photodioden und dem Abstand ist nichtlinear [CooRO79]. Für zu geringe Abstände wird die Fläche der Detektionsfasern nicht ausgenutzt (Abb. 5.6, Position 1), bei zu großen Abständen geht der überwiegende Teil des gestreuten Lichtes an den Detektionsfasern vorbei (Abb. 5.6, Position 3). Außerdem nimmt die Intensität des gestreuten Lichtes mit dem Abstand ab. Es gibt somit einen Abstand, für den das Meßsignal maximal und dort die Steigung, d.h. die

Messauflösung, des Signals (Verhältnis der Änderung des Signal bei Variation des Abstandes) Null ist (vgl. Abb. 6.1).

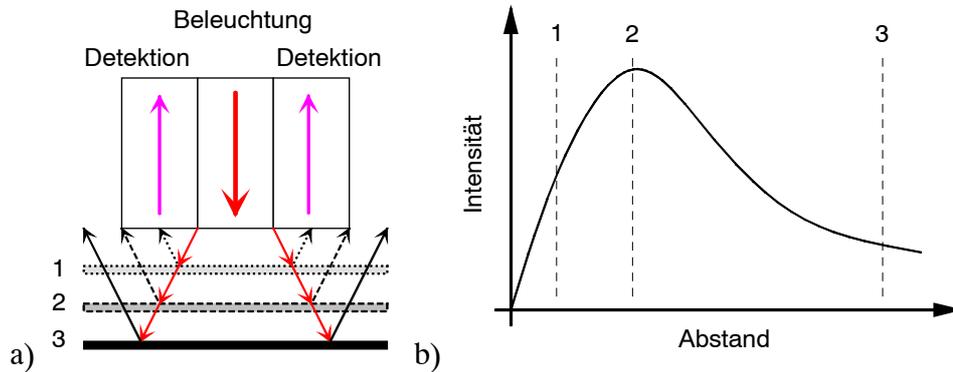


Abb. 5.6: Prinzip der Abstandsmessung durch Detektion des rückgestreuten Lichtes und Darstellung der detektierten Intensität. a) Prinzip, b) Intensitätsverlauf

Für den Einsatz in einer Regelung muß ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Signal und Abstand mit hoher Auflösung gegeben sein. Diese ist entweder an der positiven oder negativen Flanke des Meßsignals gegeben.

Um die Lage der Scheibe im Raum festzulegen, wird mit drei Faserbündeln an drei Stellen gemessen. Die Bündel werden von oben durch Bohrungen in der Platine an den Rotor herangeführt (Abb. 5.7, Abb. 5.3b).

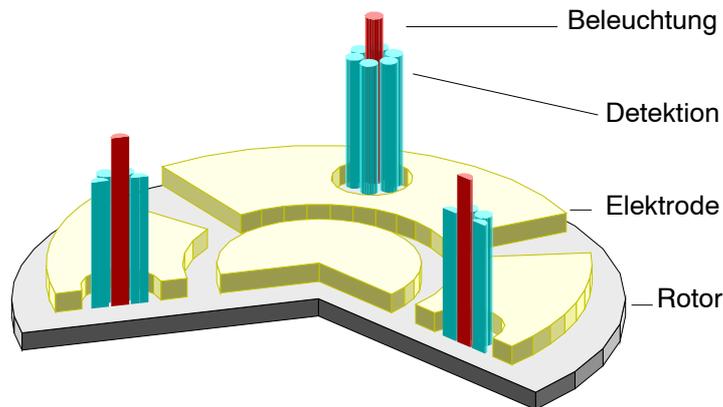


Abb. 5.7: Schema der Messung des Abstandes mittels Faserbündeln. Die Fasern zur Detektion empfangen das vom Rotor rückgestreute Licht aus den Beleuchtungsfasern.

Die Meßauflösung der Verkippung θ des Rotors hängt von dem Abstand zwischen den einzelnen Meßpunkten ab. Die Änderung des Abstandes $z = z_0 + \Delta z$ bei einem Abstand R der Meßpunkte beträgt bei einer Verkippung θ :

$$\Delta z = R \cdot \tan(\theta) \approx R \cdot \theta .$$

Daraus folgt, daß die Anforderungen an die Auflösung der Messung des Abstandes z zur Unterscheidung des gleichen Winkes θ mit kleiner werdendem Abstand R ansteigt.

Für die Versuche wurde eine Faserkonfiguration aus drei Faserbündeln mit jeweils sieben Fasern gewählt (Außendurchmesser der einzelnen Faser $50 \mu\text{m}$, $\text{NA} = 0.5$; [BTO]), wobei die zentrale Faser (Abb. 5.8, links, für die Beleuchtung) von sechs Fasern (Abb. 5.8, rechts, für die Detektion) konzentrisch umgeben ist. Die Detektionsfasern eines Bündels (Meßkanals) sind alle jeweils in einem Faserstecker (F-SMA) zusammengefaßt und

Kap. 5: Beschreibung der experimentellen Aufbauten

werden an eine Photodiode angeschlossen. Die zentralen Fasern besitzen ebenfalls Faserstecker zum Anschluß an je einen Diodenlaser. Jeder Kanal besitzt somit eine Lichtquelle und einen Detektor.

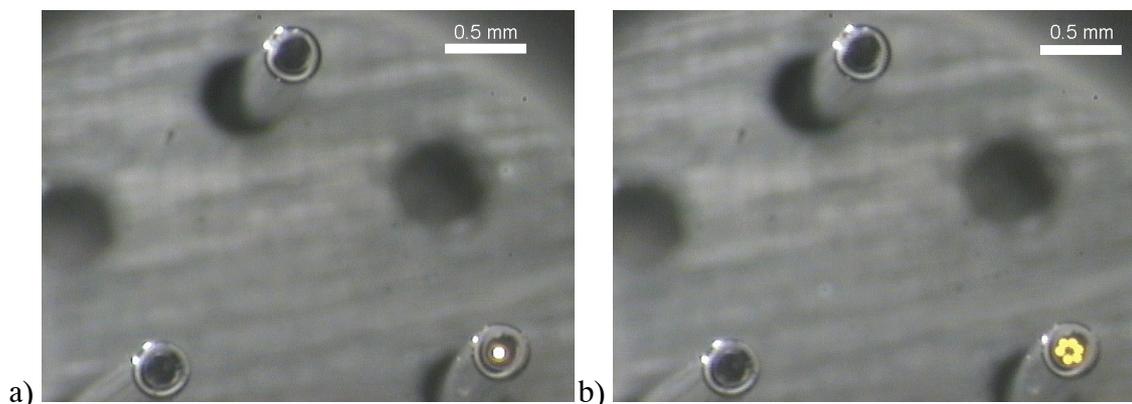


Abb. 5.8: Fotos der verwendeten Faserbündel (Außendurchmesser der Einzelbündel 0.37 mm), a) Beleuchtungsfaser illuminiert, b) Detektionsfasern illuminiert

Zur Verringerung des Rauschens wurde ein modulierendes Verfahren [ShiA95] mit phasenrichtiger Gleichrichtung durch geschaltete Operationsverstärker OPA676, ([BB]) oder kommerzielle Lock-In Verstärker [FEMTO] verwendet. Dabei wird die Lichtquelle moduliert (An-Aus, ca. 70 kHz) und das detektierte Signal anschließend demoduliert (Abb. 5.9). Die Modulation des Meßsignales ermöglicht es, die Vorverstärker als Wechselspannungsverstärker auszulegen (Verringerung von DC-Driften, Einsatz von Bandfiltern). Die Demodulation setzt das Meßsignal aus dem NF-Bereich in den DC-Bereich um. Eine anschließende Filterung zur Unterdrückung der Modulationsfrequenz reduziert das Rauschen weiter, verringert jedoch die Bandbreite des Abstandssignals.

Die Verwendung von einem Diodenlaser pro Faserbündel ermöglicht es, das optische Übersprechen zwischen den einzelnen Kanälen zu verringern, sofern unterschiedliche Modulationsfrequenzen gewählt werden.

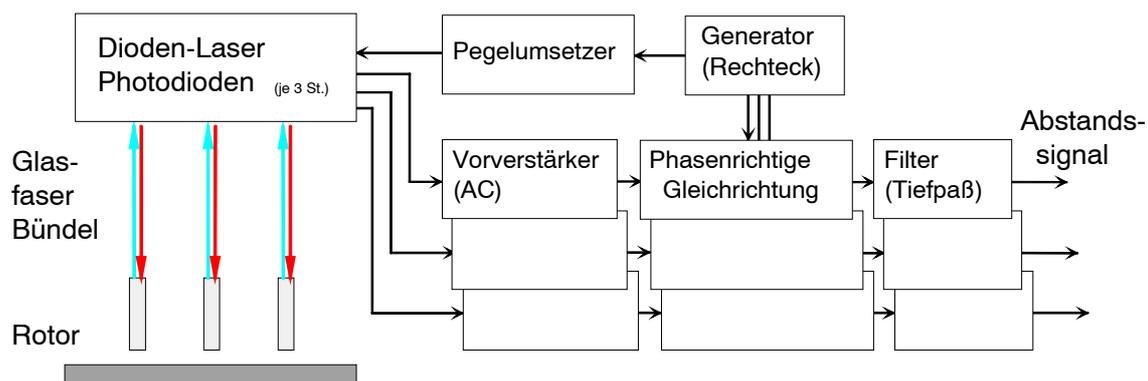


Abb. 5.9: Blockschaltbild der Abstandsmessung

5.1.3 Regelungselektronik

Die Regelung dient dazu, den Abstand zwischen dem Rotor und der Elektrode zu stabilisieren.

Im Arbeitspunkt befindet sich das Scheibchen in einem labilen Gleichgewicht, da elektrostatische Kräfte auf ungeladene Körper nur anziehend wirken. Wenn sich im Arbeitspunkt (Arbeitsabstand) die elektrostatischen Kräfte und die Gewichtskraft kompensieren, so überwiegt eine der beiden Kräfte bei einer geringen Störung der Position bzw. der Kräfte (z.B. durch Spannungsschwankungen) und das Scheibchen entfernt sich immer weiter von den Elektroden oder wird bis an die Elektroden gezogen (Elektroden oberhalb des Rotors). Eine Regelung verhindert dieses, indem sie je nach Abstand die elektrostatischen Kräfte reguliert. Hierzu wird der Abstand gemessen und die Elektrodenspannung angepaßt. Somit ist es möglich, den Abstand zwischen dem Scheibchen und der Elektrode konstant zu halten.

5.1.3.1 Formale Beschreibung

Allgemein besteht eine Regelschleife aus einem Regler und einer Strecke (Abb. 5.10), wobei bei einer Regelung (geschlossene Regelschleife) der Ausgang der Strecke auf den Eingang des Reglers rückwirkt [OppW60]. Im Gegensatz dazu ist die Schleife offen, wenn der Eingang des Reglers nicht durch das Ausgangssignal der Strecke beeinflusst wird (Steuerung).

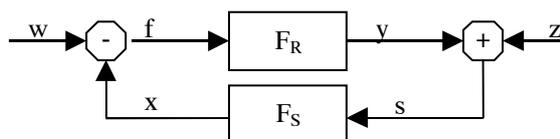


Abb. 5.10: Blockschaltbild eines Regelkreises (Legende siehe Tab. 5.2)

Für eine stabile Regelung wird der Regler F_R so dimensioniert, daß nach einer Störung das Ausgangssignal der Strecke F_S (Meßgröße x) wieder auf den geforderten Wert w geregelt wird. Dieser Wert heißt der Sollwert oder die Führungsgröße. Mit einem Sollwertvergleich wird der Istwert (Meßgröße x) von der Führungsgröße w subtrahiert (Fehlersignal $f = w - x$) und dem Regler F_R zugeführt. Der Regler F_R erzeugt aus diesem Signal die Stellgröße y , welche die Strecke F_S beeinflusst. Das Ausgangssignal der Strecke F_S , die Meßgröße x , wird wieder mit der Führungsgröße w verglichen, und der Schleifendurchlauf beginnt von vorn.

Diese Zusammenhänge werden durch folgende Gleichungen wiedergeben (Bezeichnungen siehe Tab. 5.2):

$$\begin{aligned} y &= f \cdot F_R = (w - x) F_R \\ x &= s \cdot F_S = (y + z) F_S \end{aligned} \tag{Gl. 5.1}$$

F_R : Regler	y : Stellgröße
F_S : Strecke	z : Störgröße
w : Führungsgröße	s : Hilfsgröße
f : Fehlersignal (Regeldifferenz)	x : Meßgröße

Tab. 5.2: Bezeichnungen der Regelgrößen

Der Regler und die Strecke als Blöcke der Regelschleife werden durch ihre Transfer- bzw. Übertragungsfunktion F beschrieben. Sie ist das Verhältnis von Ausgangssignal zu

Eingangssignal eines Blockes im eingeschwungenen Zustand. Angegeben wird sie als eine komplexwertige Funktion in Abhängigkeit von der Frequenz f ²⁵.

Gebräuchliche graphische Darstellungen sind das Bode-Diagramm und das Nyquist-Diagramm. In einem Bode-Diagramm wird der Betrag (der Amplitudengang) und die Phase (der Phasengang) in zwei Graphen in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Das Nyquist-Diagramm ist die Ortskurvendarstellung der Transferfunktion in der komplexen Ebene mit der Frequenz als Parameter (Laufvariable).

Ein Regelkreis ist instabil, wenn bei einer verschwindend geringen Störung z die Stellgröße y eine endliche Änderung erfährt²⁶. Den Zusammenhang zwischen Störgröße z und Stellgröße y bildet die Störübertragungsfunktion F_Z .

$$F_Z = \frac{y}{z} = \frac{-F_S F_R}{1 + F_S F_R} \quad \text{Gl. 5.2}$$

Somit ist die Regelung instabil, wenn die Störübertragungsfunktion F_Z einen Pol besitzt, d.h. ihr Nenner null ist. Der bestimmende Teil des Nenners ist das Produkt der Transferfunktionen von Regler und Strecke, d. h. die Transferfunktion $F_S F_R$ des offenen Regelkreises. Wird $F_S F_R = -1$, so ist der Nenner in Gl. 5.2 null und der Regelkreis instabil. Für den Fall, daß sie sich dem Wert -1 annähert, wird der Wert der Störübertragungsfunktion F_Z immer größer und das System neigt zu Regelschwingungen. Wird die Transferfunktion $F_S F_R$ in einem Nyquist-Diagramm dargestellt, so wird der Regelkreis instabil, falls der Punkt $(-1,0)$ ²⁷ von der Kurve eingeschlossen wird. Dieses Kriterium für die Instabilität von Regelungen heißt vereinfachtes Nyquist-Kriterium. Nähert sich die Kurve dem Punkt $(-1,0)$, so neigt der Regelkreis zu Schwingungen.

Die Übertragungsfunktion $F_S F_R$ kann hier, da die Strecke instabil ist, nur indirekt in der geschlossenen Regelschleife gemessen werden, z. B. durch Messung der Störübertragungsfunktion F_Z und anschließender Umformung.

$$F_S F_R = \frac{-F_Z}{1 + F_Z} \quad \text{Gl. 5.3}$$

Eine andere Bezeichnung für die Transferfunktion $F_S F_R$ ist die Schleifenverstärkung, da sie angibt, wie eine Signaländerung am Eingang des Reglers am Ausgang der Strecke verstärkt wird.

²⁵ Allgemeiner werden Transferfunktionen in Abhängigkeit von einer komplexen Größe $p = \delta + i \omega$ angegeben. Der Realteil δ beschreibt das Einschwingverhalten. Die Transferfunktion ist dann nicht das Verhältnis der Spannungen im eingeschwungenen Zustand.

²⁶ Entsprechendes gilt für die Führungsübertragungsfunktion $F_W = \frac{y}{w} = \frac{F_R}{1 + F_S F_R}$

²⁷ (Realteil, Imaginärteil)

Systemblöcke

Der gesamte elektronische Aufbau läßt sich in Funktionsblöcke unterteilen, die dem Regler oder der Strecke zugeordnet werden können. Grob gliedert sich die Elektronik in einen Teil für die Levitation (der Abstandsregelung) und einen für die Rotation (Abb. 5.11).

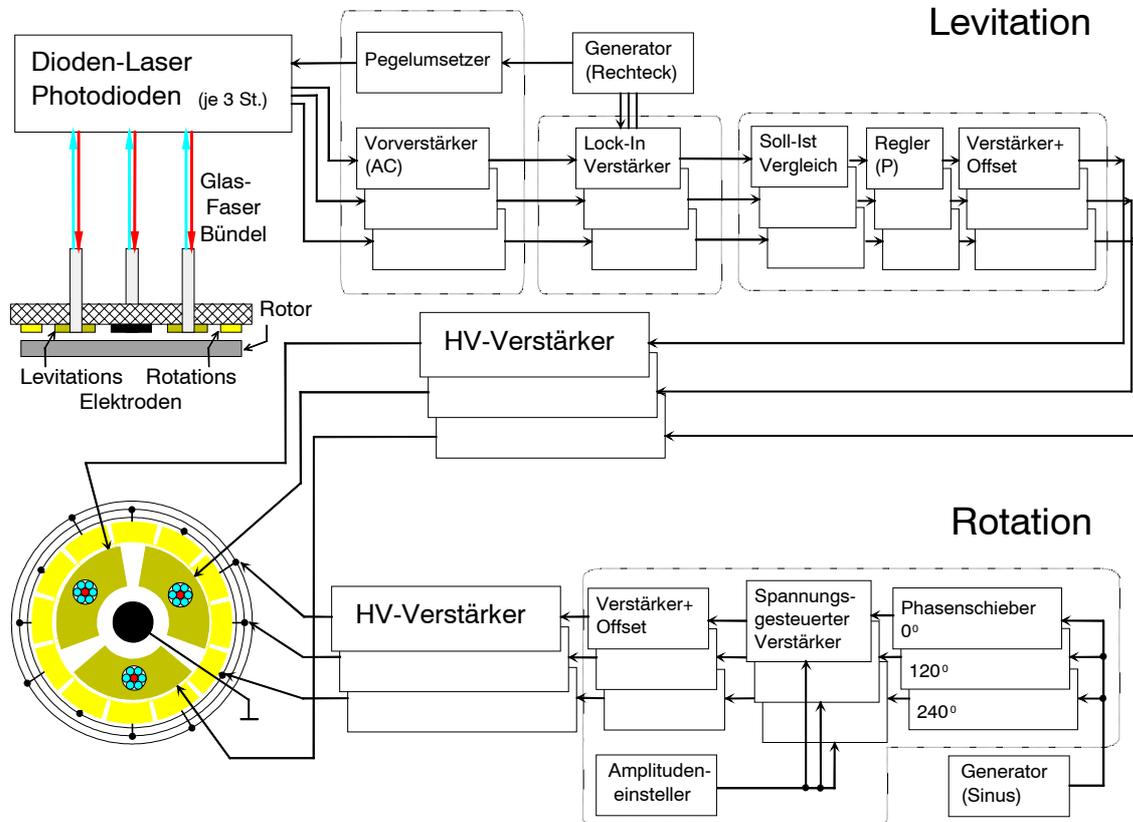


Abb. 5.11: Blockschaltbild des gesamten elektrischen Aufbaus

Die für die Abstandsregelung notwendigen Funktionsblöcke wurden wie folgt der Strecke und dem Regler zugeordnet:

Strecke

- Pegelanpassung (Verstärker zur Pegelanpassung und Offset)
- HV-Verstärker
- elektromechanische Baugruppe (Rotor, Elektroden)
- Abstandsmessung (Detektion, Lock-In)

Regler

- Regelverstärker

Diese Einteilung wurde so gewählt, daß die Sensoren (Abstandsmessung) und die Aktoren (HV-Verstärker) der Strecke zugeteilt werden, um die Spannungen des Fehlersignals f und der Stellgröße y in einen Spannungsbereich zu legen, der einfach zu messen ist ($\pm 5V$). Würde der HV-Verstärker noch zum Regler gehören, so hätte die Stellgröße y einen hohen Spannungswert (750V), der besondere Meßtechnik erfordert.

5.1.3.2 Realisierung für die Levitation

Abstandsmeß-System

Zur Abstandsmessung ist ein nach dem in Kap. 5.1.2 beschriebenen Verfahren arbeitendes (Diodenlaser, Glasfaser-System und Photodiode mit Vorverstärker), aus 3 Kanälen bestehendes Meßsystem aufgebaut worden. Die Diodenlaser werden synchron zu einem diskret aufgebauten bzw. in einer anderen Version zu einem kommerziellen Lock-In Verstärker moduliert (ca. 70 kHz, An-Aus Modulation). Für den diskreten Aufbau des Lock-In Verstärkers wurde ein geschalteter Operationsverstärker [BB, Typ: OPA676] verwendet, bei dem im Takt der Modulation das Vorzeichen der Verstärkung umgekehrt wird. Anschließend werden aus der Ausgangsspannung des Operationsverstärkers die Anteile der Modulationsfrequenz durch einen Tiefpaßfilter ausgefiltert. Bei Versuchen mit diesen Demodulatoren stellte sich der Gleichlauf der einzelnen Kanäle als ein Problem dar, d.h. die einzelnen Kanäle zeigten trotz folgender Anpassung der Meßauflösungen (Steigung, Offset) nach kurzer Zeit ein unterschiedliches Verhalten bei Variation des Abstands. Dieses konnte durch Verwendung von kommerziellen Lock-In Verstärkern verringert werden [FEMTO]. Auch bei Benutzung der kommerziellen Verstärker mußte die Meßauflösung angepaßt werden, da die optischen Komponenten und Vorverstärker nicht identisch sind.

Regelverstärker

Als Regelverstärker wurde ein Proportional-Regler (P-Regler) verwendet, da eine proportionale Rückkopplung ausreicht, um das System zu stabilisieren (Gl. 4.14). Dieser Regler und die Anpassung der Meßauflösung wurden mit Standardoperationsverstärkern für 5V Betriebsspannung ausgeführt.

HV-Verstärker

Für die Ansteuerung der Elektroden wurden HV-Verstärker [TREK, Typ: 50/750] benutzt, welche die Ausgangsspannungen der Operationsverstärker um den Faktor 150 verstärken. Bei Verwendung von 5V Regelverstärkern ergibt sich an den Levitationselektroden eine maximale Spannung von 750 V.

5.1.3.3 Realisierung für die Rotation

Dreiphasenwechselfrequenzquelle

Die für die Rotation erforderlichen Wechselfrequenzen mit einer Phasenverschiebung von jeweils 120° (siehe Kap. 5.1.1.2) werden aus einer Grundfrequenz (Phasenlage 0° , sin) und einer um 90° (cos) phasenverschobenen Spannung erzeugt. Die Phasenverschiebung von 90° wird mit Hilfe eines Phasenschiebers (Allpaß [TieC91]) gewonnen. Dieser generiert eine frequenzabhängige Phasenverschiebung von 0° bis 180° bei konstanter Amplitude. Diese beiden Wechselfrequenzen stehen orthogonal zueinander, daher lassen sich aus ihnen die gewünschten Spannungen mit unterschiedlichen Phasenverschiebungen durch Linearkombination bilden. Für die Bereitstellung der verschiedenen phasenverschobenen Wechselfrequenzen wurde der Umweg über die Generierung einer 90° Hilfsspannung gewählt, da bei Variation der Frequenz nur ein Phasenschieber (der Allpaß) abgeglichen werden muß. Würden die verschiedenen Phasenverschiebungen mit jeweils einem eigenen Phasenschieber erzeugt, so müßte jeder einzelne bei einer Frequenzveränderung neu eingestellt werden.

Überlagerungs/Modulations Baugruppe

Diese Baugruppe ermöglicht es, die Amplitude der phasenverschobenen Spannungen einzustellen oder in Abhängigkeit vom Abstand zu variieren. Zu diesem Zweck wird ein spannungsgesteuerter Verstärker (VCA, voltage controlled amplifier, [BB]) verwendet, bei

dem die Verstärkung entweder durch eine feste Spannung oder durch die Abstandsspannung eingestellt wird. Dadurch läßt sich eine Amplitudenmodulation seiner Ausgangsspannung durch eine Steuerspannung erreichen. Eine Überlagerung der Rotationsmit der Levitationsspannung kann durch Umgehen des VCA und einer anschließenden Addition mit einem Operationsverstärker erfolgen. Die Möglichkeit, die Amplitude der Rotationsspannung an den Abstand zu koppeln, wurde nicht weiter verfolgt, da die Anzahl der benötigten HV-Verstärker ansteigt. Die in der Amplitude eingestellten und phasenverschobenen Wechselspannungen werden um den Faktor 100 verstärkt und an die Elektroden geleitet [TREK, Typ: 601C].

5.2 Mechanische Komponenten

Für die Durchführung von Versuchen müssen die im vorigen Kapitel beschriebenen Elektroden sowie das Abstandsmeß-System gehalten und der Rotor in eine definierte Ausgangsstellung gebracht werden. Dafür ist ein Tischaufbau gefertigt worden (Abb. 5.12), der Experimente zur Abstandsmessung, Rotation, Levitation und Rotation-Levitation ermöglicht.

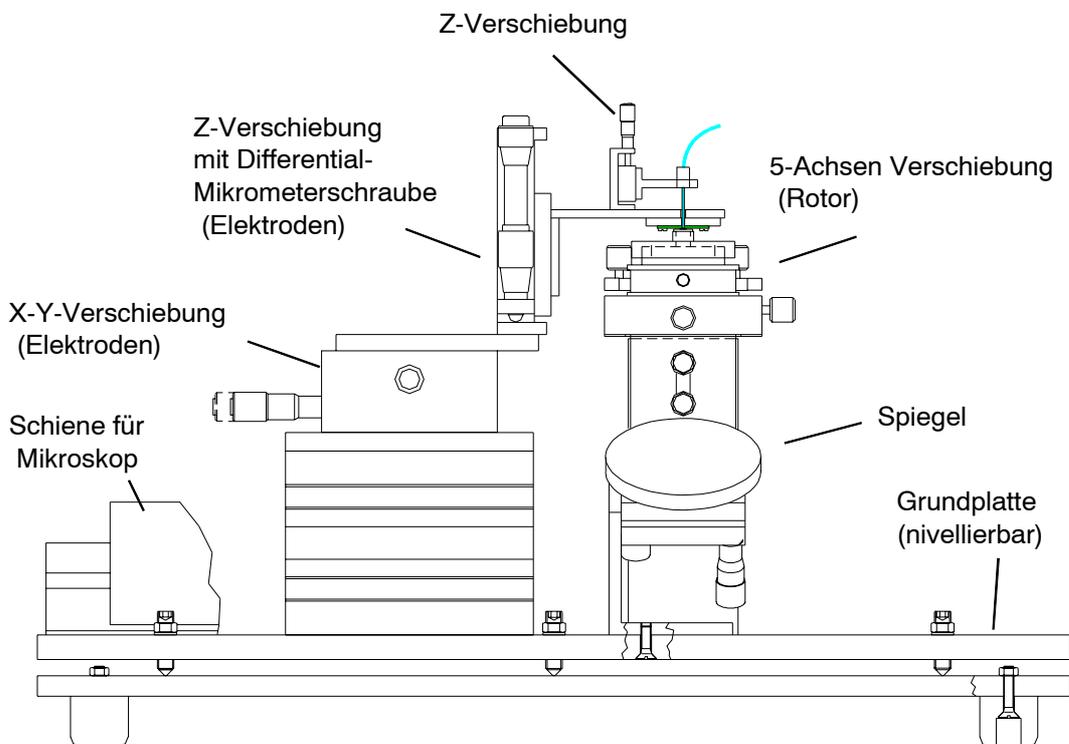


Abb. 5.12: Übersicht des mechanischen Aufbaues²⁸

²⁸ Konstruktion und Zeichnung des mechanischen Aufbaues durch Herrn E. Martin.

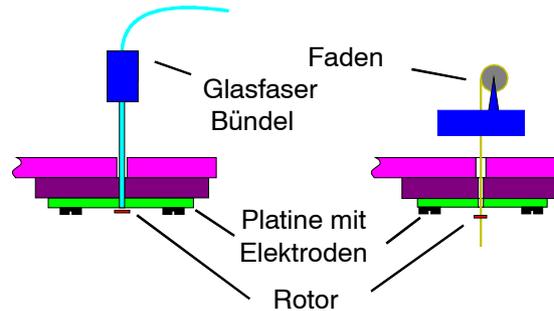


Abb. 5.13: Schematische Darstellung der Halterung des Faserbündels (links) und des Fadens (rechts)

Der Tischaufbau steht zur Entkopplung von mechanischen Schwingungen auf einer optischen Platte. Die Grundlage des Aufbaus bilden zwei Aluminiumplatten, wobei die obere auf drei Verstellschrauben zur Nivellierung gelagert ist. Auf dieser Platte ist eine Halterung für ein Mikroskop und ein Spiegel für die optische Überwachung der Experimente untergebracht. Die Elektroden werden an einem seitlichen Aufbau befestigt und sind in x-, y- und z- Richtung einstellbar (Abb. 5.12). Oberhalb der Elektroden ist entweder eine Halterung für die Glasfaser-Bündel (Abb. 5.13, links) oder für einen Faden (Abb. 5.13, rechts) aufgebaut. Unterhalb der Elektrode ist eine 5-Achsen Verstellereinheit angebracht, um den Rotor in der Nähe der Elektroden zu positionieren und auszurichten.

5.2.1 Rotation

Zur Untersuchung des Einflusses von verschiedenen Drehfeldern auf eine dielektrische Scheibe ist eine in Abb. 5.14 schematisch und in Abb. 5.15 fotografisch dargestellte Konfiguration gewählt worden. Dabei wird die Scheibe an einem Faden (Gold, $35\ \mu\text{m}$ Durchmesser) aufgefädelt und durch Klebstoff fixiert. Dadurch ist die horizontale Position festgelegt, und die vertikale Position kann durch Variation der Fadenslänge eingestellt werden. Um zu verhindern, daß der Faden in der Durchführung der Elektroden anliegt, ist die Befestigung des Fadens in x- und y-Richtung justierbar. Liegt der Faden in der Bohrung durch die Elektroden an, so erhöht sich das notwendige Drehmoment, um den Faden zu tordieren, da die frei drehbare Länge des Fadens verringert wird. Sie entspricht dann nur dem Abstand zwischen Rotor und Elektrode und nicht dem größeren Abstand zwischen Rotor und Befestigung des Fadens. Zur Straffung des Fadens und als Gegenkraft zu der anziehenden Komponente des Drehfeldes ist am unteren Ende des Fadens ein Gewicht von 2 g bis 5 g angebracht.

Um den Einfluß der Lage der Felder relativ zur Scheibe zu untersuchen, beinhaltet der Aufbau verschiedene Elektroden und Elektrodenpositionen. Für Messungen mit parallel zum Rotor ausgerichteten Elektroden befindet sich die Elektrode oberhalb bzw. unterhalb des Rotors (top-driven). Um bei einseitig mit Metall beschichteten Scheiben den Unterschied in der Drehung für eine der Elektrode zu- oder abgewandten Metallschicht zu untersuchen wird entweder die obere oder die untere Elektrode verwendet, ohne die Scheibe umzudrehen. Die mittlere Position dient dazu, das Drehmoment bei seitlich angeordneten Elektroden zu bestimmen (side-driven).

Kap. 5: Beschreibung der experimentellen Aufbauten

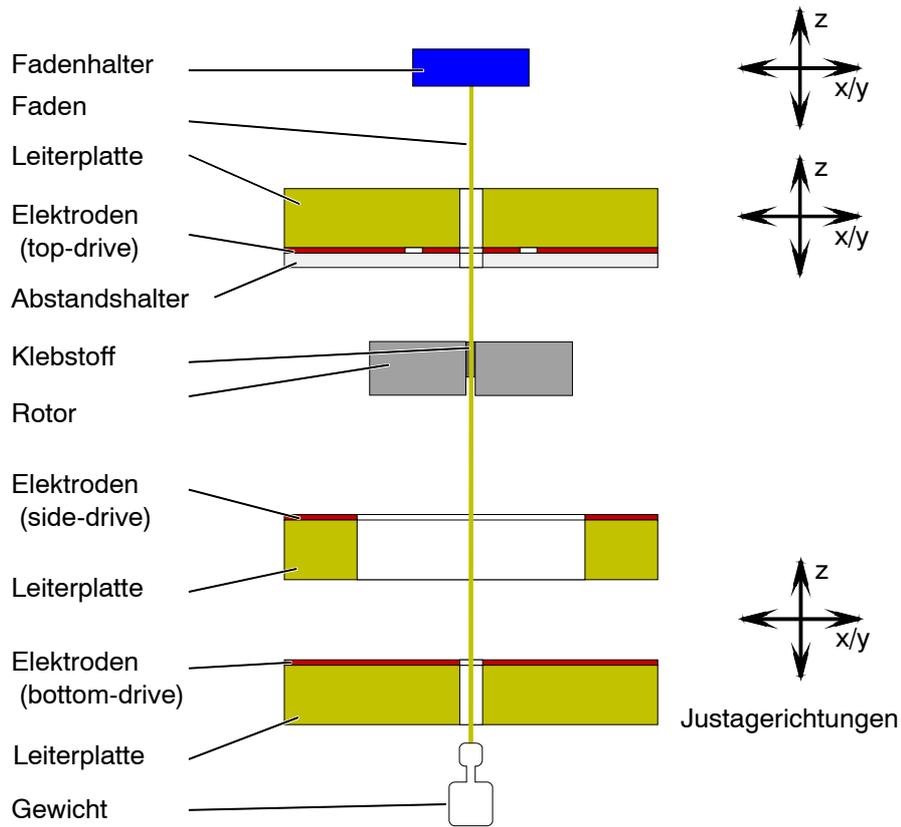


Abb. 5.14: Schema des mechanischen Aufbaus zur Untersuchung der Rotation an einem Faden

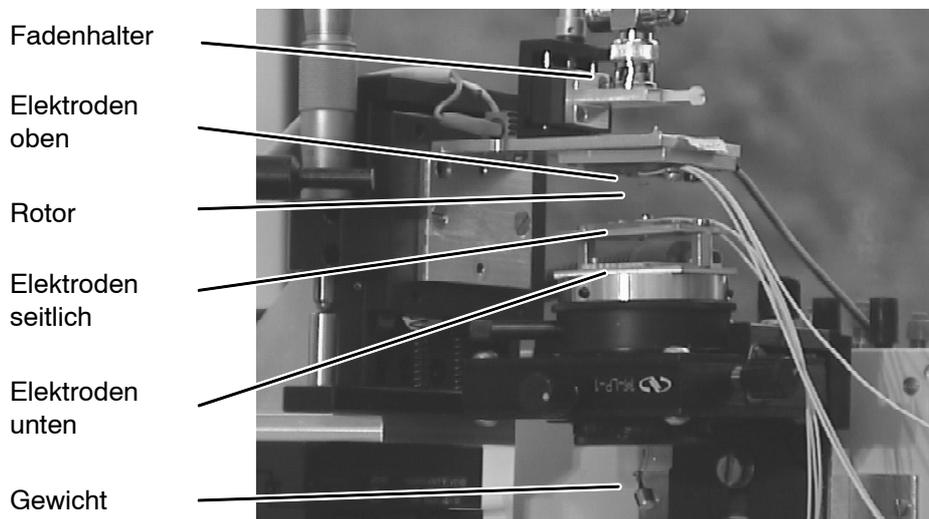


Abb. 5.15: Fotografie des mechanischen Aufbaus zur Untersuchung der Rotation an einem Faden

5.2.2 Abstandsmessung, Levitation und Rotation+Levitation

Die Versuche zur Abstandsmessung, der Levitation und der Kombination von Rotation und Levitation wurden alle mit dem gleichen mechanischen Aufbau durchgeführt, wie er schematisch in Abb. 5.16 und als Fotografie in Abb. 5.17 abgebildet ist. Allen Versuchen

Kap. 5: Beschreibung der experimentellen Aufbauten

ist gemeinsam, daß das Abstandmeß-System und eine Halterung für eine Scheibe benötigt wird. Die Faserkonfiguration für die Abstandsmessung kann von oben durch die Elektrode an die Scheibe herangeführt werden. Dazu sind die Fasern an einem Verschiebetisch für die z-Richtung angebracht. Die Scheibe, als Rückstreuquelle der Abstandsmessung bzw. zur Levitation, wird von unten an die Elektroden herangeführt. Die Scheibe liegt auf zwei runden Auflagen (Glasfasern), um die Auflagefläche auf zwei Linien zu begrenzen. Das Auflager mit der Scheibe kann in x-, y- und z-Richtung sowie um zwei Kippachsen bewegt werden. Das Auflager kann durch eine Platine ersetzt werden, um Messungen mit Elektroden unterhalb der Scheibe durchzuführen.

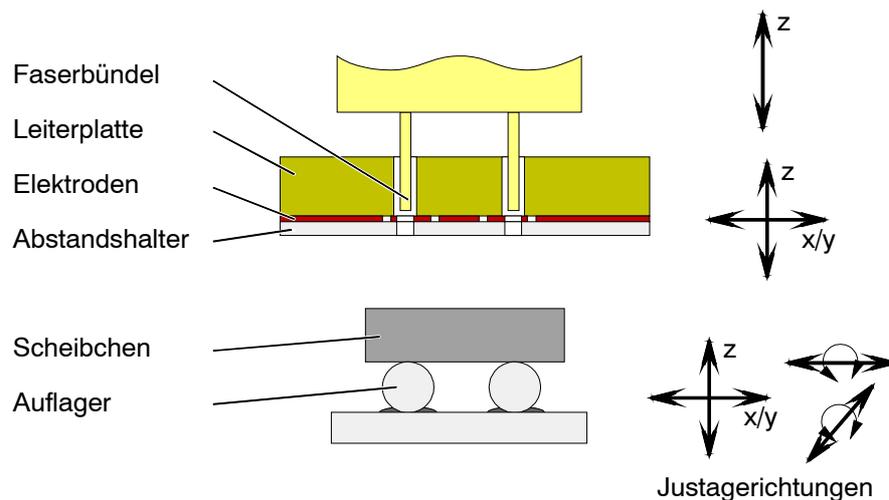


Abb. 5.16: Schema des mechanischen Aufbaus zur Untersuchung der Abstandsmessung und der Levitation sowie der Kombination von Levitation und Rotation

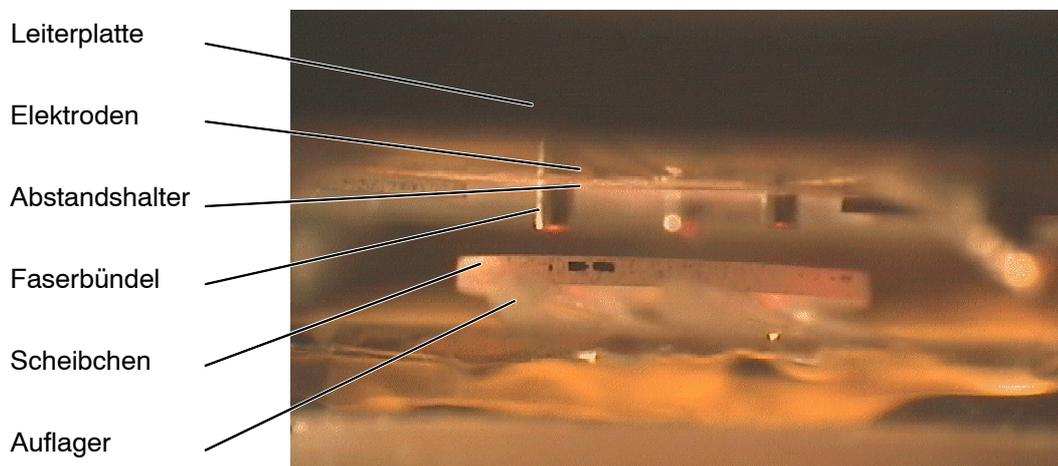


Abb. 5.17: Fotografie des mechanischen Aufbaus zur Untersuchung der Abstandsmessung und der Levitation sowie der Kombination von Levitation und Rotation

Für die Messungen mit dem Abstandmeß-System kann der Abstand zwischen der Stirnseite der Faserbündel und eine auf dem Auflager liegenden Streuscheibe (Aluminiumnitrid) auf verschiedene Arten eingestellt werden. Für eine Grobverstellung eignen sich die z-Achse der Auflagerhalterung und die Verschiebung der Fasern relativ zur Elektrode. Für eine genauere Messung ist die z-Achse der Elektrodenhalterung mit einer Differentialmikrometerschraube ausgestattet.

6 Experimentelle Untersuchungen und Ergebnisse

Die Untersuchungen zu dem Verhalten einer dielektrischen Scheibe in einem geregelten elektrischen Feld erfolgten in aufeinander aufbauenden Schritten. Zunächst wurde das optische Abstandsmeß-System auf Funktion und Auflösung ($V/\mu\text{m}$) überprüft. Weitere Versuche wurden in die Unterpunkte Rotation, Levitation und die Kombination von beiden unterteilt.

6.1 Abstandsmessung

Das in Kap. 5.1.2 erläuterte optische Abstandsmeß-System wurde mit dem in Kap. 5.2.2 gezeigten Aufbau getestet. Die Einstellung des Abstands zwischen einer AlN-Scheibe als Probenkörper und den Enden der Faserbündel erfolgte mit einer Differentialmikrometerschraube. Die gefilterte Spannung nach der phasenrichtigen Gleichrichtung (Lock-In s. Abb. 5.11) dient als Abstandsmeß-Signal. Für die Aufnahme der Kennlinie in Abb. 6.1 wurden der Abstand manuell variiert und die Spannungen gemessen und gemittelt.

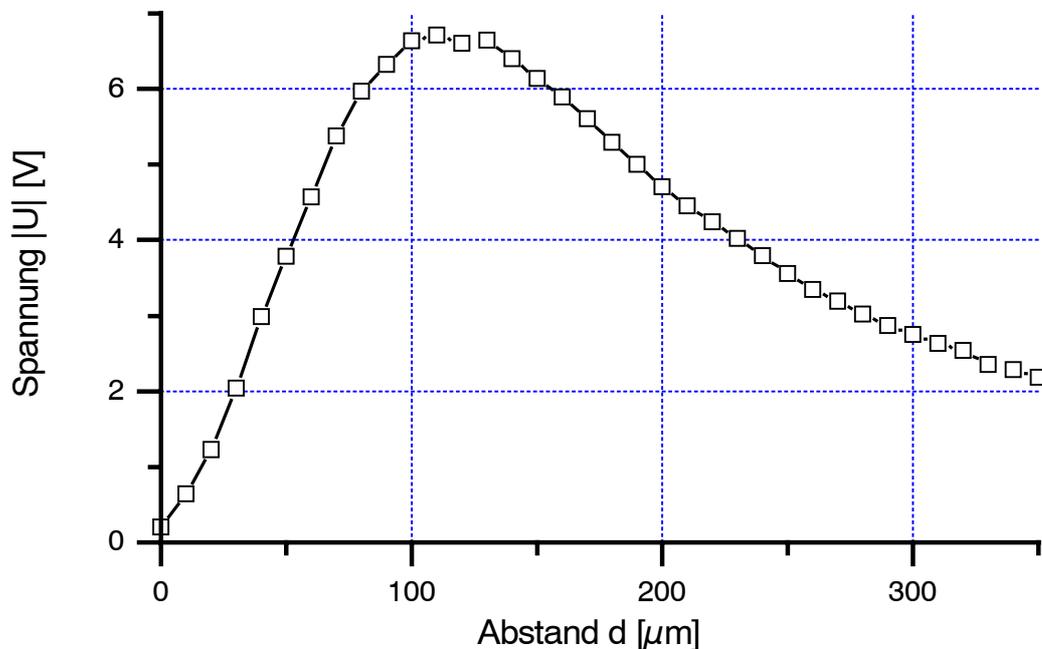


Abb. 6.1: Abhängigkeit des Abstandsmeß-Signales U vom Abstand d zwischen dem Ende eines Faserbündels und einem Probenkörper

Der Verlauf der Kennlinie zeigt den in Kap. 5.1.2 erläuterten Verlauf. Der Betrag der Spannung U verschwindet bei dem Abstand null und unendlich, da entweder die Detektorfasern durch den Probenkörper abgedeckt werden oder die Intensität des Streulichtes aufgrund des Abstandes verschwindet. Dazwischen ergibt sich ein Abstand, für den das Signal maximal und die Steigung der Kennlinie null werden.

Die drei Faserbündel [BTO] bilden aus fertigungstechnischen Gründen eine mechanische Einheit, sind aber nicht exakt gleich lang (Abweichung $> 0.1 \text{ mm}$), d.h. der Abstand zwischen den Faserenden und dem Probenkörper ist für jedes Bündel unterschiedlich. Daher wurde für die Festlegung der Position der Faserbündel relativ zur Elektrodenoberfläche folgendes Vorgehen gewählt:

- Die Faserbündel werden zunächst so eingestellt, daß keines der Bündel durch die Elektrode ragt. Dann ist jedoch aufgrund der Fertigungstoleranzen der Abstand der kürzesten Faser bereits so groß, daß er in den schwächer abfallenden Teil der Kennlinie nach dem Maximum fällt.
- Vergrößern des Abstandes, so daß alle drei Meßkanäle im Bereich der fallenden Flanke arbeiten.

Die drei Meßkanäle müssen in ihrer Steigung ($\text{V}/\mu\text{m}$) und in der Größe des Gleichanteiles (Offset) korrigiert werden. Die Unterschiede in den einzelnen Meßkanälen kommen zum einen durch die verschiedene Länge der Faserbündel, aber auch durch unterschiedliche Einkoppeleffizienzen zwischen Diodenlaser und Faser bzw. zwischen Faser und Photodiode sowie sonstigen Toleranzen zustande.

Nach der Korrektur der Steigung (durch unterschiedliche Verstärkung) und des Gleichanteiles (durch Addition eines Offset) ergeben sich die in Abb. 6.2 angegebenen Kennlinien. Die Spannung U ist schaltungstechnisch auf die Maximalwerte von 0 V und $+5 \text{ V}$ begrenzt.

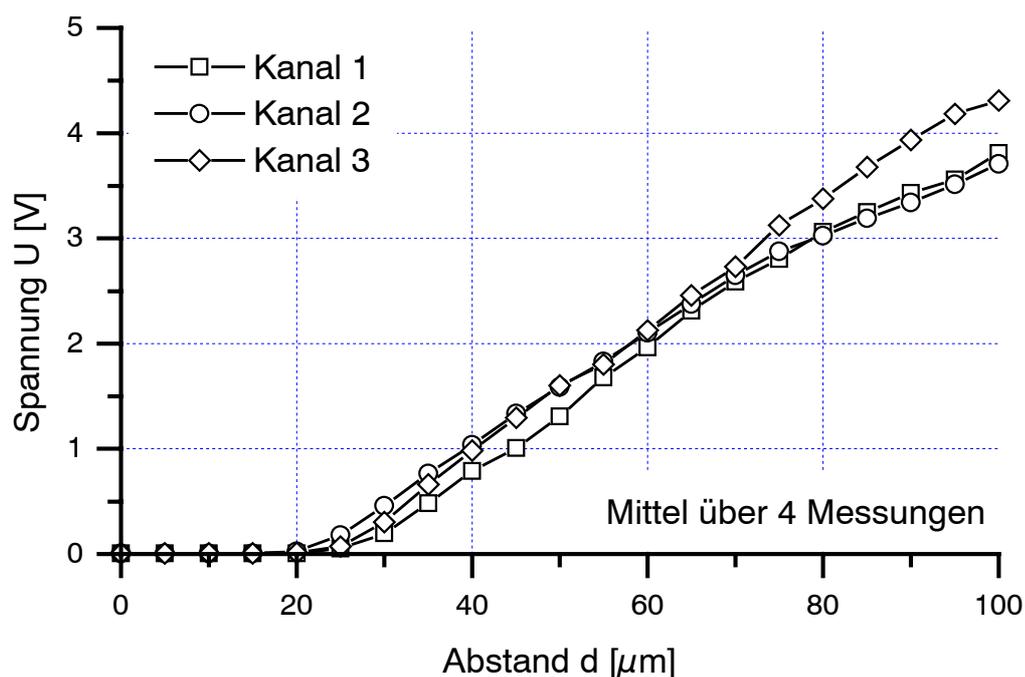


Abb. 6.2: Meßsignal U nach Korrektur der Steigung und des Offsets der drei Meßkanäle (K1, K2 und K3; begrenzt auf 0 V bis 5 V), gemittelt über vier Meßreihen)

Der Abgleich der einzelnen Meßkanäle auf Gleichlauf ist nicht optimal, d. h. die einzelnen Meßreihen zeigen eine merkliche Abweichung voneinander. Es konnte eine Auflösung von $0.1 \text{ V}/\mu\text{m}$ erreicht werden. Bei der Aufnahme der einzelnen Meßreihen ergab sich eine Abweichung (schlechte Reproduzierbarkeit), die auf mechanisches Spiel des Aufbaues zurückgeführt werden kann. Die Veränderung der Werte nach mechanischem Verstellen der Position spielen im Regelbetrieb keine Rolle, da dann keine Änderungen am mechanischen Aufbau mehr vorgenommen werden.

6.2 Rotation

Die Scheibe wurde für die Untersuchungen zur Rotation an einem $35\ \mu\text{m}$ dünnen Goldfaden aufgehängt (Kap. 5.2.1). Es wurden Versuche zur Torsion des Fadens und zur kontinuierlichen unbeschränkten Drehung des Rotors in Drehfeld unternommen. Als Rotoren wurden unbeschichtete und dünn mit Aluminium bedampfte AlN-Scheiben verwendet.

6.2.1 Beschränkte Drehung

Für die Experimente zur beschränkten Drehung war die Scheibe fest mit dem Draht, durch Einkleben in einer Bohrung der Scheibe, verbunden. Durch die feste Verbindung tordiert eine Drehung der Scheibe den Draht, der durch sein Torsionsmoment die Drehung behindert. Die Scheibe kann sich daher nur solange drehen, bis sich das durch das Drehfeld erzeugte Drehmoment und das Torsionsmoment kompensieren.

Zunächst wurde der Einfluß der Lage der Elektroden (seitlich, planar) auf das Drehmoment untersucht. Bei seitlichen Elektroden konnte keine Drehbewegung beobachtet werden. Diese ist auf den geringen Überlapp zwischen den Feldern und dem Rotor zurückzuführen (vgl. Berechnung der Kräfte in Anhang A.1).

Unbeschichtete und beschichtete Scheiben in einer Anordnung, bei der die planare Elektrode auf der unbeschichteten Seite war, zeigten keine Drehung. Dies ist in Einklang mit den Rechnungen zu Abb. 4.20.

Weitere Versuche mit den beschichteten Scheiben und einer Elektrode auf der beschichteten Seite ergaben, daß das erzeugte Drehmoment bei einer Metalldicke von 5 nm bis 10 nm am größten ist. Bei dicker oder dünner beschichteten sowie unbeschichteten Scheiben zeigte sich keine nennenswerte Drehung im Feld. Diese Abhängigkeit des Drehmoments entspricht den Rechnungen in Kap. 4.3.

Der Leitwert der Schichten konnte weder mit Zwei- noch mit Vier-Leiter Widerstandsmessungen in linearer oder van der Pauw Anordnung gemessen werden [WeiHH79]. Bei den geringen Schichtdicken von einigen Nanometern ist das Metall in kurzer Zeit oxidiert und das Oxid hat einen mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht meßbar hohen Widerstand. Die verwendete Kontaktierung der Schichten mit Meßspitzen ist schwierig, da die Meßspitzen die Metall(oxid-)schicht durchdringen und den Grundkörper kontaktieren können. Bei den Scheiben handelte es sich um nicht polierte AlN-Keramik mit einer Rauigkeit von $1\ \mu\text{m}_{(\text{eff})}$, d.h. die Rauigkeit ist sehr viel größer als die Schichtdicke. Es kann daher sein, daß die Schicht nicht zusammenhängend ist, welches zu einer Erhöhung des Widerstandes führt.

Nach diesen Messungen wurde die Drehung einer mit 10 nm Al beschichteten AlN-Scheibe (Dicke 0.316 mm, Radius 1.5 mm) im Feld einer planaren Elektrode näher untersucht. Dazu wurden für jede Meßreihe (Variation von Amplitude, Frequenz, Umlaufrichtung der Spannung bzw. Abstand Elektrode-Rotor) Fotografien angefertigt, an denen die Veränderung der Position der Scheibe ausgemessen werden kann. Die Scheibe war am Umfang durch Farbe markiert, um die Rotation zu erkennen. Für die Berechnung des Drehwinkels α wird die Position dieses Punktes in jedem Bild in Pixel bestimmt. Durch die bekannte Dicke der Scheibe ist der Umrechnungsfaktor k_β zwischen Pixel und mm gegeben.

$$k_\beta = \frac{\text{Dicke in mm}}{\text{Dicke in Pixel}}$$

Kap. 6: Experimentelle Untersuchungen und Ergebnisse

Da die Scheibe in ihrer Mitte durch den Faden gehalten wird, entspricht eine Verschiebung des Punktes (um x) einer Drehung um α . Bei bekanntem Radius R läßt sich nun der Verschiebung x des Punktes eine Verdrehung β zuordnen:

$$\beta = \arcsin\left(\frac{x}{R}k_{\beta}\right) \text{ bzw. } \beta = \frac{x}{R}k_{\beta}.$$

Bei den Versuchen ergab eine Verringerung der Spannung eine Verringerung des Drehwinkels β , also eine Verringerung des Drehmomentes. Da die elektrostatische Kraft und das Drehmoment proportional zu U^2 sind, ist dieser Zusammenhang zu erwarten.

Die gemessenen Drehwinkel bei Variation der Frequenz des Drehfeldes und des Abstandes zwischen Rotor und Elektrode sind in Abb. 6.3 dargestellt. Zur Kontrolle wurde bei diesen Messungen die Umlaufrichtung des Drehfeldes durch Vertauschen von zwei der drei Phasen des Drehfeldes umgekehrt.

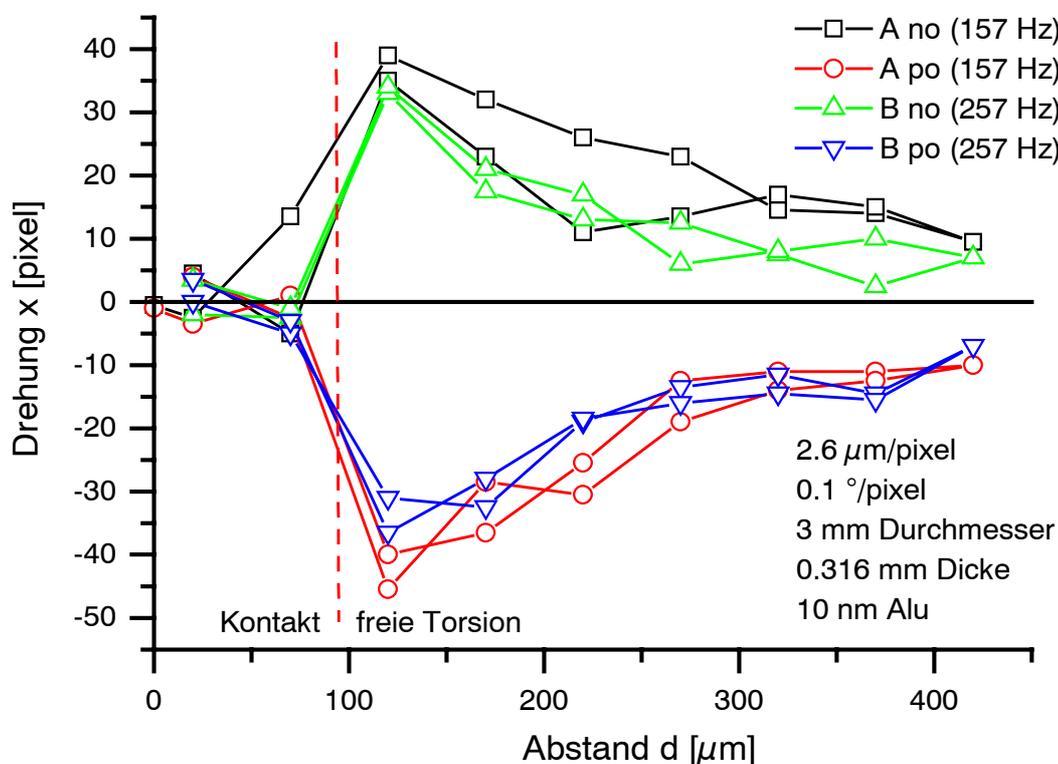


Abb. 6.3: Messung der Torsion eines Goldfadens, bei negativem (no) und positivem (po) Umlaufsinn des Drehfeldes und verschiedenen Frequenzen. Die senkrechte Linie deutet den Übergang zwischen freier Drehung und dem Berühren der Elektroden an (Spannung : $350V_{\text{eff}}$, drei Phasen mit je vier Elektroden)

Die Messungen zeigen einen deutlichen Einfluß des Abstandes auf den Drehwinkel. Bei geringen Abständen überwiegt die Anziehung durch das Drehfeld (siehe Abb. 4.22) die Gewichtskraft der Scheibe und des Gewichtes. Der Rotor berührt daher die Elektroden, bevor die Drehbewegung einsetzt. Sobald der Abstand groß genug ist, so daß die Gewichtskraft überwiegt und sich die Scheibe frei drehen kann, ist der Drehwinkel am größten. Der Winkel nimmt dann bei steigendem Abstand ab. Die Abnahme des Drehwinkels, d.h. des Drehmomentes, ist auf die Abnahme der Feldstärke bei größer

werdendem Abstand zurückzuführen. Der Einfluß der Frequenz des Drehfeldes auf den Drehwinkel ist minimal, was auch durch Simulationen bestätigt wird. Eine quantitative Auswertung der Messungen in Bezug auf die Bestimmung des Drehmomentes erfolgte nicht, da die Angaben des Schubmodules für Volumenwerte stark von denen bei dünnen Drähten abweichen.

Die Messungen zeigen, daß durch ein rotierendes elektrisches Feld, welches von planaren Elektroden erzeugt wird, auf eine dünn mit Metall beschichtete dielektrische Scheibe ein Drehmoment ausgeübt werden kann, welches die Scheibe in Rotation versetzt.

6.2.2 Kontinuierliche Drehung

Um eine unbeschränkte Drehung zu erhalten ist es notwendig, daß die Verbindung zwischen dem Faden und der Scheibe nicht kraftschlüssig ist. In diesem Fall kann sich der Rotor um den Faden drehen ohne ihn zu tordieren. Dieses wurde erreicht, in dem der Kleber nicht vollständig ausgehärtet wurde. Dem antreibenden Drehmoment steht dann die innere Reibung des Klebstoffes gegenüber.

Unter diesen Bedingungen ergab sich für einige Minuten (> 10 min) eine kontinuierliche Drehbewegung. Die Umdrehungsfrequenz ergab sich nach Auswertung einer Videoaufnahme zu 2 Hz. Die sich einstellende Frequenz ist gering, da die Überwindung der Reibung ein großes Drehmoment erfordert.

6.3 Levitation

Die Versuche zur Levitation zeigten, daß es möglich ist, eine dielektrische Scheibe in einem elektrischen Feld zu halten. Die Messungen erfolgten mit dem in Kap. 5.2.2 beschriebenen Aufbau. Als Meßsignal dient die Spannung nach dem Lock-In Verstärker bzw. nach dem Regelverstärker.

Die mit Hilfe einer planaren Elektrode (Kap. 5.1.1.2) erzeugten Felder reichten bei einer maximalen Spannung von 750 V aus, um eine AlN-Scheibe vom Auflager über einen Luftspalt von ca. 0.1 mm anzuziehen. Nach Abschalten der Spannung kam es vor, daß sich die Scheibe nicht von der Elektrode löste. Dieses Anhaften der Scheibe ist hauptsächlich auf Adhäsion zurückzuführen, da es verstärkt bei hoher Luftfeuchtigkeit auftritt und durch Heizen der Elektrode verringert werden konnte.

Trat dieses Phänomen nicht auf, so war es möglich, bei geschlossener Regelschleife durch Variation der Korrekturparameter für das Abstandsmeß-System Oszillationen im Abstandssignal hervorzurufen. Die Korrekturparameter für die Abstandsmessung dienen dabei für die Einstellung des Sollwertes (Offset-Parameter) und der Schleifenverstärkung (Steigung). Diese Schwingungen waren bei Betrachtung durch ein Mikroskop als Verwischen der Konturen erkennbar, d.h. die Scheibe bewegt sich so schnell, daß das Auge nicht folgen kann.

Die Oszillationen der Scheibe zeigen, daß die Scheibe nicht fest an der Elektrode anliegt, aber von ihr gehalten wird.

6.3.1 Messung der Regelschwingungen

Die oszillierende Spannung des Abstandssignals wurde mit einem Speicheroszilloskop aufgezeichnet und anschließend fouriertransformiert. Die Frequenz der Regelschwingungen ist bei unterschiedlichen Massen und verschiedenen Schleifenverstärkungen gemessen worden. Für die Messungen wurden Scheiben mit einem Durchmesser von 4 mm und einer Dicke von 0.29 mm bzw. 0.69 mm verwendet.

Bei ansteigender Masse verringerte sich die Frequenz der Regelschwingungen, wie nach Gl. 4.17 zu erwarten war. Die Ergebnisse bei Variation der Schleifenverstärkung sind in Abb. 6.4 dargestellt.

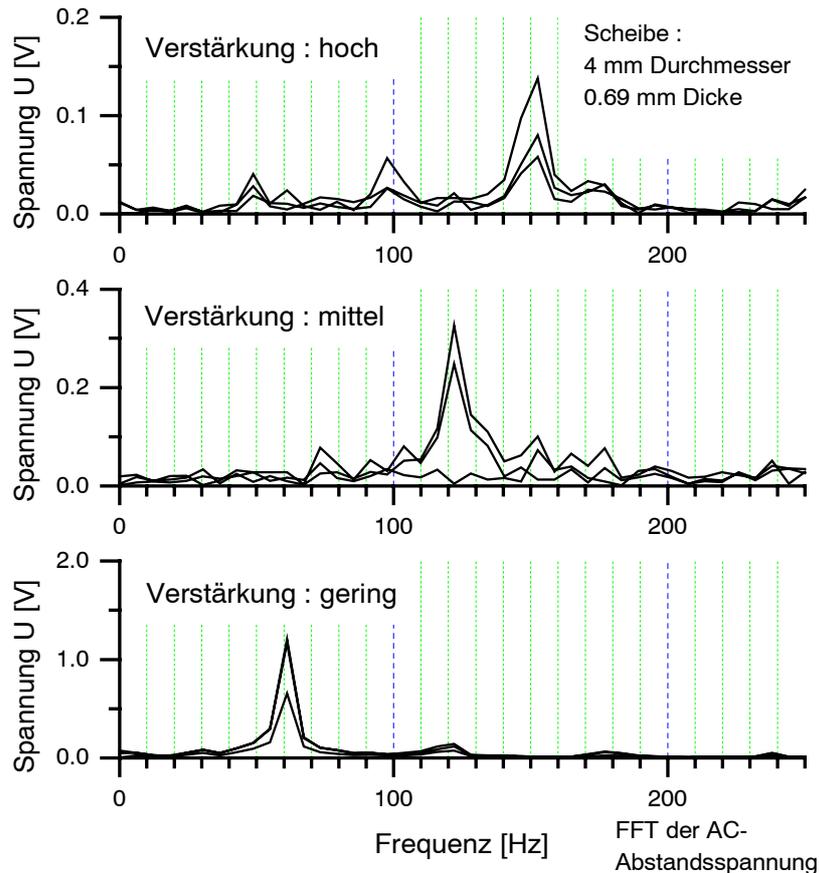


Abb. 6.4: Abhängigkeit der Regelschwingung der Schleifenverstärkung

Die gemessenen Oszillationsfrequenzen erhöhen sich mit steigender Schleifenverstärkung. Die Frequenz nimmt zu, da das System bei steigender Schleifenverstärkung immer steifer reagiert (s. Gl. 4.17). Ein quantitativer Vergleich der gemessenen Frequenzen mit den numerischen Simulationen (Kap. 4.2) wurde nicht vorgenommen, da die Geometrie der Elektroden nicht mit der im Modell verwendenden übereinstimmt (Experiment: sternförmige Elektrode, Modell: Ringelektrode).

6.3.2 Aufnahme der Transferfunktion

Die Eigenschaften einer Regelung bzw. von Komponenten einer Regelung werden meist in Form einer Transferfunktion angegeben oder ermittelt (siehe Seite 66). Im vorliegenden Fall ist die Messung der Transferfunktion F_S der Strecke nicht direkt möglich, da sie instabil ist. Zur Charakterisierung der Regelung und der Strecke wird daher die Störübertragungsfunktion F_z (Gl. 5.2) aufgenommen. Dazu wurde das Eingangssignal des HV-Verstärkers mit einer Wechselspannung (Störsignal z) überlagert und die Ausgangsspannung des Regelverstärkers (Stellgröße y) gemessen (Bezeichnungen siehe Tab. 5.2). Die Störung verändert die Spannung auf den Elektroden und somit die Stärke der elektrostatischen Kräfte. Durch die Änderung der Kräfte wird der Abstand zwischen Rotor und Elektrode beeinflusst. Diese Variationen im Abstand können wiederum im Abstandsmeß-Signal nachgewiesen werden. Für den Fall, daß die Scheibe fest oben an den Elektroden anliegt oder nicht von den Elektroden gehalten wird, ist kein Signal nachzuweisen.

Die Versuche gliedern sich in zwei Teile, die sich in den verwendeten Meßgeräten unterscheiden. Im ersten Teil wurde ein Signalgenerator zur Erzeugung der Störung und ein Oszilloskop (mit anschließender FFT) benutzt. Im zweiten Teil kam ein Netzwerkanalysator zur Meßwertaufnahme zum Einsatz.

6.3.2.1 Messungen mit Signalgenerator und Digitaloszilloskop

Ein Sinus-Signal einstellbarer Amplitude und Frequenz wurde der HV-Spannung überlagert und das Abstandssignal mit einem Speicheroszilloskop aufgezeichnet (Abb. 6.5). Die so gewonnenen Datensätze wurden fouriertransformiert und grafisch dargestellt. Die Anregung ist im Spektrum nachzuweisen für den Fall, daß die Scheibe nicht fest an der Elektrode anliegt oder nicht zu weit entfernt ist. Außerdem ergab sich, daß das eingeprägte Störsignal die Regelschwingungen überdecken oder unterdrücken kann. Die Messungen ergaben, daß die Amplitude des Abstandssignales sich proportional mit der Amplitude der Anregung ändert, d.h. die Messungen im linearen Bereich der Ansteuerung durchgeführt wurden.

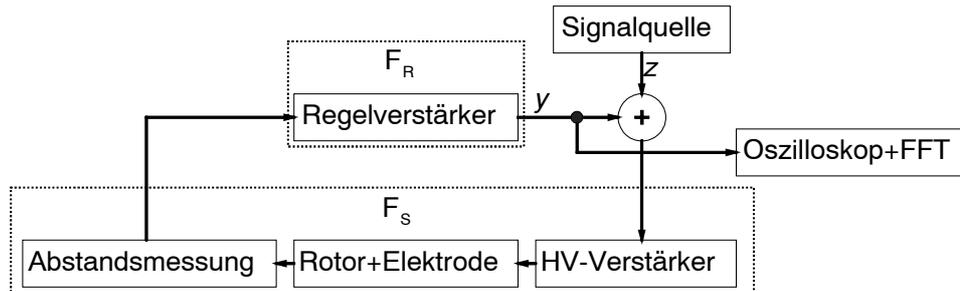


Abb. 6.5: Blockschaltbild für die Messung der Transferfunktion mit einem Signalgenerator und Oszilloskop

Eine Meßreihe, bei der die Amplitude der Störung konstant gehalten und die Frequenz der Störung variiert wird, ist in Abb. 6.6 abgebildet.

Die Frequenz der Schwingung der Scheibe folgt der eingepprägten Störung in der Frequenz und Amplitude innerhalb eines Frequenzbereiches um 100 Hz. Würde die Amplitude der Schwingungen in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen, so ergäbe sich der Amplitudengang der Störübertragungsfunktion F_z . Eine Bestimmung des Phasenganges ist auf diesem Wege schwer möglich, da die Phasenbeziehung zwischen Störung und Meßgröße bei getrennten Meßgeräten und Offline-Auswertung nicht bekannt ist.

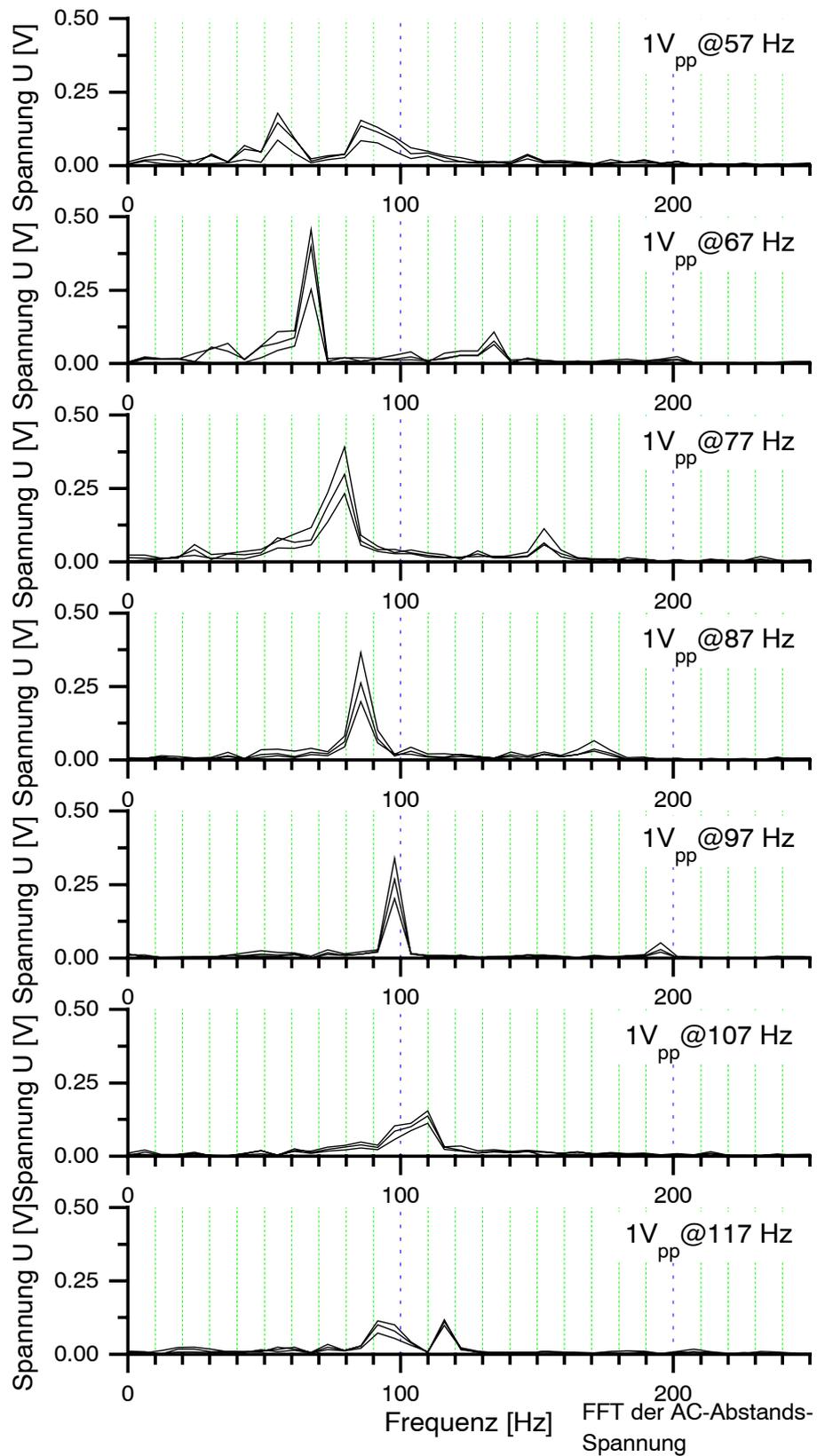


Abb. 6.6: Abhängigkeit der Regelschwingung von der Frequenz einer eingprägten Störung

6.3.2.2 Messungen mit einem Netzwerkanalysator

Die obige Messung wurde zur Aufnahme der Transferfunktion F_Z mit einem Netzwerkanalysator [Adv] wiederholt. Ein Netzwerkanalysator enthält einen Signalgenerator und eine Meßschaltung (Demodulator und abstimmbare Filter), welche miteinander gekoppelt sind (Abb. 6.7). Die Meßschaltung dient dazu, das Verhältnis zweier Spannungen nach Betrag und Phase zu bilden, wobei jeweils nur die Frequenzkomponente berücksichtigt wird, mit der der Signalgenerator arbeitet. Während einer Messung wird die Frequenz des Signalgenerators automatisch geändert und synchron dazu das Verhältnis der Spannungen gemessen. Die Werte des Spannungsverhältnisses werden meist in Form eines Bode-Diagrammes auf einem Display dargestellt.

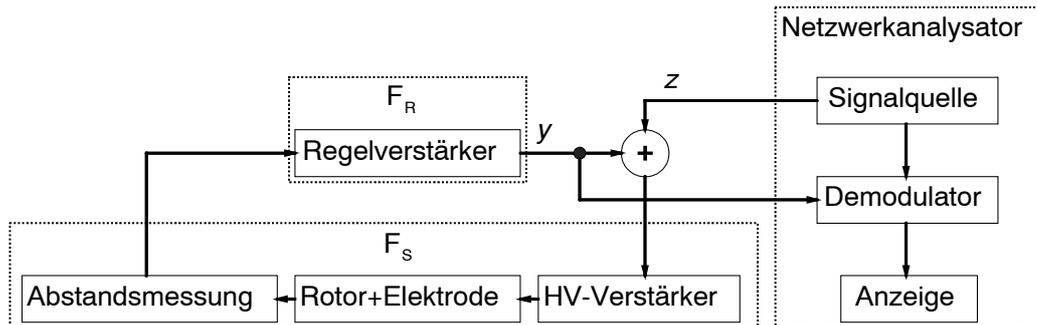


Abb. 6.7: Blockschaltbild für die Messung der Transferfunktion mit einem Netzwerkanalysator

In Abb. 6.8 ist die gemessene Störübertragungsfunktion F_Z der Regelschleife für die Levitation einer Scheibe dargestellt.

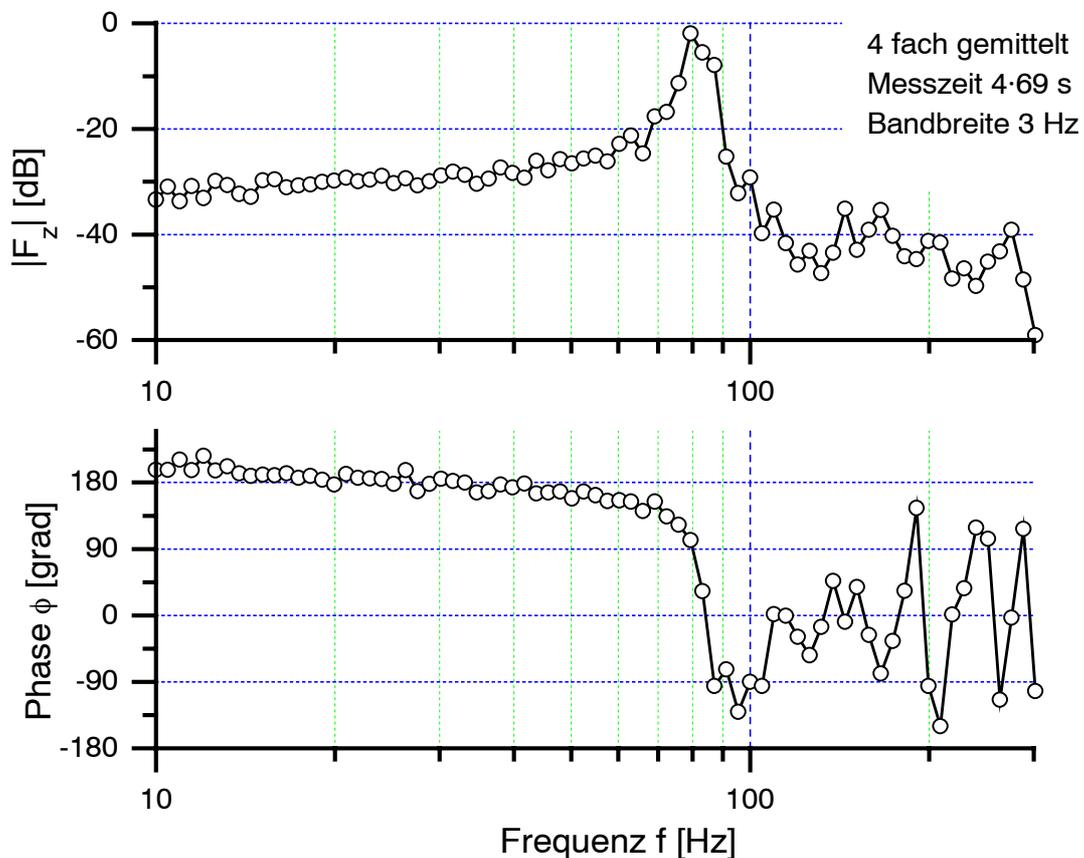


Abb. 6.8: Bode-Diagramm der Störübertragungsfunktion F_Z

Die Störübertragungsfunktion F_Z zeigt eine deutliche Resonanz unter 100 Hz sowie einen Phasensprung von ca. 270° . Oberhalb der Resonanz sinkt die Amplitude sehr stark ab, so daß dort die Amplituden- und Phasenmessung durch Rauschen gestört ist. Für die Abnahme des Betrages ergibt sich eine Steigung von größer als 40 dB/Dekade. Diese Transferfunktion kann somit nicht durch einen einzelnen harmonischen Oszillator (PT₂-Glied), wie in einer linearen Näherung der Differentialgleichung (Gl. 4.14) angenommen wurde, beschrieben werden. Während der Aufnahme der Transferfunktion ist auch eine Resonanz in der Nähe der doppelten Frequenz der Grundfrequenz aufgetreten. Dieses deutet entweder auf ein Verhalten eines PT₄-Gliedes oder auf eine Aussteuerung in den nichtlinearen Bereich der Regelschleife. Für den Fall, daß es sich um nichtlineares Verhalten handelt, ist eine Interpretation der Kurve mit Methoden der linearen Regelungstechnik aussagegelos, daher wurden diese Messungen nicht weiter behandelt. Der Phasensprung von 270° deutet aber auf das Vorhandensein eines PT₃-Gliedes bzw. der Reihenschaltung eines harmonischen Oszillators und eines weiteren PT₁-Gliedes hin. Durch die starke Störung der Messung oberhalb der Resonanzfrequenz ist aber auch ein Phasensprung von 360° und somit eine Reihenschaltung aus zwei harmonischen Oszillatoren möglich.

Für die Berechnung der Transferfunktion der offenen Regelschleife $F_S F_R$ nach Gl. 5.3 kann der Nenner vernachlässigt werden, da die Störübertragungsfunktion $|F_Z|$ kleiner als eins ist. Somit gilt hier $F_S F_R \approx -F_Z$. Wird die Transferfunktion $F_S F_R$ nach dem Nyquist-Kriterium beurteilt, zeigt sich, daß der Instabilitätspunkt (-1, 0) beinahe erreicht wird, wodurch die Regelschwingungen zu erklären sind. Wird der Regelverstärker als P-Regler angenommen, ergibt sich bis auf konstante Faktoren

$$F_S \approx F_Z.$$

Somit verhält sich die Strecke wie ein anharmonischer Oszillator (oder eine Reihenschaltung aus PT₂-Gliedern) und nicht wie in der Näherung (Gl. 4.14) als einfacher harmonischer Oszillator.

6.4 Rotation + Levitation

Die Versuche zur gleichzeitigen Rotation und Levitation sollen Aufschluß darüber geben, unter welchen Bedingungen eine Drehbewegung möglich ist.

Die Experimente wurden mit den in Kap. 5.1.1.3 beschriebenen Elektroden und unterschiedlich metallisierten Rotoren durchgeführt.

Eine Ebene

Bei Elektrodenanordnungen, auf denen sich die Rotations- und die Levitationselektroden nebeneinander auf einer Platine befinden, zeigten sich Probleme mit Überschlügen zwischen den einzelnen Elektrodengruppen. Dieses trat insbesondere bei den Elektroden mit „Vorbeiführungen“ und bei durch Fräsen hergestellten Platinen auf. Wie in Kap. 5.1.1.3 beschrieben, besteht zwischen den „Vorbeiführungen“ der Levitationsspannung und den Rotationselektroden eine hohe Potentialdifferenz (>1000 V bei einem Abstand von 0.1 mm). Aus diesem Grund sind besonders dort Grate und Spitzen zu vermeiden. Dieses wurde durch geätzte Platinen oder durch manuelles Entgraten erreicht.

Beim Betrieb mit aktivierter Lageregelung und eingeschaltetem Drehfeld überwog bei den gewählten Rotordurchmessern von 4 mm die Anziehung durch das Drehfeld gegenüber der Gewichtskraft, so daß die Rotoren fest an den Elektroden anlagen. Die Reibung zwischen dem Rotor und den Elektroden war daher durch das Drehmoment des Drehfeldes nicht zu überwinden und es zeigte sich keine Drehbewegung der Rotoren. Auch kann unter diesen Bedingungen die Lageregelung nicht arbeiten, da die Levitationsfelder keinen Einfluß auf die Position des Rotors haben.

Zwei Ebenen

Bei dieser Feldkonfiguration befinden sich die Levitationselektroden oberhalb und die Rotationselektrode unterhalb des Rotors. Die anziehenden Kräfte des Drehfeldes wirken somit bei dieser Anordnung in Richtung der Gravitationskraft. Diese Vergrößerung der Kraft von den Levitationselektroden weg, ist durch eine Erhöhung der Spannung an den Levitationselektroden auszugleichen. Durch die räumliche Trennung der Elektrodengruppen bei dieser Anordnung zeigten sich keine elektrischen Überschläge während der Experimente.

Bei der Durchführung der Versuche ergaben sich kurze Zeitabschnitte (Millisekunden) in denen der Rotor sowohl zu den Levitationselektroden (oben) als auch zu den Rotationselektroden (unten) keinen mechanischen Kontakt hatte. Dieses trat auf, wenn der Rotor seine Position von den Rotationselektroden zu den Levitationselektroden wechselte. In diesen Zeitabschnitten zeigte sich eine Drehbewegung des Rotors bis zu 45° . Die Bewegung wurde durch den Kontakt zwischen dem Rotor und den Elektroden gestoppt.

Die Zeitdauer der freien Bewegung wurde durch Probleme der Abstandsregelung bestimmt. Die Regelungselektronik inklusive Abstandsmessung zeigt eine Drift im Kurz- und Langzeitverhalten sowie einen nicht optimalen Gleichlauf der drei unabhängigen Regelkreise. Desweiteren kann die Nichtlinearität des Kraftgesetzes und das Verhalten der Strecke als anharmonischer Oszillator zu Instabilitäten führen, die eine länger andauernde Stabilisierung der Lage verhindern. Ferner ist es möglich, daß sich die Felder der Rotation und Levitation bzw. die durch sie influenzierten Ladungen gegenseitig negativ beeinflussen und eine kontinuierliche Drehbewegung behindern.

7 Fertigungstechnologie eines mikrotechnischen Aufbaus

Als Alternative zu einem Tischaufbau mit freiliegenden Elektroden wurde ein Konzept für ein mikrotechnisches Gehäuse erarbeitet [Bähr99a]. In Abb. 7.1 ist das Gehäuse als schematische Zeichnung und in Abb. 7.2 eine vormontierte Version des Gehäuses zu sehen. Das Gehäuse enthält Elektroden ober- und unterhalb des Rotors sowie Öffnungen für ein optisches Abstandsmeß-System sowie eine elektrische Steckverbindung. Es besteht aus einem Grundkörper und einem Deckel, welcher nach Einlegen des Rotors geschlossen wird.

Die Steckverbindung auf der Vorderseite des Gehäuses hat die Abmessungen für einen Flachbandstecker mit einem Abstand zwischen den Steckkontakten von 1.27 mm nebeneinander und 2.54 mm übereinander. Die elektrischen Verbindungen zwischen den Elektroden und den Steckkontakten erfolgt mit Leiterbahnen, die in das Gehäuse integriert sind.

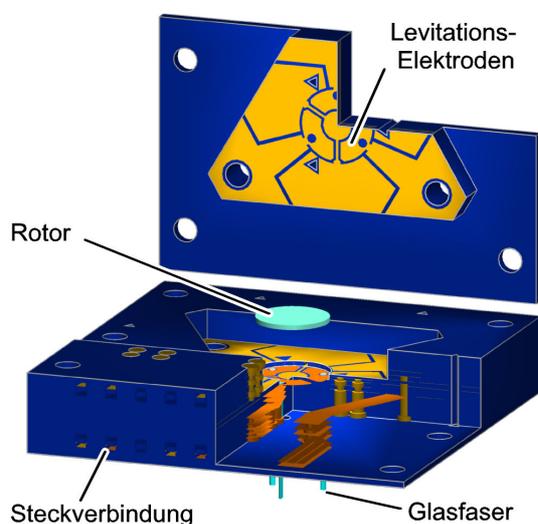


Abb. 7.1: Design eines miniaturisierten Gehäuses für einen elektrostatischen Rotor, gefertigt aus einzelnen (Keramik-) Schichten, mit Leiterbahnen, Durchkontaktierungen und Steckverbinder

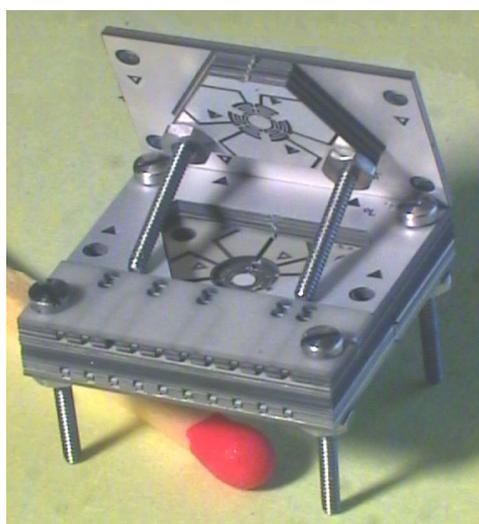


Abb. 7.2: Vormontiertes Gehäuse und Deckel

Kap. 7: Fertigungstechnologie eines mikrotechnischen Aufbaus

Das Fertigungsprinzip für das in Abb. 7.2 gezeigte Gehäuse ist das Stapeln einzelner Schichten, sogenannter Funktionselemente (Abb. 7.3) [StaJ96]. Dabei werden die Schichten auf Drähten o.ä. aufgefädelt, um eine Verschiebung gegeneinander zu vermeiden (Abb. 7.4). Ein fester Verbund der Funktionselemente wird erreicht, indem die Stapel durch Löten gefügt werden. Zu diesem Zweck sind deren Oberflächen mit einem Lot (Aluminium, Indium, ca. $1\ \mu\text{m}$ dick) beschichtet.

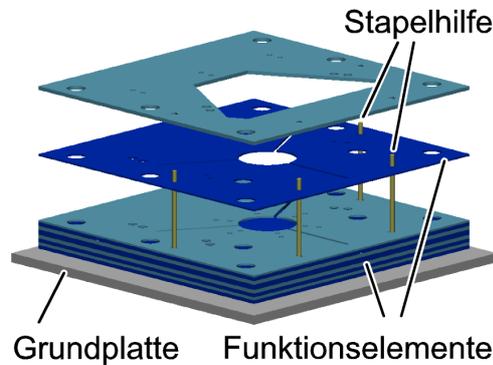


Abb. 7.3: Darstellung der Stapelung von einzelnen Schichten zur Formung eines Gehäuses

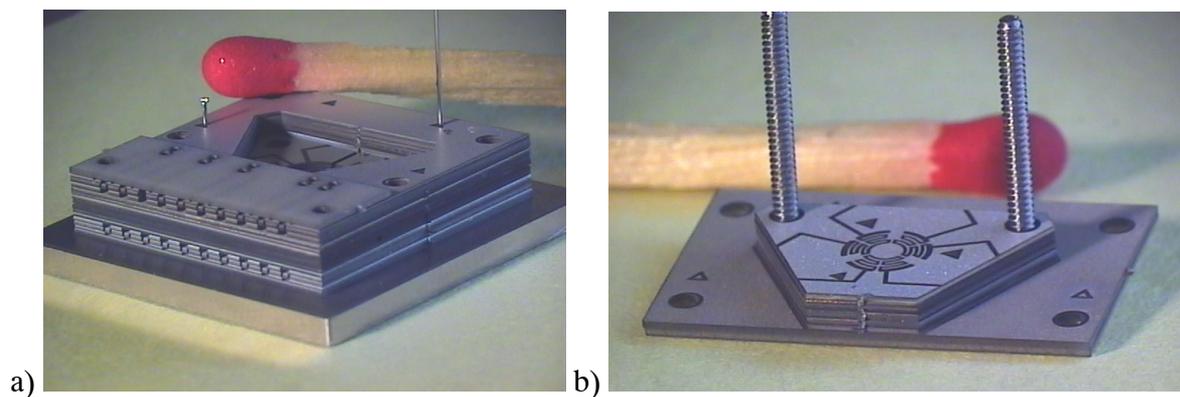


Abb. 7.4: Gestapelte AlN-Keramikplatten. [a) Grundkörper, b) Deckel]

Als Funktionselemente dienen bearbeitete Keramikplatten, deren Dicke auf ihre spezielle Funktion abgestimmt ist. So haben z.B. die Platten, welche die Öffnungen für den Steckkontakt bilden, dieselbe Dicke wie die Kontakte. In Abb. 7.5 ist eine bearbeitete Keramikplatte abgebildet, welche die Unterseite des Deckels (mit Elektrodenstruktur) und eine Schicht des Grundkörpers enthält, die noch nicht aus der Gesamtplatte herausgelöst wurden. Um das Funktionselement auszuschneiden und die Elektroden zu strukturieren, wurde die Keramikplatte mit einem Femtosekunden-Laser (Pulsdauer $< 1\text{ps}$, Repetitionsrate: 1kHz , mittlere Leistung: 0.4W) bearbeitet, [BähR99b]. Die Verwendung eines Lasers als ein direkt schreibendes Verfahren zur Bearbeitung, hat den Vorteil, daß keine Zwischenschritte wie bei einem Ätzprozeß benötigt werden. Die Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen ermöglicht es dünne Keramiken zu zerteilen, ohne thermisch induzierte Risse oder Schmelzen zu erzeugen. Grund dafür ist, daß bei fs-Pulsen die Spitzenintensitäten so hoch sind, daß die Keramik sublimiert.

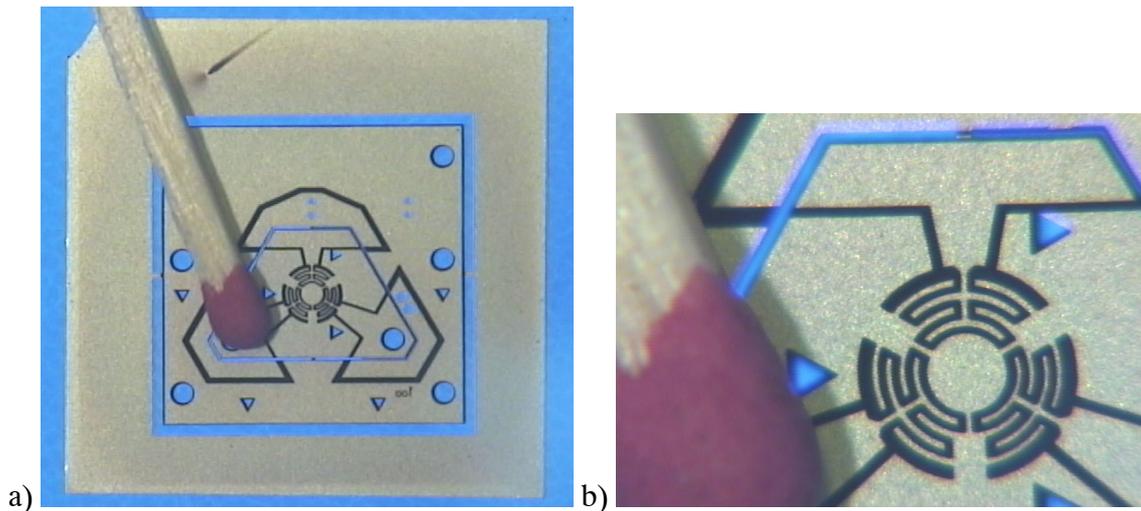


Abb. 7.5: AlN-Keramikplatten (Dicke 200 μm) beschichtet mit ca. 1 μm Al, mit fs-Laser geschnitten und strukturiert. [a) Gesamtansicht, b) Strukturierte Elektroden für Levitation]

Durch Wahl der Parameter für die Bearbeitung (Pulsdauer, Pulsenergie, Pulsfrequenz, Geschwindigkeit des Werkstückes) ist es möglich die Lotschicht zu entfernen ohne die Keramik zu zerstören. Somit können sowohl die in Abb. 7.5 gezeigten Elektroden als auch Leiterbahnen (Abb. 7.6) erzeugt werden.

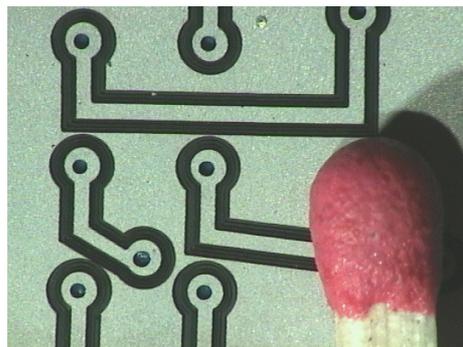


Abb. 7.6: Mit fs-Laser strukturierte Leiterbahnen in ca. 1 μm Al auf AlN-Keramik

Durch die in die Lotschicht strukturierten Leiterbahnen ist es möglich mit elektrischen Spannungen an beliebige Stellen innerhalb einer Grenzschicht zu gelangen. Um Signale von einer Lotschicht zu einer anderen zu übertragen, ist es notwendig durch eine Keramikschicht hindurch eine leitende Verbindung zu schaffen. Dafür werden Durchkontaktierungen oder Vias (Abb. 7.7) verwendet. Als Material für die Vias wurden Leitkleber und Leitsilber (leitfähiger Lack) verwendet, welche in dafür vorgesehene Sacklöcher gefüllt werden. Dafür muß während der Konstruktion darauf geachtet werden, daß die Durchkontaktierungen von außen zugänglich sind. Ist die zu verbindende Metallschicht nicht am Boden eines Sackloches, so empfiehlt es sich, die Bohrungen ober- und unterhalb der Metallschicht unterschiedlich groß auszulegen. Damit wird erreicht, daß die Kontaktierung nicht nur über die geringe Dicke der Metallschicht, sondern über die Flächendifferenz der Bohrungen erfolgt.

So wurde die Elektrode in Abb. 5.4 mit Leitsilber durchkontaktiert. Das Leitsilber eignet sich nicht für sehr kleine (< 0.4 mm) Bohrungsdurchmesser. Bei dem Versuch, leitfähigen Lack durch die Kanüle einer Spritze (Innendurchmesser 0.11 mm, Außendurchmesser 0.23 mm) zu dosieren, trennte sich der Silberanteil vom Lösungsmittel und verstopfte die

Kanüle. Ein leitfähiger Zweikomponenten Klebstoff [Epo-Tek] konnte durch diese Kanüle in Durchkontaktierungslöcher von 0.3 mm eingefüllt werden (Abb. 7.8).

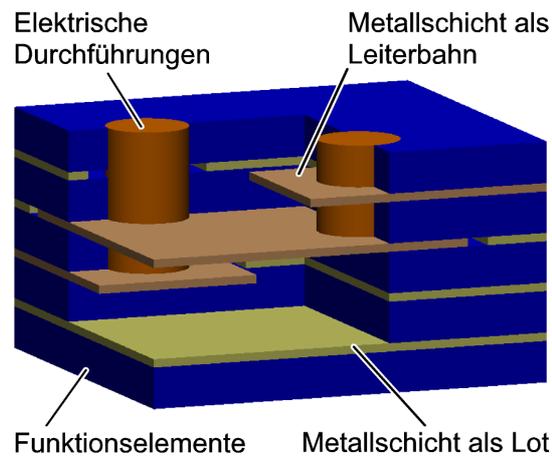


Abb. 7.7: Schematische Darstellung der Durchkontaktierungen

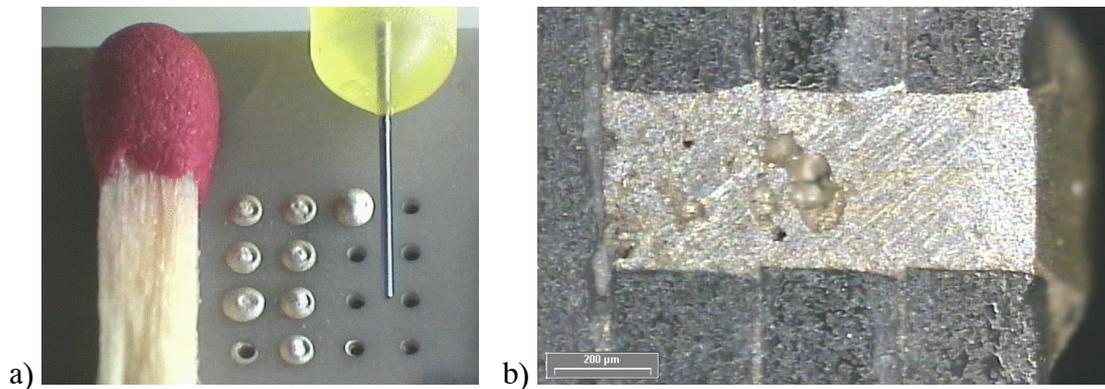


Abb. 7.8: Durchkontaktierungen durch Keramikleiterplatten mit leitfähigem Klebstoff. [der Durchmesser der Vias beträgt 0.3 mm, a) Aufsicht, b) Querschliff]

Die dargelegten Versuche und Überlegungen zeigen, daß die Verwendung von fs-Laser Materialbearbeitung und ungewöhnliche Durchkontaktierungsverfahren in Verbindung mit einem flexiblen Schichtaufbau die Fertigung von Gehäusen für die Mikrosystemtechnik ermöglichen.

8 Ausblick

Ausgehend von den experimentellen Ergebnissen des Kapitels 6 und 7 sind folgende Maßnahmen erforderlich, um eine Verbesserung des Rotations- bzw. Levitationsverhaltens des Kreisels zu erzielen:

- Für weitere grundlegende Untersuchungen zum Verhalten von Rotoren ist es, wie z.T. im Kap. 4 angedeutet, von Vorteil die Abmessungen zu vergrößern. Durch dieses Vorgehen wird das System träger, d.h. die Beschleunigungen, Zeitkonstanten und Frequenzen werden geringer. Dadurch wird das System leichter beobachtbar und leichter kontrollierbar. Die Anforderungen an den mechanischen Aufbau, die Justierung und die Abstandsmessung verringern sich ebenfalls, so daß Driften bzw. Rauschen weniger stören. Die bei einer Vergrößerung der Abmessungen benötigten Feldstärken (siehe Kap. 4.2) erfordern aber aufwendigere Isolationsmaßnahmen (z.B. Aufbau im Vakuum) und eine Anpassung der Elektrodengeometrie. Besonderes Augenmerk sollte auf einen möglichst symmetrischen und stabilen Aufbau des Abstandsmeß-Systems gelegt werden, so daß die einzelnen Meßkanäle auch mechanisch justiert werden können.
- Die Messung der Transferfunktion (Kap. 6.3.2) zeigt ein deutliches Resonanzverhalten, welches sich von dem eines harmonischen Oszillators unterscheidet. Für weitere Experimente ist daher der Aufbau des Reglers zu verbessern (Verwendung von integralen und nichtlinearen Anteilen). Es empfiehlt sich dabei der Übergang von einem analogen Regler zu einem digitalen Regler. Dieses hat den Vorteil, daß komplexe Regelalgorithmen einfacher zu realisieren und zu verändern sind.
- Für einen Betrieb des Rotors bei hohen Drehzahlen ist seine Präzession, die u.a. aufgrund der elektrostatischen Levitationskräfte auftritt, zu berücksichtigen. Durch diese drehzahlabhängige Ausweichbewegung des Rotors koppeln die drei bisher unabhängigen Regelungskanäle (Abstandsmessung – Regler – Elektrodenspannung) miteinander. Dadurch wird ein drehzahlabhängiges Regelungsschema notwendig, welches diese Wechselwirkungen berücksichtigt. Zur Untersuchung dieses Aspektes sind weitergehende Simulationen mit dem dynamischen Modell unter Berücksichtigung verschiedener Regelungsschemata notwendig.
- Bei einer Drehzahl die sich nur gering von der synchronen Drehzahl unterscheidet, ist der Einfluß des Drehfeldes auf die Aufhängung zu beachten (siehe Kap. 4.3). Solch eine Umlauffrequenz ist im Betrieb mit geringer Reibung, wie bei Einsatz einer berührungslosen elektrostatischen Levitation, zu erreichen. Die notwendigen drehzahlabhängigen Korrekturen können durch entsprechende Modifikationen des Regelalgorithmuses erfolgen.
- Bei den drehzahlabhängigen Elementen der Regelung ist zu beachten, daß sich während der Anlaufphase die Drehzahl stetig ändert, so daß für diese Phase die Regelparameter ständig angepaßt werden müssen. Eventuell ist dafür eine Messung der Drehzahl erforderlich.
- Bei Verwendung eines digitalen Reglers (digitaler Signalprozessor) für diese Anpassungen sollte dieser die notwendige Flexibilität aufweisen. Desweiteren ermöglicht die Verwendung eines digitalen Reglers die Extraktion der auftretenden Beschleunigungen. Dadurch ist der Einsatz als Beschleunigungssensor (Linear- und Drehbeschleunigungen) oder nach weitergehender Auswertung als Drehratensensor (Gyroskop) möglich.
- Um die Feldstärken und somit die Energiedichte in einem elektrostatischen System zu optimieren sind besonders glatte und schmale (im Mikrometerbereich) Luftspalte erforderlich. Elektrostatische Systeme sollten daher, unabhängig von ihrer Baugröße, mit besonders präzisen Fertigungstechnologien hergestellt werden.

- Der Aufbau eines schnell drehenden elektrostatisch angetriebenen Rotors sollte mikrotechnisch erfolgen, um die Vorteile der elektrostatischen Kräfte bei Verringerung der Abmessungen gegenüber magnetischen Systemen auszunutzen. Geringere Abstände und Massen verringern die erforderlichen Spannungen, verkürzen die Anlaufphase und verringern die Reaktionszeiten.

Die Fertigung in Form von geschichteten Platten ermöglicht außer der Einbeziehung von Leiterbahnen (Kap. 7) den Einbau von Optiken [StaJ96] sowie die Integration von elektronischen Bauteilen. Als Bauteile bieten sich im vorliegenden Fall Diodenlaser (Vertical Cavity Surface Emmiting Laser, VCSEL) und Photodioden als Sender und Empfänger für die Positionsbestimmung des Rotors an (Abb. 8.1). Zusätzlich können in Aussparungen in den Schichten elektronische Vorverstärker und weitere Bauelemente eingebaut werden.

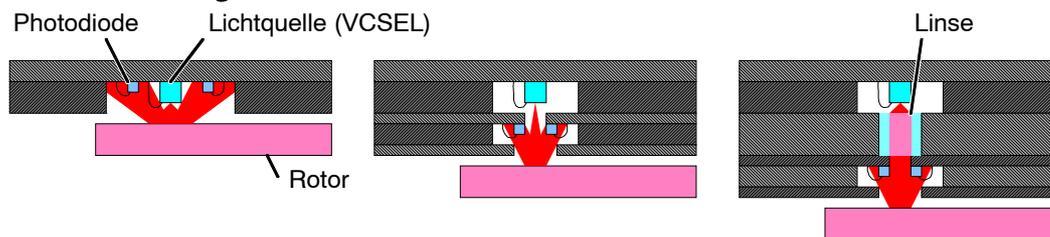


Abb. 8.1: Verschiedene Integrationsmöglichkeiten von Lichtquelle (VCSEL) und Detektor (Photodiode) zur Realisierung der Abstandsmessung in ein geschichtetes Mikrogehäuse

Durch die Integration von Verstärkern in das Gehäuse verringern sich die Störeinflüsse, und es können elektrische Abstands-Meßverfahren eingesetzt werden, die nur geringe Ströme oder Spannungen verwenden.

Werden die Elektroden aus einem leitfähigen und durchsichtigen Material (Indium-Zinn-Oxid, ITO) auf Glas gefertigt, ist die Abstandsmessung durch die Elektroden hindurch möglich. Dadurch ist der Raum um die Optiken vor äußeren Einflüssen geschützt. Durch die Trennung der Optik von der Umgebung durch Glasplatten ist auch der Aufbau von Meßsystemen für Untersuchungen an Flüssigkeiten möglich.

9 Zusammenfassung

Seit Mitte des 18. Jahrhunderts werden elektrostatische Kräfte zum Antrieb von Rotoren untersucht. Die später entwickelten magnetisch angetriebenen Systeme zeigen jedoch bei konventionellem Aufbau Vorteile gegenüber elektrostatisch angetriebenen. Heutzutage sind mikromechanisch gefertigte elektrostatische (kapazitive) Sensoren für Drehraten (dreh- bzw. linearschwingende Gyroskope) und Beschleunigungen in der Verkehrstechnik sowie in der Luft- und Raumfahrt im Testeinsatz und Gegenstand der Forschung und Entwicklung. Die Forschungen auf dem Gebiet der elektrostatischen Systeme konzentrierten sich in den vergangenen Neunzigerjahren überwiegend auf mechanisch gelagerte Rotoren bestehend aus Silizium. Elektrostatisch gelagerte Gyroskope sind auch für satellitengestützte hochpräzise Messungen zur Überprüfung der Relativitätstheorie vorgesehen. Als eine Anwendung einer berührungslosen Lagerung (elektrostatische Levitation) wird die Handhabung von Scheiben mit einem Durchmesser im Dezimeterbereich (Flüssigkristall-Displays oder Siliziumwafer) in Südkorea und Japan experimentell untersucht. Dies machte Studien zur Funktionsweise und zum Aufbau von elektrostatischen Antrieben, insbesondere von Mikrorotoren, interessant. Wird ein elektrostatischer Antrieb mit einer elektrostatischen Lagerung (Levitation) kombiniert, so ergibt sich ein System mit fast vernachlässigbarer Reibung, dessen Aufbau ohne magnetische Komponenten erfolgen kann.

In dieser Arbeit wurden zunächst verschiedene elektrostatische Antriebsmöglichkeiten eines dielektrischen Rotors vorgestellt. Die weiteren Untersuchungen bezogen sich auf einen Rotor dessen antreibendes Drehmoment durch die Kraftwirkung eines elektrostatischen Drehfeldes auf influenzierte Ladungen erzeugt wird. Diese Systemart wird als Induktionsmotor bezeichnet. Es handelt sich dabei um einen Asynchronmotor, der direkt aus dem Stillstand anlaufen kann. Induktionsmotoren besitzen den Vorteil, daß der Rotor nicht segmentiert ist und kein den Rotor umgebendes Medium bzw. kein Kontakt zwischen dem Rotor und dem Stator erforderlich ist.

Für die Berechnung des Drehmomentes auf den Rotor wurde in dieser Arbeit die elektroquasistatische Näherung verwendet. Mit Hilfe dieses Ansatzes ließ sich unter anderem die Ladungsverteilung und der Strom an der Oberfläche des Rotors bestimmen. Eine Berechnung des Oberflächenstromes ergab, daß das durch ihn erzeugte Magnetfeld vernachlässigbar ist. Außerdem zeigte sich, daß die Ladungsmenge bei einer phänomenologischen Begründung des Drehmomentes berücksichtigt werden muß.

Weitere Simulationen ergaben ein von der Leitfähigkeit des Rotors abhängiges Drehmoment, wobei nur bei elektrischen Leitwerten σ im Bereich von $\sigma = 5 \cdot 10^{-8} \text{ Sm/m}^2$ ein nennenswertes Drehmoment auftritt. Die Variation des Volumenleitwertes eines dielektrischen Rotors war im Experiment nicht praktikabel. Der effektive Leitwert des Rotors wurde daher durch Aufbringen einer dünnen Metallschicht auf der Rotoroberfläche beeinflusst. Die Rechnungen ergaben, daß durch Aufbringen einer dünnen Metallschicht ein größeres Drehmoment zu erwarten ist als bei einem Rotor, der ausschließlich aus Metall oder Dielektrikum besteht. Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen wurden Aluminiumnitrid-Rotoren mit unterschiedlich dicken Metallschichten (wenige Nanometer Aluminium) an dünnen Golddrähten zentrisch in einem elektrischen Drehfeld gehalten und die Torsion des Drahtes vermessen. Dabei ergab sich eine optimale Beschichtungsdicke zur Maximierung des Drehmomentes. Bei der experimentellen Untersuchung der Rotation von Rotoren mit einem Durchmesser von wenigen Millimetern zeigte sich eine kontinuierliche Drehung des Rotors, falls sich der Rotor ohne Verdrillung um den Golddraht drehen ließ. Eine solche Rotation wurde über mehrere Minuten beobachtet. Die gemessene Drehzahl von einigen Hertz wurde dabei durch Lagerreibung zwischen dem Draht und dem Rotor beschränkt.

Um das Verhalten eines elektrostatisch gelagerten Rotors zu optimieren, wurden Rechnungen und Versuche mit verschiedenen Elektrodenkonfigurationen durchgeführt. Die elektrostatischen Felder und die Kapazität des Systems wurden dabei numerisch mit einem 3-dimensionalen Finite-Differenzen-Programm (FD) berechnet. Aus der berechneten Kapazität ergibt sich mit dem Verfahren der virtuellen Energie die (anziehende-) Kraft auf den Rotor. Die Rechnungen zeigten, daß die Kraft nichtlinear mit dem Abstand abnimmt und durch inhomogene Felder erzeugt wird. Durch Einfügen zusätzlicher inhomogener Felder kann daher die Kraft erhöht werden, ohne die Rotoroberfläche zu vergrößern.

Theoretische Betrachtungen eines elektrostatischen Systems sowie die FD-Rechnungen ergeben, daß es nicht möglich ist in einem elektrostatischen Feld die Lage eines Körpers in einem stabilen Gleichgewicht zwischen elektrostatischen und gravitativen Kräften zu halten. Eine stabile Positionierung und Ausrichtung eines Körpers ist daher nur mit einer Lageregelung möglich. Eine Positionsregelung in der horizontalen Ebene konnte entfallen, weil eine senkrecht dazu stehende radialsymmetrische Feldverteilung verwendet wurde, die den Rotor zentriert. Die verbleibenden Freiheitsgrade des Rotors wurden durch eine aktive Regelung überwacht.

Um die Bewegung eines Körpers in einem nichtlinearen Kraftfeld zu beschreiben sowie zur Festlegung des Regelungsschemas der Positionskontrolle sind im Rahmen dieser Arbeit numerische Simulationen zum dynamischen Verhalten des Rotors durchgeführt worden. Stationäre Rechnungen zeigten, daß in einem nichtlinearen Kraftfeld die Verkippung des Rotors zu einer Vergrößerung der anziehenden Kraft führt. Für dynamische Betrachtungen sind die Bewegungsgleichungen eines in vertikaler Richtung beweglichen und rotierenden Körpers aufgestellt und numerisch gelöst worden. Dabei wurde nicht, wie allgemein üblich, die Drehbewegung um die Rotationsachse als konstant angenommen. Um eine Lageregelung zu simulieren sind den Gleichungen Terme hinzugefügt worden, die eine Rückkopplung zwischen Position und Feldstärke erzeugen. Die Rückkopplung erfolgte dabei durch unabhängige Regelkreise. Die Rechnungen zeigten, daß eine proportionale Rückkopplung ausreicht, sofern die Drehzahl einige hundert Hertz nicht übersteigt. Das nichtlineare Verhalten der Kraft, welches durch Messungen verifiziert wurde, führte jedoch zu dynamischen Instabilitäten des Rotors.

Für die experimentellen Untersuchungen zur Levitation ist eine aktive elektronische Lageregelung entwickelt und aufgebaut worden. Mit jeweils einem Regelkreis bestehend aus Abstandsmeß-System, Regel- sowie Hochspannungsverstärker für jeden der zu überwachenden Freiheitsgrade. Die Frequenzbandbreite des Regelsystems wurde dabei so ausgelegt, daß die maximal auftretenden Frequenzen verarbeitet werden konnten. Für die Abstandsmessung wurde ein auf Glasfaser basierendes optisches Meßverfahren gewählt, welches das Rückstreuverhalten von Licht an der Rotoroberfläche ausnutzt. Das Abstandsmeß-System erreichte eine Auflösung, die besser als $1\ \mu\text{m}$ ist. Bei den Versuchen zur Levitation konnte ein dielektrischer Rotor mit einem Durchmesser von wenigen Millimetern im Feld einer planaren darüberliegenden Elektrode gehalten werden.

In bisherigen Veröffentlichungen wird das Verhalten der Levitation immer in der linearen Näherung, d.h. als harmonischer Oszillator beschrieben. Diese Annahme wurde durch die Messung der Abhängigkeit zwischen periodischen Störungen der Elektrodenspannung und des Abstandes überprüft. Die Aufnahme der Transferfunktion ergab jedoch, daß sich die Aufhängung nicht wie ein harmonischer Oszillator verhält, was wiederum die Regelung erschwert.

Die Untersuchung der kombinierten Wirkung von Rotation und Levitation erfolgte bei verschiedenen Elektrodengeometrien. Die Elektroden wurden aus handelsüblichen, mit Kupfer beschichtetem Platinenmaterial durch Ätzen bzw. Fräsen oder alternativ, aus mit Gold beschichteten Keramikplatten durch Laserbearbeitung, hergestellt. Befanden sich

Rotations- und Levitationselektroden oberhalb des Rotors, so wurden die Elektrodenflächen für das Drehfeld in einem konzentrischen Ring um die Levitationselektroden angeordnet. Versuche zeigten, daß bei dieser Anordnung allein die Anziehung durch das elektrische Drehfeld meist größer als die Gewichtskraft des Rotor ist und daher der Rotor an den Rotationselektroden haftete. Versuche mit Levitationselektroden oberhalb und Rotationselektroden unterhalb des Rotors ergaben in kurzen Zeitabschnitten (Millisekunden), in denen der Rotor keinen mechanischen Kontakt zu den Elektroden hatte, eine Drehbewegung in der Größenordnung einer achte Umdrehung.

Für den praktischen Einsatz eines elektrostatischen Kreisels ist der Präzisionsaufbau als Mikrosystem erfolgversprechend. Deshalb wurden außer den theoretischen Überlegungen und experimentellen Untersuchungen zu elektrostatischen Rotoren auch fertigungstechnische Arbeiten an einem mikromechanischen Gehäuse durchgeführt. Als Grundelemente für dieses Gehäuse dienten flache Funktionselemente, welche mit Hilfe eines Femtosekunden-Lasers aus dünnen Keramikplatten herausgeschnitten wurden.

Eine Übersicht der bearbeiteten Teilgebiete des aufgebauten Kreiselsystems ist in Tab. 9.1 gezeigt. Ein Vergleich zwischen den aus der Literatur bekannten und den aus dieser Arbeit erfolgten Erkenntnisse ist darin gegenüber gestellt.

Teilgebiet		Aus Literatur bekannt	Erkenntnisse aus dieser Arbeit
Levitation	Simulation	inhomogene Streufelder, nichtlineare Kraft	Berücksichtigung der Nichtlinearität ist notwendig
	Experiment	Abstandsmessung	miniaturisiertes optisches Abstandsmess-System ist realisiert
Rotation	Simulation	leitwertabhängiges Drehmoment	Ladungsverteilung und Oberflächenstrom sind zu berücksichtigen. Magnetfeld hat keinen Einfluß
	Experiment	mechanische Lagerung	Rotation im miniaturisierten Aufbau
Rotation + Levitation	Simulation	ohne Rückkopplung	mit Rückkopplung
	Experiment		Einsetzen einer Drehbewegung
Fertigungstechnik	Experiment		integriertes Mikrosystem

Tab. 9.1: Übersicht der bearbeiteten Teilgebiete

Diese Arbeit zeigt zum einen die Realisierbarkeit der Rotationsbewegung bei einem beschichteten Mikrokreiselsystem aufgrund des Induktionsprinzips. Desweiteren führt die Untersuchung der kombinierten Wirkung von Rotation und elektrostatischer Levitation zur Untermauerung der Machbarkeit eines elektrostatisch gelagerten und angetriebenen Mikrokreisels.

Literaturverzeichnis

- Adv Netzwerkanalysator R3753BH
Advantest Corporation
Vertrieb: Rohde & Schwarz
- AlgPL51 Philip L. Alger
The Nature of polyphase induction machines
John Wiley & Sons, Inc, New York, Chapman & Hall, Ltd., London, 1951
- ArnR1893 Riccardo Arno
Über ein rotierendes elektrisches Feld und durch elektrostatische Hysteresis bewirkte Rotationen
Elektrotechnische Zeitschrift, 2 (1893) 17-18
- AshME99 M.E. Ash, C.V. Trainor, R.D. Elliott, J.T. Borenstein, A.S. Kourepenis, P.A. Ward, M.S. Weinberg
Micromechanical inertial sensor development at Draper Laboratory with recent test results
Proceedings of Symposium Gyro Technology, Stuttgart, 1999, Seite 3.0-3.13
- BähR97 R. Bähnisch, N. Bissinger
Schaltung zur Greifkrafteinstellung und Greiferstellungserkennung
Patentanmeldung: P 197 30 443.5-32; PCT/EP98/04286
- BähR99a R. Bähnisch, W. Groß, A. Menschig
Flexible design concept and fabrications technology for microsystems
Proceedings of 1st euspen conference, Bremen 31 May- 04 June 1999, S. 506-509
- BähR99b R. Bähnisch, W. Groß, J. Staud, A. Menschig
Femtosecond laser-based technology for fast development of micromechanical devices
Sensors and Actuators, A74 (1999) 31-34
- BarSF89 Stephen F. Bart and Jefferey H. Lang
An Analysis of Electroquasistatic Induction Micromotors
Sensors and Actuators A, 20 (1989) 97-106
- BenF1748 Benjamin Franklin
Brief an Herrn Peter Collinson, §21, §22. Übersetzt von J.C. Wilcke (1758) in Benjamin Franklin
Briefe von der Elektrizität
Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbh, Braunschweig 1983
- BenWJ96 William J. Bencze, Yueming Xiao, David N. Hipkins, Gene F. Franklin, Bradford W. Parkinson
Gyroscope spin axis direction control for the gravity probe b satellite
Proceedings of the 35th Conference on Decision and Control, Kobe, Japan, December 1996, 480-485
- BieJ49 J. Biermanns
Hochspannung und Hochleistung
Carl Hanser Verlag, München, 1949
- BolB69 B. Bollée
Electrostatic motors
Philips Technical Review, 30 (1969) 178-194
- BraEH89 E.H. Brandt
Levitation in Physics
Science, 243 (1989) 349-355

Literaturverzeichnis

- BroIN87 I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew
Taschenbuch der Mathematik
Thun, Frankfurt/Main, 1987, 23. Aufl.
- BT0 BTO Bungert GmbH
Weil der Stadt
- BB Burr-Brown Corporation
USA, Arizona
- CalJH95 J.H. Calderwood and E.R. Mognaschi
The spatial harmonic content of the field of an electrostatic induction motor
Int. J. of Applied Electromagnetics and Mechanics, 6 (1995) 197-205
- CooRo79 R.O. Cook and C.W. Hamm
Fiber optic lever displacement transducer
Applied Optics 18 (1979) 3230-3240
- DörE81 Egon Döring
Werkstoffkunde der Elektrotechnik
Braunschweig, Wiesbaden; Vieweg, 1981
ISBN 3-528-04177-3
- Dub70 F.Sass, Ch. Bouché, A. Leitner, [Hrsg.]
Dubbel: Taschenbuch für den Maschinenbau
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1970, 13. Aufl.
- EarS1842 S. Earnshaw
On the Nature of the Molecular Forces which regulate the Constitution of the
Luminiferous Ether.
Trans. Cambridge Philos. Soc. 7 (1842) 97-112
- Epo-Tek EPO-TEK, Klebstoff : H20S
Vertrieb: Polytec, Waldbronn
- EpsL65 Lewis Epstein
Electrostatic Suspension
American Journal of Physics, 33 (1965) 406-407
- FanLS89 Long-Shen Fan, Yu-Chong Tai and Richard S. Muller
IC-processed electrostatic Micromotors
Sensors and Actuators, 20 (1989) 41-47
- FedGK96 Gary K. Fedder and Roger T. Howe
Multimode Digital Control of a Suspended Polysilicon Microstructure
Journal of Microelectromechanical Systems, 5 (1996) 283-297
- FEMTO FEMTO Messtechnik GmbH
Berlin
- FosKR92 Kenneth R. Foster, Friedrich A. Sauer, and Herman P. Schwan
Electrorotation and levitation of cells and colloidal particles
Biophysical Journal 63 (1992) 180-190
- FuhG89 G. Fuhr, R. Hagedorn, R. Glaser, J. Gimsa
Dielektrische Motoren
Elektrie, 43 (1989) 45-50
- FujA90 Akira Fujimoto, Minoru Sakata, Masao Hirano and Hiroshi Goto
Miniature Electrostatic Motor
Sensors and Actuators A, 24 (1990) 43-46
- GerC92 C. Gerthsen, H. O. Kneser, H. Vogel
Physik
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 16. Auflage, 1992

Literaturverzeichnis

- GevHJ95 Hans-Jürgen Gevatter, Robert Wizoreck, Jürgen Kocher
Ausleseverfahren für Differential-Kondensatoren
F&M 103 (1995) 158-164
- GraL05 L. Graetz
Eigenschaften der Dielektrika: Rotationen von Körpern in dielektrischen
Flüssigkeiten im konstanten elektrischen Felde
Handbuch der Physik, Band 4 (Elektrizität und Magnetismus. I.), Seiten 155-
157
zweite Auflage, Leipzig, Verlag von Johannes Ambrosius Barth, 1905
- HagR94 Rolf Hagedorn, Günter Fuhr, Torsten Müller, Thomas Schnelle, Uwe
Schakenberg, Bernd Wagner
Design of asynchronous dielectric micromotors
Journal of Electrostatics, 33 (1994) 159-185
- HatM92 M. Hattori, K. Asano, and Y. Higashiyama
The fundamental characteristics of a cylindrical corona motor with multi-
blade electrodes
Journal of Electrostatics, 27 (1992) 223-235
- HawTJ92 Timothy J. Hawkey, Richard P. Torti
Integrated Microgyroscope
SPIE 1694 (1992) 199-207
- HeG96 G. He, K. Chen, S. Tan, W. Wang
Electrical levitation for micromotors, microgyroscopes and
microaccelerometers
Sensors and Actuators A, 54 (1996) 741-745
siehe auch US-Patent 5,015,906 und 5,187,399
- HerHR1881 H.R. Hertz
Ueber die Vertheilung der Electricität auf der Oberfläche bewegter Leiter
Annalen der Physik und Chemie 13 (1881) 266-275
Herausgegeben von G. und E. Wiedmann (Wied. Ann.)
- HorMN2000 Mark N. Horenstein, Julie A. Perrealut, Thomas G. Bifano
Differential capacitive position sensor for planar MEMS structures with
vertical motion
Sensors and Actuators A, 80 (2000) 53-61
- HuD91 D. Hu and B. Martin
Study of a five-electrode quadrupole levitation system
Part I: Theoretical aspects, Part II: Experimental results
IEE Proceedings-A 138 (1991) 320-328 bzw. 329-336
- IshH96 Hidenori Ishihara, Fumihito Arai
Micro Mechatronics and Micro Actuators
IEEE Transactions on Mechatronics, 1 (1996) 68-79
- JanH92 Hartmut Janocha
Aktoren: Grundlagen und Anwendungen
Springer, Berlin, 1992
- JefOD73 Oleg D. Jefimenko
Electrostatic Motors
Electrec Scientific Company, Star City, West Virginia, USA, 1973
- JeoJu98 Jong Up Jeon, Toshiro Higuchi
Induction motors with electrostatic suspension
Journal of Electrostatics, 45 (1998) 157-173

Literaturverzeichnis

- JeoJu99 Jong Up Jeon, Shao Jü Woo, Toshiro Higuchi
Variable-capacitance motor with electrostatic suspension
Sensors and Actuators A, 75 (1999) 189-297
- JinJ95 Ju Jin, Toshiro Higuchi, and Manabu Kanemoto
Electrostatic Levitation for Hard Disk Media
IEEE Transactions on Electronics, 43 (1995) 467-473
- JosV99 V. Josselin, P. Touboul, R. Kielbasa
Capacitive detection scheme for space accelerometers application
Sensors and Actuators A, 78 (1999) 92-98
- KarBK95 Barun K. Kar and Eric Joseph
Linearization Techniques for capacitive sensors
SPIE 2642 (1995) 206-214
- KlSo65 Felix Klein, Arnold J. Sommerfeld
Über die Theorie des Kreisels
Nachdr. d. Erstaufg., Leipzig, Teubner, 1897-1910. - New York : Johnson,
1965
- KnoHW64 Howard W. Knoebel
The Electric Vacuum Gyro
Control Engineering 11 (Feb. 1964) 70-73
- KooC69 C. Kooy
Torque on a resistive rotor in a quasi electrostatic rotating field
Appl. Sci. Res. 20 (1969) 161-172
- KraMS97 M.S. Kranz, K.K. Fedder
Micromechanical vibratory rate gyroscopes fabricated in conventional CMOS
Proceedings of Symposium Gyro Technology, Stuttgart, 1997, Seite 3.0-3.8
- KrePT85 Philip T. Krein and Joseph M. Crowley
Harmonic effects in electrostatic induction motors
Electric Machines and Power Systems, 10 (1985) 479-497
- KrePT95 Philip T. Krein
Analysis of Corona Motors and Micromotors by Means of Effective Gap
Conductivity
IEEE Transactions on Industry Applications, 31 (1995) 752-760
- LamA06 Anton Lampa
Über Rotationen im elektrostatischen Drehfelde
Sitzungsberichte der Königlichen Akademie der Wissenschaften (Wien),
Mathematisch – Naturwissenschaftliche Klasse, Band 116, Abt. IIa, (1906)
1659-1690
- LenQ97 Qingfang Leng, Yongliang Wang, Zhongyu Gao, Yunhe Teng
Design of a magnetic torquing system for an ESG north finder
IEEE Transaction on magnetics 33 (1997) 4005-4007
- LloJR99 J.R. Lloyd
Electromigration and Mechanical Stress
Microelectronic Engineering 49 (1999) 51-64
- Mat
Matlab
The MathWorks, Inc.
- MelJR81 James R. Melcher
Continuum Electromechanics
The MIT Press
Cambridge, Massachusetts, and London, England, 1981
ISBN 0-262-13165-X

Literaturverzeichnis

- MinT96 T. Mineta, S. Kobayashi, Y. Watanabe, S. Kanauchi, I. Nakagawa, E. Sugauma, and M. Esashi
Three-axis capacitive accelerometer with uniform axial sensitivities
J. Micromech. Microeng. 6 (1996) 431-435
- MogER99 Ezio Roberro Mognaschi, and James Henry Calderwood
The significance of the time constant of the rotor material employed in a dielectric motor
Int. J. of Applied Electromagnetics and Mechanics, 10 (1999) 177-183
- NorA62 A. Nordsieck
Principles of the electric vacuum gyroscope
in R.E. Robertson and J.S. Farrior, editors, Guidance and Control, Academic Press, New York, 1962, 435-440
- OppW60 Winfreid Oppelt
Kleines Handbuch technischer Regelvorgänge
Verlag Chemie GmbH, Weinheim/Bergstraße, 1960
- PicWF61 W.F. Pickard
On the Born-Lertes Rotational Effect
Nuovo Cimento 21 (1961) 316-332
- PogJC1870 J.C. Poggendorff
Ueber das Holtz'sche Rotationsphänomen
Annalen der Physik und Chemie 139 (1870) 513-546
Herausgegeben von J.C. Poggendorff (Pogg. Ann.)
- PriRH89 Richard H. Price, John E. Wood, Stephen C. Jacobsen
Modeling considerations for electrostatic forces in electrostatic microactuators
Sensors and Actuators, 20 (1989) 107-114
- PROFI PROFI (program for calculation of fields) 7.5.2 Elektrostatisches Feld
PROFI engineering systems GmbH
Darmstadt
- QuiG1896 G. Quincke
Rotationen im constanten electrischen Felde
Annalen der Physik und Chemie 59 (1896) 417-486
Herausgegeben von G. und E. Wiedmann (Wied. Ann.)
- RulAJ97 Aaron J. Rulison, John L. Watkins, and Brian Zambrano
Electrostatic containerless processing system
Rev. Sci. Instrum., 68 (1997) 2856-2863
- SchER18 E. von Schweidler
Die Anomalien der dielektrischen Erscheinungen: 4. Erscheinungen im relativen Drehfelde
Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus, Band 1
(Elektrizitätserregung und Elektrostatik) Seiten 242-244
Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1918
- SchER1897 Egon R. v. Schweidler
Über Rotationen im homogenen elektrischen Felde
Sitzungsberichte der Königlichen Akademie der Wissenschaften (Wien),
Mathematisch – Naturwissenschaftliche Klasse, Band 106, Abt. IIa, (1897)
526-532
- SchWO23 W.O. Schumann
Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen
Verlag von Julius Springer, Berlin, 1923

Literaturverzeichnis

- SecPE70 P.E. Secker and M.R. Belmont
A miniature multipole liquid-immersed dielectric motor
J. Phys. D: Appl. Phys. 3 (1970) 216-220
- SheC95 C. Shearwood, C.B. Williams, P.H. Mellor, R.B. Yates, M.R.J. Gibbs and
A.D. Mattingley
Levitation of a micromachined rotor for application in a rotating gyroscope
Electronic Letters 31 (1995) 1845-1846
- ShiA95 Atusushi Shimamoto and Kohichi Tanaka
Optical fiber bundle displacement sensor using an ac-modulated light source
with subnanometer resolution and low thermal drift
Applied Optics, 34 (1995) 5854-5860
- StaJ96 J. Staud, A. Menschig, A. Raiber, T. Abeln
Laser-Based Fabrication of Micro System Components
Micro System Technologies '96, Potsdam
- SumI55 Inosuke Sumoto
An interesting phenomenon observed on some dielectrics
J. Phys. Soc. Japan, 10 (1955) 494
- SuzK97 Koichi Suzumori and Kohei Hori
Micro electrostatic wobble motor with toothed electrodes
the Tenth Annual International Workshop on Micro Electro Mechanical
Systems; an Investigation of Micro Structures, Sensors, Actuators, Machines
and Robots, Nagoya, Japan, January 26-30, 1997
- TaiYC89 Yu-Chong Tai and Richard S. Muller
IC-processed Electrostatic Synchronous Micromotors
Sensors and Actuators, 20 (1989) 49-55
- TanW92 William C. Tang, Martin G. Lim, and Roger T. Howe
Electrostatic comb drive levitation and control method
Journal of Microelectromechanical Systems, 1 (1992) 170-178
- TieC91 U. Tietze, Ch. Schenk
Halbleiter-Schaltungstechnik
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1991, 9. Aufl.
- TorR94 R. Torti, V. Gondhalekar, H. Tran, B. Selfors
Electrostatically suspended and sensed micro-mechanical rate gyroscope
SPIE 2220 (1994) 27-38
- TREK TREK Incorporated, New York
Vertrieb: BFI-Optilas, Puchheim
- TriWS87 W.S.N. Trimmer and K.K. Gabriel
Design considerations for a practical electrostatic micro-motor
Sensors and Actuators, 11 (1987) 189-206
- UbbJ70 J. Ubbink
Optimization of the rotor surface resistance of the asynchronous electrostatic
motor
Appl. Sci. Res. 22 (1970) 442-448
- Weic83 Ch. Weißmantel, R. Lenk, W. Forker, D. Linke [Hrsg.]
Kleine Enzyklopädie: Atom- und Kernphysik
Verlag Harri Deutsch Thun, Frankfurt, 1983

Literaturverzeichnis

- WeiH79 H.H. Weider
Nondestructive Evaluation of Semiconductor Materials and Devices
Chapter 2: Four-terminal nondestructive electrical and galvanomagnetic
measurements
Edited by Jay N. Zemel
Plenum Press, New York and London, 1979; ISBN 0-306-40293-9
- WeiM99 M. Weidmüller, R. Grimm
Optische Dipolfallen
Physikalische Blätter, 55 (1999) 41-47
- WeiW1893 W. Weiler
Das Influenzdrehfeld
Zeitschrift für den Physikalischen und Chemischen Unterricht, Jahrgang VII,
Heft1, 1893, 1-4
- WilCB96a C.B. Williams, C. Shearwood, P.H. Mellor, A.D. Mattingley, M.R.J. Gibbs,
and R.B. Yates
Initial fabrication of a micro-induction gyroscope
Microelectronic Engineering 30 (1996) 531-534
- WilCB96b C.B. Williams, C. Shearwood, P.H. Mellor, R.B. Yates
Modelling and testing of a frictionless levitated micromotor
Sensors and Actuators A, 60 (1997) 469-473
- WolRS91 R.F. Wolfenbittel, and J.F.L. Goosen
Design Considerations for a permanent-rotor-charge-excited Micromotor with
an electrostatic bearing
Sensors and Actuators A, 25-27 (1991) 583-590
- YanWQ96 W.Q. Yang
Electrostatic suspension system for gyroscopes with minimum electrical
disturbing torque via non-linear pre-compensation
Proc. Instn. Mech. Engrs. 210 (1996) 123-127
- YokS96 Shinichi Yokota, Kazuhiro Yoshida, Yasufumi Otsubo, Kazuya Edamura
A Micromotor Using a Kind of Dielectric Fluids
IAS'96. Conference Record of the 1996 IEEE Industry Applications
Conference, Thirty-First IAS Annual Meeting. IEEE, New York, NY, USA;
1996; 4 vol. xxxiv+2583 pp. p.1749-54 vol.3
- Zip1889 Karl Zipernowsky
The Zipernowsky Electrostatic Motor
The Electrical World 14 (1889) 260

A Anhang

A.1 Levitation durch seitliche Elektroden

Zum Vergleich der in Kap. 4.2 beschriebenen Levitation durch planare Elektroden oberhalb der Scheibe wurden auch Rechnungen mit dem Finite Differenzenverfahren (FD) [PROFI] für eine Konfiguration mit seitlichen Elektroden durchgeführt. Die prinzipielle Anordnung der Komponenten ist in Abb. A.1 dargestellt. Solche Feldverteilungen, die eine Lagerung von Strukturen zwischen Elektroden unterstützen, werden bei in Silizium gefertigten Mikrosystemen angewandt [TanW92]. Bei kammartigen Kondensatorstrukturen für die Messung von Abständen oder der Bewegung von Teilen [KraMS97, AshME99] treten die levitierenden Kräfte besonders deutlich auf.

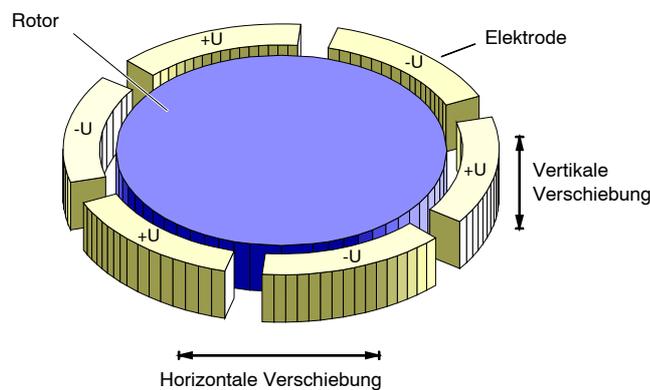


Abb. A.1: Prinzipielle Darstellung der Elektrodenkonfiguration für Levitation durch seitliche Elektroden

Die verwendete r - φ - z -Geometrie besteht aus einem Rotor, der von Segmenten einer ringförmigen Elektrode umgeben ist. Die Geometriedaten sind in Tab. A.1 angegeben.

Dicke der Elektroden	$600 \mu\text{m}$
Dicke der Scheibe	$600 \mu\text{m}$
Radius der Scheibe	2 mm
Innenradius der Elektrode	2.050 mm
Anzahl der Elektroden	$2 \cdot 6$
Öffnungswinkel der Elektroden	26°
Dielektrizitätskonstante der Scheibe	$77 \cdot \epsilon_0$
Dichte der Scheibe	$3.25 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$
Vertikale Verschiebung	variabel

Tab. A.1: Kennwerte des FD-Modells mit seitlichen Elektroden

Die einzelnen Segmente der Elektrode sind in zwei Gruppen aufgeteilt, wobei die Einteilung alternierend erfolgt. Die Elektroden der beiden Gruppen liegen entweder auf Null- oder Arbeitspotential. Es wurde die Kapazität zwischen den beiden Gruppen von Elektroden in Abhängigkeit von einer vertikalen Verschiebung des Rotors berechnet. Als Parameter wurde die Dicke der Elektroden verwendet.

Ausgehend davon wurde die auf die Spannung bezogene Kraft f_x (Gl. 4.2, Abb. A.2) und die erforderliche Spannung zur Levitation des Rotors bestimmt (Gl. 4.3, Abb. A.3).

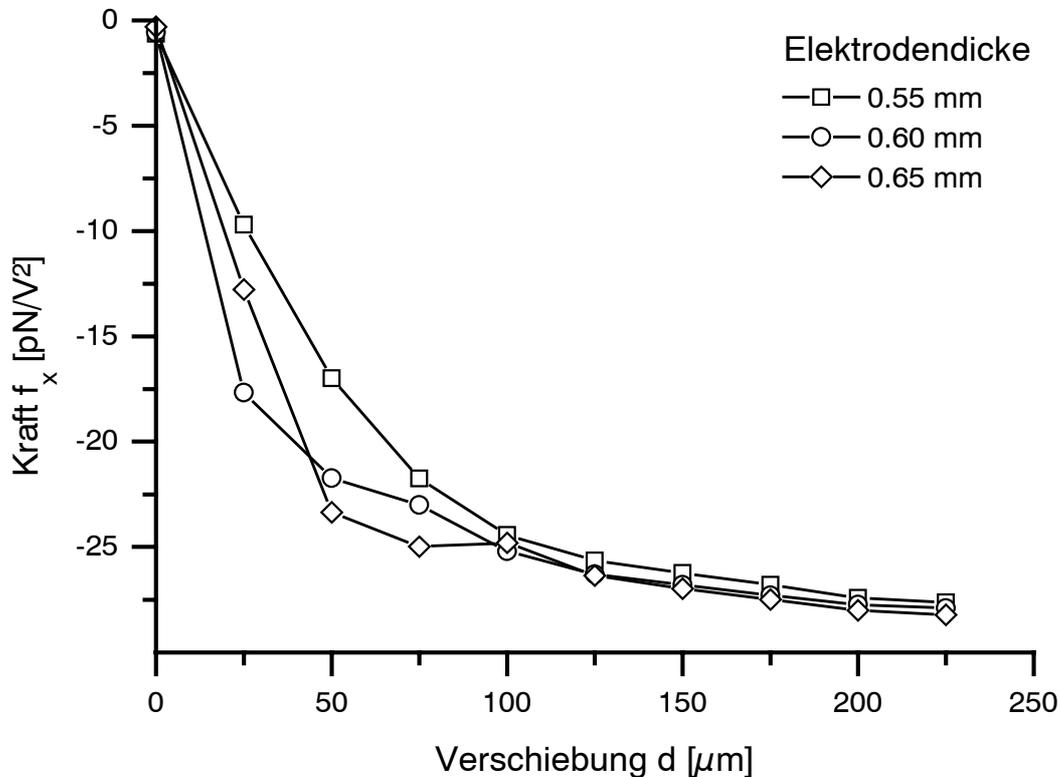


Abb. A.2: Bezogene Kraft f_x in Abhängigkeit von einer vertikalen Verschiebung d des Rotors (Rotordicke: 0.6 mm, Parameter : Elektrodendicke)

Eine starke Veränderung der Kapazität und damit der Kraft erfolgt dann, wenn sich der Überlapp zwischen den Stirnflächen der Scheibe und der Elektroden ändert. Für den Fall, daß die Elektroden dünner als der Rotor sind bzw. der Rotor dünner als die Elektroden ist, erfolgt eine Änderung erst, wenn die Verschiebung größer als die halbe Differenz der Dicken ist. Für den Fall gleicher Dicken ändert sich die Kapazität schon bei geringer Verschiebung stark. Daher wird für geringe Verschiebungen die stärkste vertikal zentrierende Kraft erhalten, wenn der Rotor und die Elektroden dieselbe Dicke haben (Abb. A.2). Bei größeren Verschiebungen gleichen sich die Verhältnisse an.

Die Spannung U , die notwendig ist, um die Scheibe in Schwebelage gegen die Schwerkraft zu halten, beträgt ca. 10 kV (Abb. A.3), was einer Feldstärke von 10^8 V/m entspricht. Die Spannung und die Feldstärke sind größer als die für eine planare Elektrode berechneten Werte (Kap. 4.2). Die geringeren Kräfte bzw. höheren Spannungen sind durch den geringeren Überlapp zwischen Elektrodenfläche (bzw. Kanten) und dem Rotor zurückzuführen²⁹.

Eine Erhöhung der Kraft bzw. Verringerung der Spannung und der Feldstärke kann durch eine Erhöhung der Anzahl der Elektroden erfolgen. Dieses erschwert die Herstellung einer seitlichen Elektrodenkonfiguration im Vergleich zu einer planaren Elektrode noch mehr.

²⁹ Durch den geringeren Überlapp ist zu erwarten, daß ein Drehmoment, welches mit Hilfe von seitlichen Elektroden erzeugt wird, geringer als bei einer planaren Elektrode ist.

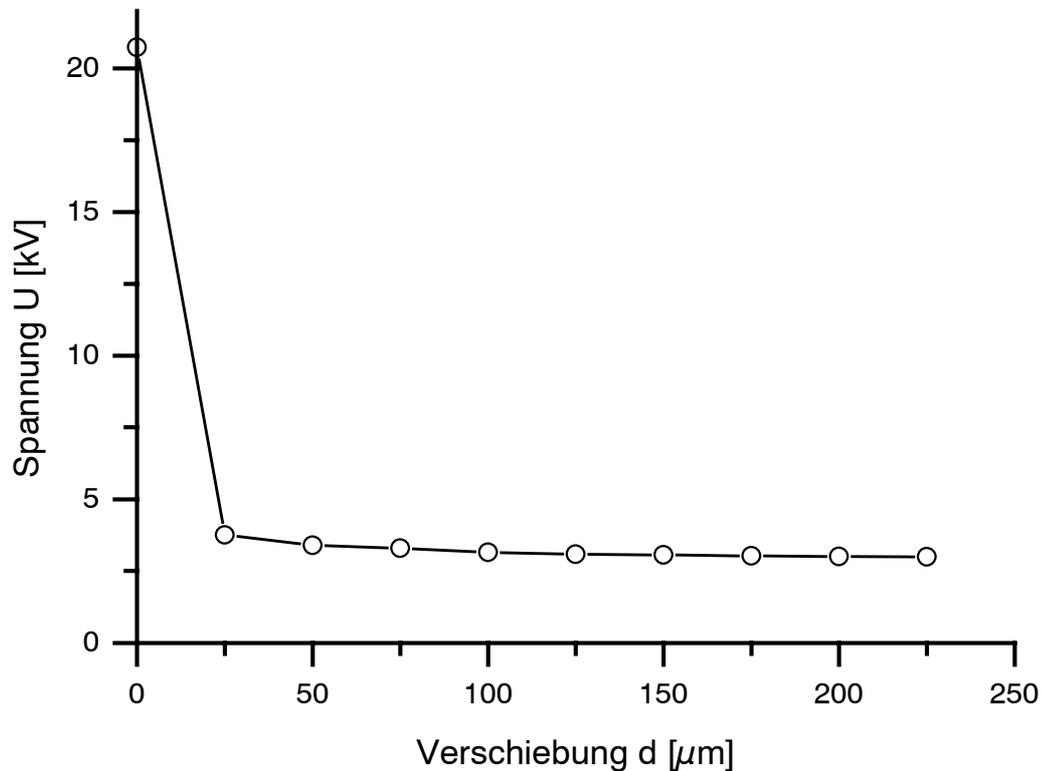


Abb. A.3: Spannung U , die benötigt wird um mittels elektrostatischer Kräfte die Gewichtskraft des Rotors (0.025 mg) auszugleichen, in Abhängigkeit von einer vertikalen Verschiebung d des Rotors (bei gleicher Dicke von Rotor und Elektroden)

A.2 Feldberechnung in der elektro-quasistatischen Näherung

Die elektro-quasistatische Näherung beschreibt Vorgänge, für welche die Änderung der Feldstärke langsam gegenüber der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle ist und für die magnetische Effekte vernachlässigt werden können [MelJR81, BarSF89].

Die Felder und Potentiale werden als harmonische, stetige Funktionen angenommen: (z.B. für die Potentiale)

$$\phi(x,t) = \hat{\phi} \cos(\omega t - kx) = \Re(\hat{\phi} e^{j(\omega t - kx)})$$

Speziell ist $\omega = 2\pi \cdot f_{\text{Feld}}$ die Kreisfrequenz des rotierenden Feldes und $\Omega = 2\pi \cdot f_{\text{Rotor}}$ die Kreisfrequenz der Scheibe.

Für rotationssymmetrische Systeme der Zähligkeit m ist :

$$x = r \theta$$

$$v = r \Omega$$

$$\lambda = 2\pi \frac{r}{m}$$

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{m}{r} \text{ sowie}$$

$$kx = m\theta .$$

Das Gesamtsystem wird durch einen Stapel von homogenen, ebenen Schichten nachgebildet. Eine einzelne Schicht ist in Abb. 4.13 und ein System aus verschiedenen Schichten in Abb. A.4 dargestellt.

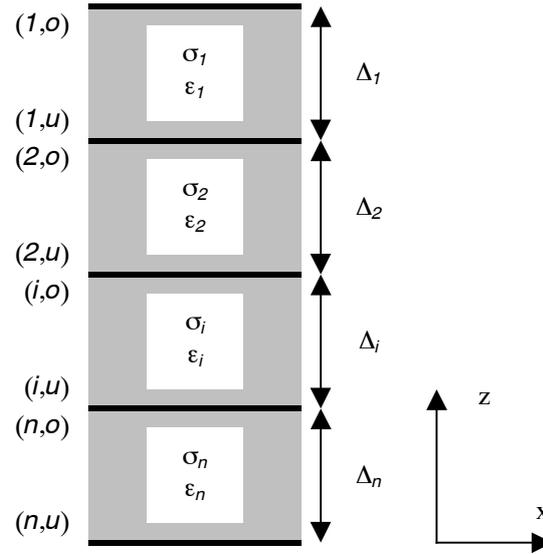


Abb. A.4: Stapel von Schichten des Schichtenmodells

Der Zusammenhang zwischen den Feldern \vec{E} in z-Richtung und den Potentialen Φ an der Ober- (o) und Unterseite (u) einer Schicht (i) lässt sich wie folgt beschreiben:

$$\begin{bmatrix} \hat{E}_z^{i,o} \\ \hat{E}_z^{i,u} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\gamma \coth(\gamma \Delta_i) & \frac{\gamma}{\sinh(\gamma \Delta_i)} \\ \frac{-\gamma}{\sinh(\gamma \Delta_i)} & \gamma \coth(\gamma \Delta_i) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{\Phi}^{i,o} \\ \hat{\Phi}^{i,u} \end{bmatrix} \quad \text{Gl. A.1}$$

Für die Berechnung der Felder und Potentiale ist die Aufstellung eines linearen Gleichungssystems notwendig, wofür folgende Umformung hilfreich ist:

$$\begin{bmatrix} -\frac{1}{\gamma} \coth(\gamma \Delta_i) & \frac{1}{\gamma \sinh(\gamma \Delta_i)} \\ \frac{-1}{\gamma \sinh(\gamma \Delta_i)} & \frac{1}{\gamma} \coth(\gamma \Delta_i) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{E}_z^{i,o} \\ \hat{E}_z^{i,u} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{\Phi}^{i,o} \\ \hat{\Phi}^{i,u} \end{bmatrix}$$

bzw. $\vec{C}_i \begin{bmatrix} \hat{E}_z^{i,o} \\ \hat{E}_z^{i,u} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{\Phi}^{i,o} \\ \hat{\Phi}^{i,u} \end{bmatrix} \quad \text{Gl. A.2}$

Die Felder E_θ in radialer Richtung sind an jeder Grenzfläche:

$$\hat{E}_\theta = j\gamma \hat{\Phi} \quad \text{Gl. A.3}$$

An den Grenzen zwischen den Schichten ist das Potential Φ stetig:

$$\hat{\Phi}^{i,u} = \hat{\Phi}^{i+1,o} \quad \text{Gl. A.4}$$

Die Felder E_z an den Grenzflächen sind unstetig und der Sprung hängt von der dortigen Oberflächen- Ladungsdichte σ_f ab.

$$\hat{\sigma}_f^{i,j+1} = \epsilon_i \hat{E}_z^{i,u} - \epsilon_{i+1} \hat{E}_z^{i+1,o} \quad \text{Gl. A.5}$$

Die Ladungsdichte ergibt sich aus der Ladungserhaltung (ohne besondere Leitfähigkeit der Oberfläche) bei einer Geschwindigkeit v der Grenzfläche:

$$\frac{\partial \hat{\sigma}_f^{i,j+1}}{\partial t} + \text{div}(\hat{\sigma}_f^{i,j+1} \vec{v}^{i,j+1}) + \vec{n} \cdot (\sigma_i \vec{E}^{i,u} - \sigma_{i+1} \vec{E}^{i+1,o}) = 0$$

Ausgeführt ergibt sich :

$$j(\omega - m\Omega) \hat{\sigma}_f^{i,j+1} + \sigma_i \hat{E}_z^{i,u} - \sigma_{i+1} \hat{E}_z^{i+1,o} = 0$$

und σ_f eingesetzt

$$(j(\omega - m\Omega) \epsilon_i + \sigma_i) \hat{E}_z^{i,u} - (j(\omega - m\Omega) \epsilon_{i+1} + \sigma_{i+1}) \hat{E}_z^{i+1,o} = 0 \quad \text{Gl. A.6}$$

$$\text{bzw. : } l_i \hat{E}_z^{i,u} - l_{i+1} \hat{E}_z^{i+1,o} = 0$$

Kap. A: Anhang

Bei einem Aufbau mit den Schichten

Schicht 1 : Luftspalt

Schicht 2 : Rotor

Schicht 3 : Luft

wird über die Fläche mit den Grenzbedingungen

$$r = r_{\text{innen}}, r = r_{\text{ausser}}, \theta = 0, \theta = 2\pi \text{ und } z = (1, u), z = (3, o)$$

integriert.

Das den Rotor antreibende Drehmoment M_θ ergibt sich zu:

$$M_\theta = \oint_S T_{\theta j} n_j r dA \quad ; \text{ mit } j = r, z, \theta$$

$$\text{und } T_{\theta j} = \varepsilon E_\theta E_j - \frac{1}{2} \varepsilon \delta_{\theta j} E_k E_k$$

Das Integral kann in die Teilintegrale der einzelnen Flächen je nach Richtung des Normalenvektors bzw. des Wertes von j zerlegt werden:

$j = r$ ($r = \text{const}$): Aufgrund des 2 dimensionalen Modells gilt $E_r = 0$ und somit $T_{\theta r} = 0$

$j = \theta$ ($\theta = \text{const}$): Es ist $\hat{E}_\theta = \text{const}$ bei Änderung von θ und somit

$$\int_{S_1} T_{\theta\theta} n_\theta r dA - \int_{S_2} T_{\theta\theta} n_\theta r dA = 0$$

$j = z$ ($z = \text{const}$): Nur die Integration über die Oberfläche der Schichten liefern einen Beitrag. Dort ist $T_{\theta z} = \varepsilon_i E_\theta E_z$

Damit wird nur über die Oberseite bzw. die Unterseite einer Schicht integriert.

$$M_\theta = \oint_{S^o} T_{\theta z} r dA - \oint_{S^u} T_{\theta z} r dA$$

Nach Übergang zu Zylinderkoordinaten, Integration über θ und Einsetzen der Felder ergibt sich:

$$M_\theta = \int_{R_{\text{innen}}}^{R_{\text{ausser}}} \int_0^{2\pi} (T_{\theta z}^{1,u} - T_{\theta z}^{3,o}) r^2 d\theta dr = \pi \int_{R_{\text{innen}}}^{R_{\text{ausser}}} \Re \left\{ \varepsilon_1 \hat{E}_\theta^{1,u} \hat{E}_z^{1,u*} - \varepsilon_3 \hat{E}_\theta^{3,o} \hat{E}_z^{3,o*} \right\} r^2 dr .$$

Entsprechend kann die Kraft F_z in z-Richtung berechnet werden:

$$F_z = \oint_S T_{zj} n_j dA \quad \text{mit } T_{zz} = \frac{\varepsilon}{2} (E_z E_z - E_\theta E_\theta)$$

und

$$F_z = \int_{R_{\text{innen}}}^{R_{\text{ausser}}} \int_0^{2\pi} (T_{zz}^{1,u} - T_{zz}^{3,o}) r d\theta dr = \frac{\pi}{2} \int_{R_{\text{innen}}}^{R_{\text{ausser}}} \Re \left\{ \varepsilon_1 \left(\hat{E}_z^{1,u} \hat{E}_z^{1,u*} - \hat{E}_\theta^{1,u} \hat{E}_\theta^{1,u*} \right) - \varepsilon_3 \left(\hat{E}_z^{3,o} \hat{E}_z^{3,o*} - \hat{E}_\theta^{3,o} \hat{E}_\theta^{3,o*} \right) \right\} r dr .$$

A.4 Eulerwinkel und komplexe Variablen

Die in Abb. 4.24 definierten Eulerwinkel (θ , φ , ψ) werden zur Vereinfachung der Rechnungen durch komplexwertige Variablen (α , β , γ , δ) ersetzt [KISO65]. Dadurch werden periodische Winkelfunktionen umgangen und das herzuleitende Differentialgleichungssystem ist einfacher zu lösen.

Die komplexen Variablen werden wie folgt definiert:

$$\alpha = \cos(\frac{1}{2}\theta) e^{i\frac{1}{2}(\varphi+\psi)}$$

$$\beta = i \sin(\frac{1}{2}\theta) e^{i\frac{1}{2}(-\varphi+\psi)}$$

$$\gamma = i \sin(\frac{1}{2}\theta) e^{i\frac{1}{2}(\varphi-\psi)}$$

$$\delta = \cos(\frac{1}{2}\theta) e^{i\frac{1}{2}(-\varphi-\psi)}$$

Gl. A.10

Kap. A: Anhang

Für diese gilt

$$\alpha\delta - \beta\gamma = +1$$

$$\alpha = \delta^*$$

$$\beta = -\gamma^*$$

Die Umkehrung dieser Ersetzung ist wegen der Periodizität der Winkel nicht eindeutig und kann für analytische Rechnungen mit

$$\cos(\theta) = \alpha\delta + \beta\gamma$$

$$\sin(\theta) = \sqrt{-4\alpha\beta\gamma\delta}$$

$$e^{2i\psi} = \frac{\alpha\beta}{\gamma\delta}$$

$$e^{2i\varphi} = \frac{\alpha\gamma}{\beta\delta}$$

und für numerische Rechnungen mit

$$\varphi = \angle(\alpha) - \angle(\beta/i)$$

$$\psi = \angle(\alpha) + \angle(\beta/i)$$

$$\theta = \angle(|\alpha| + i|\beta/i|)$$

durchgeführt werden.

Bei der Benutzung der komplexen Variablen wird die Umrechnung von Vektoren vom körper- zum ortsfesten Koordinatensystem zu

$$\vec{F}_1 = \begin{bmatrix} \alpha^2 & \beta^2 & 2\alpha\beta \\ \gamma^2 & \delta^2 & 2\gamma\delta \\ \alpha\gamma & \beta\delta & \alpha\delta + \beta\gamma \end{bmatrix} \vec{F}_2 .$$

Die Winkelgeschwindigkeiten ω_2 des körperfesten Koordinatensystems X_2 ausgedrückt durch die Eulerwinkel lauten:

$$\omega_{2x} = \dot{\theta} \cos \varphi + \dot{\psi} \sin \theta \sin \varphi$$

$$\omega_{2y} = -\dot{\theta} \sin \varphi + \dot{\psi} \sin \theta \cos \varphi$$

Gl. A.11

$$\omega_{2z} = \dot{\psi} + \dot{\theta} \cos \theta$$

Dies ist ein System von nichtlinearen gekoppelten Differentialgleichungen. Werden diese in Gleichungen für die komplexen Variablen umgeschrieben so folgt:

$$\dot{\alpha} = \frac{i\omega_{2z}}{2} \alpha + \frac{i\omega_{2x} + \omega_{2y}}{2} \beta$$

$$\dot{\beta} = \frac{i\omega_{2x} - \omega_{2y}}{2} \alpha - \frac{i\omega_{2z}}{2} \beta$$

Gl. A.12

$$\dot{\gamma} = \frac{i\omega_{2z}}{2} \gamma + \frac{i\omega_{2x} + \omega_{2y}}{2} \delta$$

$$\dot{\delta} = \frac{i\omega_{2x} - \omega_{2y}}{2} \gamma - \frac{i\omega_{2z}}{2} \delta$$

Durch die Verwendung von komplexen Variablen wird aus dem System von nichtlinearen Gleichungen Gl. A.11 ein System von linearen Differentialgleichungen Gl. A.12. Diese linearen Gleichungen lassen sich numerisch integrieren.

A.5 Vorgehensweise bei der Berechnung des dynamischen Verhaltens

Die Berechnung des dynamischen Verhaltens eines Rotors in einem Feld erfolgt durch Integration der Differentialgleichungen für den Mittelpunkt (Gl. 4.9) und für die Rotation (Gl. 4.21 und Gl. A.12).

Für die numerische Auswertung der Gleichungen wurde das Programm Matlab [Mat] verwendet. Eine Übersicht des Ablaufes der Rechnung ist in einem Flußdiagramm (Abb. A.5) dargestellt.

Die Berechnung der Spannungen der Elektroden bei aktiver Regelung erfolgt für jedes Segment der Elektrode getrennt, da sich die Spannungen je nach Lage der Scheibe voneinander unterscheiden sollen. Ausschlaggebend für den Wert der einzelnen Spannungen U ist der Abstand z_i zwischen Rotor und Elektrode in der Mitte jedes Segmentes (siehe Gl. 4.24).

$$(U_1, U_2, U_3)^T = \bar{k}_R (z_1, z_2, z_3)^T$$

Die Kraft (das Moment) auf den Rotor wird durch Integration über die den Elektroden-segmenten gegenüberliegende Rotoroberfläche gebildet. Die Integrationsgrenzen für das Flächenintegral sind dabei:

radial : $r = 0$ bis $r = R$, ($R =$ Radius der Scheibe)

tangential : $\zeta = \zeta_a$ bis $\zeta = \zeta_e$, je nach Segment

Die genauere Vorgehensweise der Berechnung der bezogenen Kraft f (bzw. Moment m) wird weiter unten erläutert (Kap. A.6). Diese bezogenen Größen werden mit dem Quadrat der entsprechenden Elektrodensegmentspannung multipliziert und in die Differentialgleichungen eingesetzt. Die numerische Lösung der Differentialgleichungen ergibt Werte für die Winkelgeschwindigkeit $\bar{\omega}$, der Neigung α, β , des Mittelpunkt-abstandes z und der Geschwindigkeit v . Mit den neu berechneten Werten werden wieder die Spannungen berechnet und es beginnt ein weiterer Durchlauf. Ergibt sich ein Kontakt zwischen Rotor und Elektrode oder wird eine festgelegte Integrationszeit erreicht, so endet die Ausführung der Integration und die berechneten Werte werden für eine spätere Auswertung gespeichert.

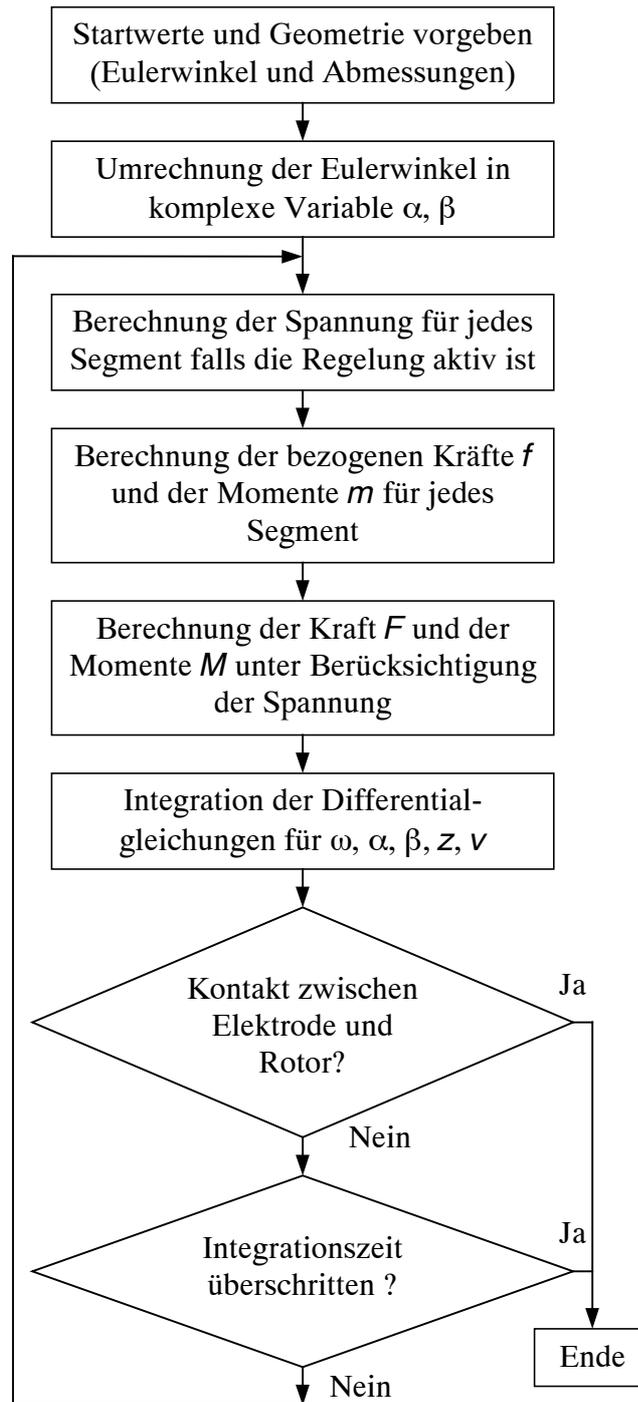


Abb. A.5: Flußdiagramm für die Berechnung des dynamischen Verhaltens

A.6 Berechnung der Kraft bzw. des Kippmomentes

Die Berechnung der Kraft mit dem FD-Programm [PROFI] ist aufgrund des orthogonalen Aufbaus des Gitters nicht möglich, wenn der Rotor gegenüber der Elektrode geneigt ist ($\theta \neq 0$). Daher wird in diesem Fall die Kraft (bzw. Moment) durch Integration über die Oberfläche des Rotors bestimmt. Dabei wird angenommen, daß die Kraft für jeden Punkt der Oberfläche durch den entsprechenden Wert der nach dem FD-Verfahren berechnete Kraft $f_e(z)$ für den entsprechenden Abstand z gegeben ist.

Das Integral für die Berechnung der anziehenden Kraft hat somit folgende Form:

$$f = \iint_{\text{Oberfläche}} \tilde{f}_e(z) dA = \int_{\phi_a}^{\phi_e} \int_0^R \tilde{f}_e(z) r dr d\phi$$

mit $\tilde{f}_e(z) = f_e(z)/A$ der mittels dem FD-Modell bestimmten elektrostatischen Anziehungskraft pro $V^2 m^2$ ($A = \text{Oberfläche}$).

Der Abstand z ist dabei von der Neigung (α, β) und des Mittelpunktabstandes z_S der Scheibe, sowie der Position (r, ϕ) auf der Oberfläche abhängig. Bei diesem Zusammenhang läßt sich die Abhängigkeit vom Radius r separieren.

$$z(\alpha, \beta, r, \phi) = h(\alpha, \beta, \phi) \cdot r + z_S$$

Die Größe h ist gegeben durch:

$$h = (\beta\delta - \alpha\gamma)\cos(\phi) - i(\beta\delta + \alpha\gamma)\sin(\phi)$$

Entsprechend gilt für das Moment

$$m = \iint_{\text{Oberfläche}} \vec{r}_2 \times \vec{f}_2 dA = \int_{\xi_a}^{\xi_e} \int_0^R \vec{r}_2 \times \vec{f}_2 r dr d\phi$$

mit \vec{f}_2 der in das körperfeste Koordinatensystem transformierten Kraft $\tilde{f}_e(z)$.

Auch hier läßt sich der radiale Anteil abspalten:

$$\vec{f}_2 = \vec{k} \cdot \tilde{f}_e(z) \cdot r$$

mit

$$\vec{k} = \begin{bmatrix} (\alpha\delta + \beta\gamma)\sin(\phi) \\ -(\alpha\delta + \beta\gamma)\cos(\phi) \\ -i(\beta\delta + \alpha\gamma)\cos(\phi) + (-\beta\delta + \alpha\gamma)\sin(\phi) \end{bmatrix}.$$

Wird für die Kraft $f_e(z)$ eine der Näherungen $f_{en}(z)$ (Gl. 4.22) oder $f_{el}(z)$ (Gl. 4.23) eingesetzt, so ist die Abhängigkeit der Kraft vom Abstand gegeben, und die Integration über den Radius r kann analytisch durchgeführt werden.

Für die lineare Näherung ergibt sich:

$$f_l = \int_{\xi_a}^{\xi_e} \left[\frac{1}{2}(d + cz_S)R^2 + \frac{1}{3}chR^3 \right] d\phi \quad \text{und} \quad m_l = \int_{\xi_a}^{\xi_e} \left[\frac{1}{3}(d + cz_S)R^3 + \frac{1}{4}chR^4 \right] d\phi$$

Für die nichtlineare Näherung ergibt die Integration Terme in denen durch h dividiert wird. Diese führen bei der numerischen Berechnung zu großen Abweichungen in der Nähe von $\theta = 0$ ($h = 0$), obwohl die Lösung für $h = 0$ existiert. Zur Umgehung diese Problems wurde das Ergebnis der Integration in ein Reihe für h entwickelt:

$$f_n = \int_{\xi_a}^{\xi_e} \left[-\frac{1}{2}10^b z_S^a R^2 - \frac{1}{3}10^b a z_S^{(a-1)} R^3 h + \frac{1}{8}10^b a(a-1) z_S^{(a-2)} R^4 h^2 + \frac{1}{30}10^b a(-a^2 + 3a - 2) z_S^{(a-3)} R^5 h^3 \right] d\phi$$

$$m_n = \int_{\xi_a}^{\xi_e} \left[-\frac{1}{3}10^b z_S^a R^3 - \frac{1}{4}10^b a z_S^{(a-1)} R^4 h + \frac{1}{10}10^b a(a-1) z_S^{(a-2)} R^5 h^2 + \frac{1}{36}10^b a(-a^2 + 3a - 2) z_S^{(a-3)} R^6 h^3 \right] d\phi$$

Danksagung

Mein Dank gilt Prof. Dr. rer. nat. H. Opower (DLR, Stuttgart) und Prof. Dr. Ing. J. Graul (Lfl, Hannover) für das interessante Thema und der Möglichkeit dieses im Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt am Institut für Technische Physik in Stuttgart zu bearbeiten.

Außerdem bedanke ich mich bei meinen Betreuern Dr. A. Menschig und Dr. G. Renz für die Unterstützung.

Besonderer Dank gilt der Reinraum-Crew für die gute Zusammenarbeit, als da wären: C. Cychy, W. Groß, M. Gross, G. Henn, T. Rupp, Dr. H. Schröder, J. Staud, V. Stefes und J. Ziegler.

Nicht zu vergessen die Mitarbeiter in den Elektronik- und der Mechanikwerkstätten.

Lebenslauf

Ralf Bähnisch

geboren am 25. März 1966 in Gronau (Leine)

ledig

Schulbildung:

1972-1978 Grundschule Gronau (Leine) mit Orientierungsstufe
1978-1982 Realschule Gronau (Leine)
1982-1985 Berufsausbildung zum Funkelektroniker
Blaupunktwerke GmbH Hildesheim
1985-1986 Fachoberschule Technik (12. Klasse)
Werner-von-Siemens-Schule Hildesheim

Studium:

1986-1989 Fachhochschule Hannover
Fachrichtung Nachrichtentechnik
Dipl. Ing. (FH)
1989-1995 Universität Hannover
Fachbereich Physik, Schwerpunkt Lasertechnik
Dipl.-Phys.

Beruflicher Werdegang:

1995-1996 BremLas Lasertechnik Bremen GmbH
1996-2000 Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Technische Physik
seit 2000 Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Elektronik Labor